



HAL
open science

Caractérisation des détecteurs silicium, recherche de Vertex et étude du potentiel de découverte d'un boson de Higgs chargé dans l'expérience CMS

Nicolas Estre

► **To cite this version:**

Nicolas Estre. Caractérisation des détecteurs silicium, recherche de Vertex et étude du potentiel de découverte d'un boson de Higgs chargé dans l'expérience CMS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2004. Français. NNT: . tel-00009847

HAL Id: tel-00009847

<https://theses.hal.science/tel-00009847>

Submitted on 28 Jul 2005

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.

*Mais se touchant le crâne en criant « j'ai trouvé ! »
La bande au professeur Nimbus est arrivée.
Qui s'est mise à frapper les cieux d'alignement,
Chasser les dieux du firmament.
G. Brassens, « Le grand Pan ».*

Remerciements

En premier lieu, je remercie évidemment Didier Contardo qui a su trouver l'alchimie idéale entre encadrement et autonomie du thésard. Il a su laisser libre cours à mes – rares – initiatives tout en restant attentif à mon travail et en n'hésitant pas à me remettre sur la bonne voie lorsqu'il le fallait. Ces trois années se sont révélées finalement très agréables, en partie grâce à sa constante bonne humeur. Qu'il soit assuré ici du plaisir que j'ai eu à l'avoir comme directeur tout au long de cette thèse.

Rudolf Frühwirth, Bernard Ille, François Le Diberder, Gérard Smadja et Marc Winter ont accepté de juger ce travail : qu'ils en soient vivement remerciés. Je remercie tout particulièrement Rudolf Frühwirth, rapporteur, pour sa gentillesse, ses idées et ses conseils sur les points APEX et le recuit déterministe lors de nos rencontres aux réunions « vertex » . J'adresse également toute ma reconnaissance à Marc Winter, autre rapporteur, qui m'a éclairé sur bien des points. Qu'il sache ici que je n'oublierai pas de sitôt notre rencontre au CERN un jeudi matin ! Plus sérieusement, je le remercie pour l'infinie rigueur avec laquelle il a parcouru ce travail et pour les nombreuses remarques et corrections qu'il a objectées.

Je remercie, dans l'ordre d'apparition dans mon travail, mes trois *co-dirigeants* durant cette thèse :

Benjamin Trocmé, le premier à s'investir, a eu la lourde et vaine tâche de m'inculquer quelque notion de rigueur et souci du détail dans le travail. Je le remercie de n'avoir jamais abandonné devant l'immense adversité qui a dû lui faire peur bien des fois, que ce soit lors d'analyses de résultats, de réflexions de physique ou de corrections de mon anglais quelque peu primitif. Qu'il soit sûr que ma reconnaissance est à la hauteur de la rigueur avec laquelle il m'a encadré.

Je remercie Éric Chabanat, qui a accompagné mes premiers pas en informatique, en particulier en programmation, lors des cours de licence, maîtrise et DEA. Sa connaissance du C++ et de la pensée *orienté-objet*, sans égale, a été pour moi une aide fantastique lorsqu'il a été question d'utiliser et de développer le « framework » de reconstruction de CMS. Je n'oublierai pas non plus qu'il est à l'origine de ma première – et laborieuse – installation de Linux sur mon PC. J'ai ainsi, grâce à lui, comblé mes longues soirées d'hiver. Je le remercie enfin pour son enthousiasme communicatif pour la physique des particules.

Last but not least à arriver dans cette thèse, Stéphane Perriès, avec qui j'ai partagé le travail d'analyse sur le Higgs chargé. Arrivé alors à maturité, j'ai pu mener cette partie du travail comme une collaboration. Notre complémentarité dans le travail restera pour moi le meilleur souvenir de ma thèse. Je le remercie également vivement pour les nombreux conseils

qu'il a su me prodiguer tout au long de ces trois ans.

J'ai ici une pensée très sincère envers Pascal Vanlaer, « chef » du groupe vertex. Il a su faire preuve à mon égard d'une patience et d'une gentillesse sans égale, répondant précisément à chacun de mes nombreux mails (qui a dit SPAM?). C'est ainsi grâce à Pascal que j'ai pu comprendre un peu mieux les principes de recherche/reconstruction/ajustement de vertex et leur implémentation dans ORCA. Sans lui, mon travail sur les vertex n'aurait pu aboutir. Donc, Pascal, pour tout cela, merci.

Merci également à Laurent Mirabito. Si nous n'avons pas travaillé directement ensemble, ses conseils et ses avis sur les directions à prendre se sont toujours révélés excellents et son grand sens de la physique, d'une aide précieuse. Je le remercie également pour son inénarrable fantaisie.

Autant j'ai remercié les personnes qui m'ont aidé dans le travail, autant je ne remercie pas mes « co-thésards » qui n'ont eu de cesse, dès le stage de DEA, de perturber ma tâche en invoquant « l'heure de la pause café ». Qu'ils sachent donc qu'ils se trouvent désormais sur ma black list : *Moïse-le-fou*, *Franck-le-laborieux*, *Greg-le-...*¹. À cette liste de sapeurs de thèse il conviendrait d'ajouter Céline et Guillaume, qui doivent être bien contents de ne pas avoir (pas encore ?) de surnom.

Les nombreuses soirées en compagnie de toute cette bande resteront pour moi les plus mauvais souvenirs de cette thèse. Nous ne garderons à l'avenir, je l'espère, aucun contact.

Je remercie Noël Giraud pour... pour tout. Pour avoir eu une réponse à quasiment toutes les questions qui ont pu me traverser l'esprit pendant les repas, et il y en a eu ! Merci pour avoir su me parler de noyaux et d'OS avec une telle poésie. Désormais les mots *kernel*, *appels systèmes* et autres *mode protégé* résonnent en moi tels des chants de sirènes :-)

Merci à M. André Morel, pour m'avoir donné goût à la physique, lors des TP de 5^e.

Je remercie bien évidemment mes parents et mes sœurs qui, non contents de me supporter depuis vingt-cinq ans, m'ont continuellement encouragé.

Enfin, merci à celle dont le prénom brille par son absence dans ces remerciements.

¹Bien qu'étant thésard à Paris, il a participé au méfait, par mail. Il est donc normal qu'il apparaisse sur cette liste. Son surnom est caché, par trop grossier ; un indice tout de même : Brassens lui a dédié son fameux *Blason* .

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
1 Le Modèle Standard et ses aspects expérimentaux.	3
1.1 Le Modèle Standard	3
1.1.1 L'interaction électrofaible	4
1.1.2 Le mécanisme de Higgs	5
1.1.3 Contraintes sur la masse du boson de Higgs Standard	7
1.2 Situation expérimentale	8
1.2.1 Succès	8
1.2.2 La recherche du boson de Higgs Standard	15
1.3 Les limites du Modèle Standard	17
1.3.1 Quelques extensions possibles	19
1.4 La supersymétrie et son modèle minimal	22
1.5 Potentiel de découverte au LHC	29
1.5.1 Le secteur de Higgs standard	29
1.5.2 Le secteur des Higgs Supersymétriques	29
Bibliographie	35
2 Le collisionneur LHC et le détecteur CMS.	37
2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)	37
2.2 Le détecteur Compact Muons Solenoïd (CMS)	41
2.2.1 L'aimant supra-conducteur	44
2.2.2 Le trajectomètre	45
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique	49
2.2.4 Le calorimètre hadronique	51
2.2.5 Le détecteur à muons	53
2.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition de données	54

Bibliographie	59
3 Le détecteur à micro-pistes de silicium : principe et électronique associée	61
3.1 Le trajectomètre de CMS	61
3.1.1 Principe de fonctionnement d'un senseur	61
3.1.2 Composition d'un détecteur au silicium	63
3.1.3 Emplacement et type de module dans le trajectomètre	64
3.2 L'électronique de lecture et de contrôle	68
3.2.1 L'électronique de lecture sur détecteur	69
3.2.2 L'électronique de lecture en salle	71
3.3 L'électronique de contrôle	71
Bibliographie	73
4 Caractérisation des modules de détection du trajectographe de CMS	75
4.1 Dispositif expérimental	75
4.2 Détermination du signal et du bruit électronique	76
4.3 Alignement en temps des détecteurs et étude de la déconvolution	78
4.4 Reconstruction d'amas de pistes	79
4.5 Position des amas et profil des faisceaux	81
4.6 Procédure d'alignement relatif	81
4.7 Calcul de résolution	83
4.8 Évaluation des efficacités et des taux de faux amas	85
4.9 Étude des algorithmes d'agrégation en ligne	86
4.10 Efficacité et empilements obtenus pour les différents algorithmes	87
4.11 Étude du partage de charge et de la résolution	90
4.11.1 Correction apportée aux amas à deux pistes	93
4.11.2 Correction apportée aux amas à trois pistes	94
4.11.3 Résolutions obtenues avec correction dans tous les détecteurs	94
Bibliographie	99
5 La reconstruction de traces et de vertex dans CMS	101
5.1 La reconstruction de traces	102
5.1.1 Reconstruction avec filtre de Kalman	102
5.1.2 Reconstruction avec filtre à recuit déterministe	104
5.2 La reconstruction de vertex	108
5.2.1 L'algorithme de Reconstruction de Vertex Principal	108
5.2.2 L'ajustement de vertex	109

5.2.3	L'ajustement par moindres carrés et l'ajustement adaptatif	110
Bibliographie		115
6	Le recuit déterministe pour la recherche d'amas	117
6.1	Présentation du problème	118
6.2	Le recuit déterministe	118
6.2.1	Recherche de l'énergie libre minimale	118
6.2.2	Détermination du nombre de prototypes : transitions de phase	121
Bibliographie		127
7	Application du recuit déterministe à la recherche de vertex	129
7.1	Résultats et mise au point avec des vertex fictifs	129
7.1.1	Reconstruction de vertex fictifs : le cas le plus simple	129
7.1.2	Reconstruction de vertex fictifs : un cas plus réaliste	129
7.1.3	Mise en œuvre de l'algorithme de Recuit Déterministe	133
7.2	Recherche de vertex d'événements $b\bar{b}$	134
7.2.1	Définition des efficacités, puretés et taux de faux dans la reconstruction de vertex	134
7.2.2	Sélection des vertex simulés	134
7.2.3	Caractéristiques des vertex simulés	135
7.2.4	Performances de la reconstruction de vertex	137
7.2.5	Étude des performances dans une recherche globale de vertex	139
7.2.6	Performances obtenues dans une recherche régionale de vertex	156
7.2.7	Étude dans un scénario de basse luminosité	159
7.3	Conclusion	159
Bibliographie		161
8	Étude du potentiel de découverte d'un boson de Higgs chargé léger	163
8.1	Le secteur de Higgs du MSSM	163
8.2	Le boson de Higgs chargé	164
8.2.1	Recherche de bosons de Higgs chargés	164
8.3	Boson de Higgs chargé léger	166
8.3.1	Couplages et rapports d'embranchement	166
8.3.2	Stratégie de recherche au LHC	168
8.3.3	Canal leptonique	169
8.3.4	Canal hadronique	170

8.3.5	Bruits de fond	173
8.4	Principes de l'analyse	174
8.4.1	Les effets de polarisation du τ	174
8.4.2	Reconstruction de la masse transverse du H^\pm	177
8.5	Production des événements	180
8.6	Déclenchements de premier et hauts niveaux	183
8.7	Reconstruction des événements	185
8.7.1	Reconstruction et étiquetage des jets de τ	185
8.7.2	Reconstruction et étiquetage des jets beaux	191
8.7.3	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	197
8.8	Coupures et sélections	199
8.8.1	Coupures sur la topologie de la branche $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$	200
8.8.2	Coupures sur la branche $t \rightarrow H^+ b$	201
8.9	Signification statistique obtenue	205
8.10	Extraction de la masse du boson de Higgs	211
8.10.1	La méthode du maximum de vraisemblance	211
8.10.2	La méthode du « bootstrap »	211
	Bibliographie	217
	Conclusion	219
	Liste des tableaux	221
	Table des figures	223

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit les interactions électromagnétique, faible et forte. Il a été pleinement validé par les expériences depuis plus d'une trentaine d'années.

Pourtant, différents défauts théoriques font penser que le Modèle Standard ne pourrait être qu'une approximation effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale, restant à déterminer. Pour explorer les limites du Modèle Standard en atteignant une échelle d'énergie nouvelle, le grand collisionneur de hadrons (LHC) est en cours de construction au Conseil Européen de la Recherche Nucléaire (Cern) et sera opérationnel en 2007. Le détecteur Solénoïde Compact de Muons (CMS), une des quatre expériences chargées d'analyser les données produites, permettra la recherche du boson de Higgs et la signature d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

Parmi ces recherches, la découverte d'un boson de Higgs chargé tient une place capitale : elle serait une preuve de l'existence d'un secteur de Higgs étendu et donc une indication forte en faveur de la supersymétrie en tant qu'extension du Modèle Standard.

Ce travail de thèse est une contribution à l'étude des performances du trajectomètre de CMS, à l'élaboration des techniques de reconstruction d'événements et à la préparation de l'analyse des futures données expérimentales.

Le Modèle Standard et l'état actuel des recherches ainsi que les extensions possibles sont présentés dans le premier chapitre. L'accélérateur LHC et l'expérience CMS seront quant à eux décrits dans le deuxième chapitre.

Les détecteurs à micro-pistes de silicium constituant, avec le détecteur à pixels, le trajectomètre, seront discutés dans les troisième et quatrième chapitres. En particulier, les performances des détecteurs et de leur électronique associée seront étudiées en termes de résolution, d'efficacité et de réduction de l'empilement par analyse des données obtenues lors du premier test des détecteurs sur le faisceau du SPS, cadencé à la même fréquence, 40 MHz, qu'au LHC.

Les performances attendues du trajectomètre pour la reconstruction de traces ainsi que les techniques de reconstruction utilisées seront abordées dans le cinquième chapitre. L'état actuel des techniques de recherche et d'ajustement de vertex sera également présenté dans ce chapitre, afin d'introduire les concepts utilisés dans les chapitres suivants.

Le chapitre six décrit de façon générale la technique de recherche d'amas à l'aide d'un algorithme issu de la théorie de l'information : le recuit déterministe, dont l'application spécifique à la recherche de vertex a été développée ici. Les résultats comparés à ceux obtenus par une recherche standard, sont présentés dans le septième chapitre.

Les techniques développées sont finalement utilisées pour la reconstruction de vertex primaire et l'étiquetage de quark b lors de l'étude du potentiel de découverte d'un boson de Higgs chargé léger, issu de la désintégration d'un quark top. Les performances potentielles du détecteur CMS pour cette étude sont présentées dans le dernier chapitre.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et ses aspects expérimentaux.

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit l'ensemble de la matière connue à ce jour ainsi que trois des quatre interactions fondamentales. Le Modèle Standard est l'une des grandes réussites de la physique fondamentale du vingtième siècle : les particules prédites ont, à une exception près, été observées par les expériences. Aucune mesure n'a jusqu'à présent pu réellement le mettre en défaut.

Dans sa version initiale, le Modèle Standard décrit des particules de masse nulle. La génération de la masse s'effectue de manière «douce» de façon à ne pas briser explicitement la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce mécanisme, aujourd'hui communément appelé mécanisme de Higgs, entraîne l'existence d'une nouvelle particule scalaire : le boson de Higgs, qui n'a jusqu'à aujourd'hui, jamais été observé.

S'il est pleinement validé par les différentes expériences, le Modèle Standard souffre pourtant de certaines lacunes théoriques difficilement acceptables pour une théorie finale et ne répond pas à certaines questions : pourquoi y a-t-il trois familles de fermions ? Pourquoi y a-t-il cinq ordres de grandeur de différence entre la masse du quark top et celle de l'électron ? Etc.

Ces déficiences font que le Modèle Standard est désormais perçu comme un modèle effectif à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Parmi toutes les théories dont le Modèle Standard pourrait découler, la supersymétrie (SUSY) est une théorie élégante qui relie fermions et bosons. Elle contient toutes les qualités intrinsèques du Modèle Standard tout en supprimant certaines de ses incohérences à haute énergie.

Ce chapitre présente une brève revue des principes fondamentaux du Modèle Standard et du mécanisme de Higgs. Certains problèmes du modèle seront alors abordés ainsi que leurs résolutions dans le cas du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). Les confirmations expérimentales du Modèle Standard ainsi que l'état actuel de la recherche du (des) boson(s) de Higgs seront également présentés.

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est le cadre théorique permettant de décrire les particules élémentaires et trois de leurs interactions fondamentales : électromagnétique, faible et forte. C'est une

théorie invariante sous le groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, produit de trois groupes de symétries, associés à ces interactions. En théorie quantique des champs, les interactions élémentaires sont exprimées en terme d'échange de particules de spin entier : les bosons de jauge. La matière est quant à elle construite à partir des particules de spin demi-entier : les fermions. L'ensemble des fermions se divise lui-même en deux familles : les leptons et les quarks, les premiers étant insensibles à l'interaction forte alors que les seconds le sont. Les leptons et les quarks sont encore subdivisés en trois familles, comme reporté dans le tableau 1.1.

TAB. 1.1 – Les différentes familles de fermions. La charge (multiple de e) est notée entre parenthèses.

Fermions			
Famille	1	2	3
Leptons	$e (-1) , \nu_e (0)$	$\mu (-1) , \nu_\mu (0)$	$\tau (-1) , \nu_\tau (0)$
Quarks	$u (2/3) , d (-1/3)$	$c (2/3) , s (-1/3)$	$t (2/3) , b (-1/3)$

1.1.1 L'interaction électrofaible

Le modèle de l'interaction électrofaible est fondé sur le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour rendre compte de la violation de la parité dans l'interaction faible (le neutrino droit n'a jamais été observé), les champs fermioniques de chiralité gauche appartiennent à des doublets d'isospin faible du groupe $SU(2)_L$ et les composantes « droites » à des singulets :

$$f_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}^i, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}^i \text{ et } f_R^i = l_R^i, u_R^i, d_R^i, \quad (1.1)$$

l'index $i=1,2,3$ représentant le numéro de la famille.

Le générateur du groupe $U(1)_Y$, l'hypercharge Y , est relié à la charge électrique Q et à la troisième composante d'isospin faible par la relation : $Q = T_3 + Y/2$. Le groupe de symétrie $U(1)_{em}$ étant un sous-groupe de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, les interactions électromagnétique et faible sont alors unifiées.

Les bosons de jauge apparaissent lorsque l'on requiert l'invariance du lagrangien sous les transformations de jauge locales associées aux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$:

$$\begin{aligned} \text{invariance sous } SU(2)_L : \Psi_L &\rightarrow \exp\left(i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{\theta}(x)\right)\Psi_L, \\ \Psi_R &\rightarrow \Psi_R \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \text{invariance sous } U(1)_Y : \Psi_L &\rightarrow \exp\left(i\frac{g'}{2}Y\alpha(x)\right)\Psi_L, \\ \Psi_R &\rightarrow \exp\left(i\frac{g'}{2}Y\alpha(x)\right)\Psi_R, \end{aligned} \quad (1.3)$$

où g et g' sont les constantes de couplages associées aux symétries des groupes $SU(2)_L$ et

$U(1)_Y$.

Trois champs W_μ^i associés à $SU(2)_L$ et un champ B_μ associé à $U(1)_Y$ sont maintenant introduits afin d'établir l'invariance du lagrangien sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les champs physiques W_μ^\pm , Z_μ et A_μ (le champ associé au photon) sont obtenus à partir de combinaisons linéaires de ces champs de jauge :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin\theta_W W_\mu^3 + \sin\theta_W B_\mu \end{aligned} \quad (1.4)$$

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

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

La charge électrique est également obtenue :

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

Dans un tel modèle, les bosons médiateurs sont sans masse. En effet, l'introduction de termes de masse tels que $m^2 B_\mu B^\mu$ briserait l'invariance du lagrangien sous la symétrie locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Or, la portée de l'interaction faible étant finie, les bosons W et Z sont massifs. Dans le Modèle Standard, ce problème est résolu par l'introduction du mécanisme de Higgs.

1.1.2 Le mécanisme de Higgs

La génération des masses dans le Modèle Standard est assurée par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie appelé mécanisme de Higgs [2].

Le principe est d'introduire, de manière *ad hoc*, un nouveau champ scalaire associé à un potentiel dont la valeur moyenne dans le vide brise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$: le lagrangien est toujours invariant de jauge (les termes cinétique et potentiel du champ étant invariants) mais plus l'état fondamental.

Le secteur scalaire le plus simple et suffisant pour engendrer les masses des bosons W et Z est un doublet d'isospin de champs scalaires complexe Φ , d'hypercharge $+1$ et soumis à un potentiel du type :

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \frac{\lambda}{2} |\Phi|^4. \quad (1.5)$$

L'allure du potentiel, pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, est donnée sur la figure 1.1.

Ce potentiel admet une infinité de minima :

$$|\Phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}, \quad (1.6)$$

pour lesquels la symétrie sous $SU(2)_L$ n'est plus explicite. Le doublet Φ peut alors être développé autour de son état fondamental :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{\xi}(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

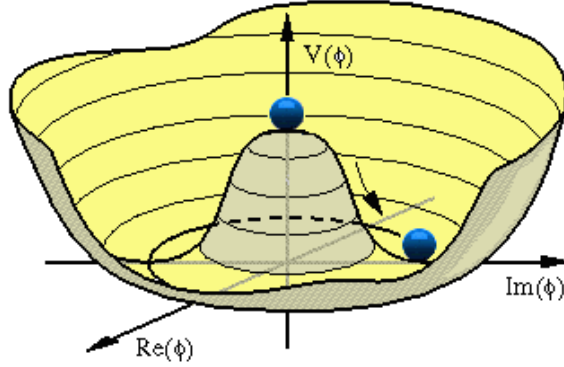


FIG. 1.1 – Allure du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Le potentiel est représenté dans le plan $(\text{Re}(\Phi), \text{Im}(\Phi))$. Le choix d'un minimum particulier brise la symétrie.

où $v=246$ GeV est la densité moyenne d'énergie dans le vide. Le lagrangien étant invariant sous $SU(2)_L$, on peut choisir la jauge appropriée pour éliminer les champs $\vec{\xi}(x)$ sans signification physique :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Les champs $\vec{\xi}(x)$ éliminés sont des bosons de Goldstone qui apparaissent à chaque fois qu'une symétrie continue est spontanément brisée. Les bosons W^\pm et Z acquièrent un degré de liberté longitudinal – et donc une masse – en absorbant trois des quatre degrés de liberté associés aux quatre bosons de Goldstone produits. Le photon, lui, demeure non massif car ne se couplant pas au doublet (l'hypercharge du doublet de champs scalaires est choisie égale à 1 pour que la charge électrique associée au champ de Higgs $h(x)$ soit nulle).

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

$$V(h) = -\frac{1}{8}\lambda v^4 + \frac{1}{2}\lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}\lambda v h^3 + \frac{1}{8}\lambda h^4. \quad (1.9)$$

À l'issue de la brisure spontanée de la symétrie, un champ scalaire, $h(x)$, demeure. Le boson associé acquiert une masse $m_h = \sqrt{\lambda}v$ par l'intermédiaire de son auto-couplage : c'est le boson de Higgs. Les masses des bosons de jauge sont quant à elles obtenues par interaction des champs de jauge avec le champ de Higgs. Cette interaction est contenue dans le terme cinétique du lagrangien du secteur scalaire :

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = [D_\mu \Phi][D^\mu \Phi] \text{ avec } D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{W}_\mu + i\frac{g'}{2}Y_\Phi B_\mu, \quad (1.10)$$

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

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

Si la détermination des paramètres libres g , g' et v du secteur bosonique est possible à partir

des observables les mieux mesurées du Modèle Standard², la constante d'auto-interaction λ est, quant à elle, indéterminée. La masse du boson de Higgs constitue donc le quatrième paramètre libre du secteur bosonique.

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

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_l \left[\overline{(\nu_L l_L)} \Phi l_R + \overline{l_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} \right] \quad l = e, \mu, \tau. \quad (1.11)$$

En injectant l'expression 1.8 du champ de Higgs dans l'équation précédente, les masses des leptons apparaissent :

$$m_l = \frac{\lambda_l v}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad m_\nu = 0. \quad (1.12)$$

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

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

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & -\lambda_d \left[\overline{(u_L d_L)} \Phi d_R + \overline{d_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] \\ & -\lambda_u \left[\overline{(u_L d_L)} \tilde{\Phi} u_R + \overline{u_R} \tilde{\Phi}^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right]. \end{aligned} \quad (1.13)$$

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

Le mécanisme de Higgs, s'il fournit une solution élégante à la question des masses des bosons, ne représente par contre pas un progrès dans la compréhension du problème lié à la hiérarchie des masses des fermions.

1.1.3 Contraintes sur la masse du boson de Higgs Standard

Les contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs sont les suivantes :

- La première contrainte n'est pas à proprement parler théorique mais découle du domaine de validité du Modèle Standard : des arguments fondés sur l'unitarité dans les diffusions $W_L^+ W_L^-$ [3] montrent que le Modèle Standard reste perturbatif tant que $m_h \leq 1 \text{ TeV}/c^2$. En l'absence de boson de Higgs de masse inférieure à $1 \text{ TeV}/c^2$, une nouvelle physique devrait donc apparaître.

²Les constantes g , g' et v sont déterminées à partir de la constante de Fermi G_F , la constante de structure fine $\alpha(m_e)$ et la masse du boson Z. Leur valeur est présentée plus loin dans ce chapitre.

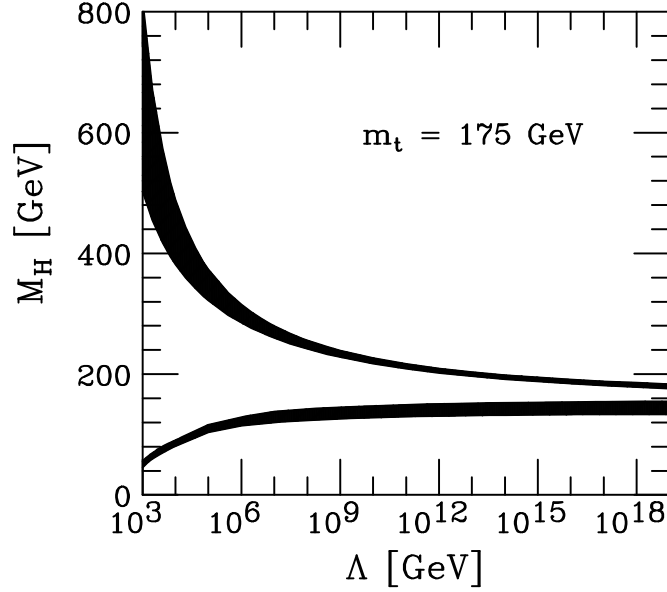


FIG. 1.2 – Gamme de masses possibles pour le boson de Higgs en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ . La borne supérieure provient de la contrainte de trivialité, tandis que la borne inférieure est obtenue par la contrainte de stabilité du vide. L'incertitude théorique sur les deux bornes a été calculée avec $m_t = 174 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ et $\alpha_s(m_Z) = 0.118$.

- Une deuxième contrainte est la trivialité du couplage quartique $\lambda\phi^4$ qui, pour une échelle de grande unification $\Lambda \approx 10^{16} \text{ GeV}$, prédit $m_h \leq 160 \text{ GeV}/c^2$ (La valeur de $160 \text{ GeV}/c^2$ est obtenue pour la mesure actuelle de la masse du quark top : $m_t = 178 \pm 4.3 \text{ GeV}/c^2$, contrairement à ce qui est présenté sur la figure 1.2 où la limite de $180 \text{ GeV}/c^2$ avait été obtenue pour $m_t = 174 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$) [4].
- Enfin, la stabilité du vide, qui s'écrit, pour une échelle d'énergie Λ , $\lambda(\Lambda) > 0$ et qui est la préservation de la brisure spontanée de la symétrie, donne une limite inférieure à la masse du boson de Higgs, pour chaque valeur de Λ choisie [5]. Cette contrainte doit toutefois être prise avec précaution : si l'on se place au voisinage du minimum Φ_{\min} de $V(\Phi)$, alors la durée de vie de l'état du vide à ce voisinage est plus grande que l'âge de l'Univers. Dans ce cas, même si le vide est instable (ou plus exactement métastable), il ne se désintègre pas. Au voisinage du minimum de $V(\Phi)$, aucune limite inférieure à m_h n'est donc apportée par une quelconque condition de stabilité du vide [6].

Les contraintes de trivialité et de stabilité du vide sur la valeur de m_h sont représentées sur la figure 1.2 [5].

1.2 Situation expérimentale

1.2.1 Succès

À la fin des années 60, les interactions faibles à courant chargé ayant déjà été observées dans les désintégrations β , seule manquait la preuve de l'existence des courants neutres. Ce fut chose faite en 1973 avec l'expérience Gargamelle au Cern. La théorie unifiée électrofaible,

présentée ci-dessus, apparaît alors comme plausible et la mesure des masses des W et Z, prévues à cette époque entre 60 et 100 GeV/c^2 , devient indispensable.

La découverte des bosons W et Z

À la même époque, en 1976, le SPS devint opérationnel : il s'agissait d'un collisionneur de protons de 350-400 GeV/c sur cible fixe, fournissant une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} < 30 \text{ GeV}$, ce qui était insuffisant pour produire en grand nombre des états finals constitués de particules d'une centaine de GeV/c^2 . Parallèlement, le projet d'un collisionneur e^+e^- de grande énergie, le LEP, était accepté. La construction de celui-ci allait néanmoins durer plus d'une décennie (son démarrage ne se fera finalement qu'en 1989).

La même année, C. Rubbia, D. Cline et P. McIntyre proposent de transformer le SPS en collisionneur proton-antiproton : le Sp \bar{p} S qui pourrait produire des collisions d'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 500 - 700 \text{ GeV}$. Le Cern accepte le projet Sp \bar{p} S en juin 1978, puis la construction des deux détecteurs UA1 et UA2, prévus pour la recherche des bosons W et Z. En novembre/décembre 1982, UA1 récolte 46 candidats dont six ayant la topologie correspondant à une désintégration $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$: aucun jet et une grande énergie transverse manquante contre-balançant l'énergie transverse de l'électron. La distribution de la masse transverse reconstruite du système $e\nu$ de ces événements est présentée sur la figure 1.3. La masse du W est alors estimée à $81^{+5}_{-5} \text{ GeV}/c^2$ [7].

Pendant la même période, UA2 obtient quatre candidats $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ et une masse de W, égale à $80^{+10}_{-6} \text{ GeV}/c^2$ [8], en parfait accord avec les résultats d'UA1.

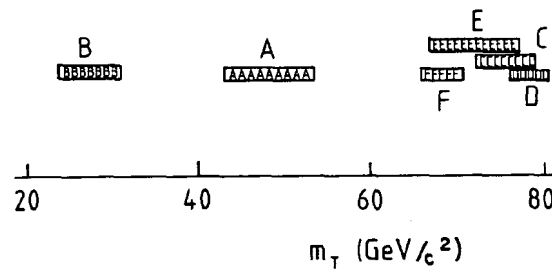


FIG. 1.3 – Distribution de la masse transverse des six événements retenus par l'expérience UA1 comme étant des candidats $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$.

En avril/mai 1983, UA1, qui depuis décembre a accumulé 54 nouveaux événements $W \rightarrow l\nu$ qui confirment la découverte du W, observe quatre candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ et un candidat $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$; la masse du boson Z est alors estimée à $95^{+5}_{-5} \text{ GeV}/c^2$ [9]. Durant la même période, UA2 récolte huit candidats et mesure $m_Z = 91.9 \pm 1.3 \pm 1.4 \text{ GeV}/c^2$ [10] ; la distribution en masse invariante des candidats UA2 est présentée en figure 1.4.

Avec les découvertes des bosons W et Z par UA1 et UA2, la théorie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ devient le Modèle Standard de la physique des particules.

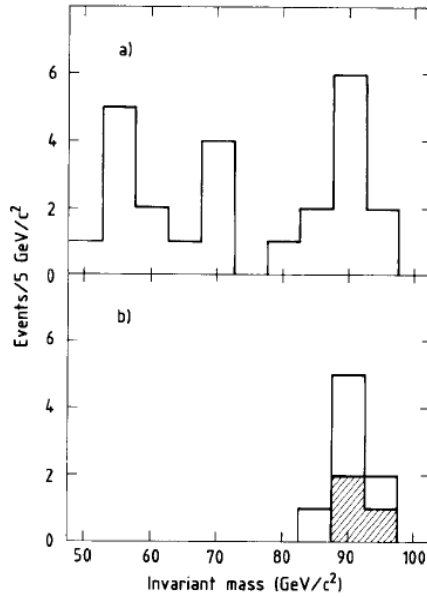


FIG. 1.4 – Distribution de la masse invariante des candidats Z retenus par l'expérience UA2. Avant coupures sur la figure a et après, sur la figure b.

Les mesures de précision des paramètres du Modèle Standard

Les collisionneurs LEP (Large Electron Positron collider) et SLC (Stanford Linear Collider) entrent en fonction en 1989. Étant des collisionneurs e^+e^- , l'énergie dans le centre de masse est connue et il est alors possible de mesurer les paramètres électrofaibles tout en balayant précisément un certain intervalle d'énergie (autour du pic du Z pour SLC et pendant la première phase du LEP, puis jusqu'à 209 GeV pour LEP-II).

Durant une dizaine d'années (le LEP s'arrête en novembre 2000), le Modèle Standard est confirmé à une précision de l'ordre du pour-mille en utilisant les mesures des observables électrofaibles.

Les mesures à la résonance du Z

L'analyse des collisions e^+e^- à des énergies dans le centre de masse autour du pic de production du Z (LEP-I et SLC) a tout d'abord permis de mesurer la masse et la largeur du Z (principalement à partir de la section efficace hadronique totale) :

$$\begin{aligned} m_Z &= 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2, \\ \Gamma_Z &= 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}/c^2. \end{aligned} \quad (1.14)$$

La masse du boson Z représente, avec la constante de Fermi³ G_F et la constante de structure fine⁴ α une des entrées les plus précises pour les tests de la théorie électrofaible.

La largeur du boson Z est sensible à la constante de couplage fort et aux corrections radiatives électrofaibles liées à la masse du quark top, sa mesure précise est donc primordiale pour la

³La constante de Fermi est obtenue avec une grande précision en mesurant le temps de vie du muon. Elle est directement reliée à la constante de couplage de g associée à $SU(2)_L$: $G_F = g^2/4\sqrt{2}m_W^2 = 1.16637 \pm 0.00001 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

⁴ $\alpha = 1/137.03599911 \pm 0.00000046$.

prédiction de m_{top} (voir le sous-paragraphe suivant).

Les autres observables mesurées pendant cette période sont reliées aux couplages des courants faibles aux fermions [11] :

- $\mathbf{A}_{\text{fb}}^{0,1}$, l'asymétrie avant-arrière leptonique.
- $\mathbf{A}_1(\text{SLD})$, l'asymétrie gauche-droite, mesurée à SLD.
- $\mathbf{A}_1(\mathbf{P}_\tau)$, l'asymétrie gauche-droite de la polarisation du tau.
- $\mathbf{A}_{\text{fb}}^{0,b}$ et $\mathbf{A}_{\text{fb}}^{0,c}$, les asymétries avant-arrière dans les états finaux b et c.
- Γ_1 , la largeur partielle de la désintégration du Z en paire de leptons.
- \mathbf{R}_1 , le rapport $\Gamma_{\text{had}}/\Gamma_1$, Γ_{had} étant la largeur partielle de la désintégration hadronique du Z. Ce rapport est sensible à la constante de couplage fort $\alpha_s(m_Z^2)$; sa mesure permet également de vérifier l'universalité des couplages du Z.
- σ_0 , la section efficace totale de production du Z, sensible à $\alpha_s(m_Z^2)$. Sa mesure permet l'obtention du nombre de familles de neutrinos légers (voir ci-dessous).
- \mathbf{R}_b , le rapport d'embranchement du Z en $b\bar{b}$, utilisé pour la prédiction de m_t (voir le sous-paragraphe suivant).

La mesure de σ_0 au pic du Z permet d'extraire le nombre de neutrinos légers [12] [13], donné par :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_\nu} \left(\sqrt{\frac{12\pi\mathbf{R}_1}{M_Z^2\sigma_{\text{had}}^{\text{pic},0}}} - \mathbf{R}_1 - 3 \right). \quad (1.15)$$

La sensibilité de N_ν à \mathbf{R}_1 est relativement petite, les deux contributions de signes opposés s'annulant en partie. La mesure de N_ν dépend donc principalement de la section efficace hadronique totale σ_h^0 , mesurée au pic. Cela explique pourquoi le nombre de neutrinos légers a été obtenu si rapidement, seulement quelques semaines après le démarrage de LEP :

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008. \quad (1.16)$$

La prédiction de la masse du quark top [14]

Les corrections radiatives électrofaibles ont été calculées, pour certaines, jusqu'au deuxième ordre des boucles (NNLO). De manière générale, elles dépendent quadratiquement de la masse du quark top et logarithmiquement de la masse du boson de Higgs.

Si l'énergie fournie par LEP-I ne permettait pas de produire directement de quark top, la prédiction de la masse de ce dernier a pu être obtenue à partir de la mesure précise du rapport d'embranchement du Z en $b\bar{b}$, \mathbf{R}_b . L'intérêt de choisir \mathbf{R}_b plutôt que tout autre observable est que celle-ci est plus sensible à m_t qu'à m_h car les corrections quantiques (représentées sur les diagrammes de la figure 1.5) à prendre en compte dans le couplage $Z \rightarrow b\bar{b}$ mettent en jeu des quarks top.

La masse du quark top ainsi prédite est :

$$m_t = 177_{-8}^{+7} {}_{-19}^{+17} \text{ GeV}/c^2, \quad (1.17)$$

la première incertitude provenant des incertitudes expérimentales et théoriques sur les observables utilisées dans l'ajustement, la seconde correspondant à la variation de m_h entre sa borne inférieure de $60 \text{ GeV}/c^2$ (limite des recherches directes de l'époque) et sa limite supérieure théorique $1 \text{ TeV}/c^2$. Cette valeur était déjà en très bon accord avec la masse mesurée

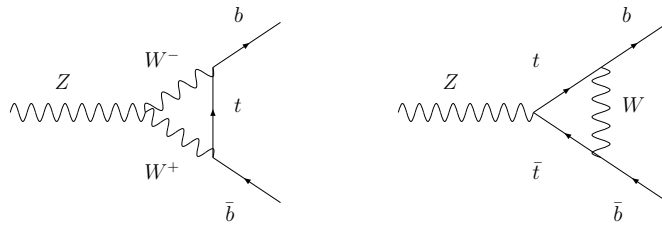


FIG. 1.5 – Corrections quantiques sensibles à la valeur de m_t , lors de la désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$

actuelle du quark top : $178 \pm 4.3 \text{ GeV}/c^2$.

La figure 1.6 présente les valeurs mesurées des observables du Modèle Standard ainsi que leur écart par rapport à leur valeur ajustée.

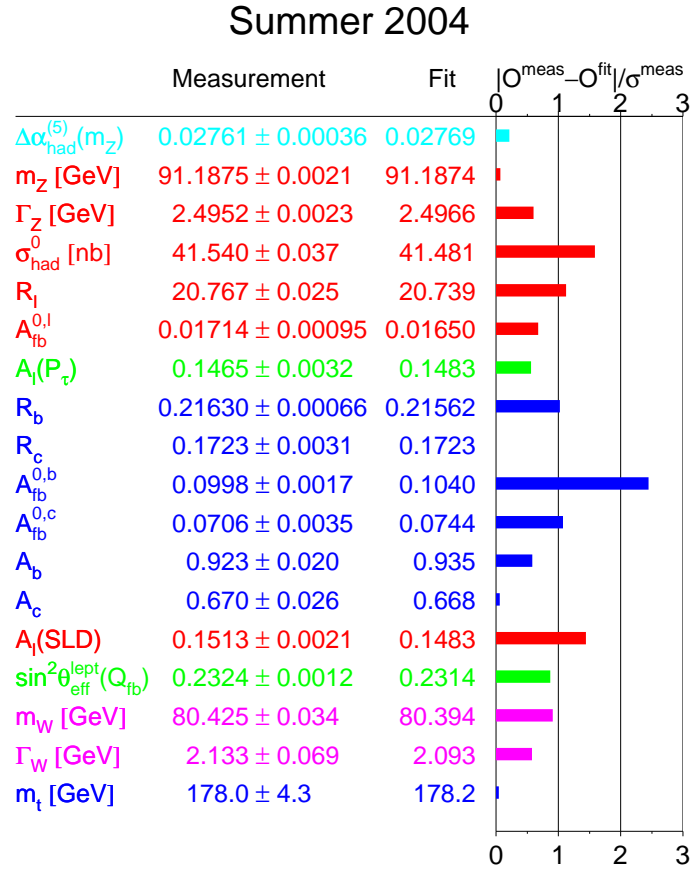


FIG. 1.6 – Comparaison de la valeur mesurée des paramètres du Modèle Standard (deuxième colonne) et de leur valeur obtenue par ajustement (troisième colonne). Les déviations standard, définies comme les écarts entre valeurs mesurées et valeurs ajustées, normalisés par les incertitudes attachées aux mesures, sont données en dernière colonne. Elles rendent compte de la compatibilité entre valeurs mesurées et valeurs ajustées. Résultats de l'été 2004.

Les mesures et recherches directes

La mesure de la masse du W [15]

La deuxième phase du LEP (LEP-II) commence en automne 1995. Avec l'augmentation progressive de l'énergie dans le centre de masse délivrée par le faisceau (jusqu'à 209 GeV en 2000), la production de paires W^+W^- est possible, chaque boson se désintégrant en une paire de fermions.

La mesure de la masse est effectuée en trois étapes :

1. sélection des événements $W^+W^- \rightarrow \bar{f}f'\bar{f}'$,
2. reconstruction des masses invariantes des paires de fermions pour chaque événement,
3. extraction de m_W à partir de la distribution des masses invariantes accumulées.

La masse du W extraite et sa largeur [11] valent⁵ :

$$\begin{aligned} m_W &= 80.412 \pm 0.042 \text{ GeV}/c^2, \\ \Gamma_W &= 2.150 \pm 0.091 \text{ GeV}/c^2. \end{aligned} \quad (1.18)$$

La découverte du quark top

L'observation du quark top, dernier quark manquant, est faite en 1994 par l'expérience CDF au TEVATRON [16]. En analysant 66 pb^{-1} de données issues de collisions $p\bar{p}$ avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$, un signal compatible avec une désintégration $\bar{t}t \rightarrow W^+W^-\bar{b}b$ est obtenu avec une signification statistique de $2.8 \times \sigma$ puis $4.8 \times \sigma$. La masse mesurée obtenue est $m_t = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$.

Après combinaison avec les données de $D\bar{O}$ la masse du top est estimée à $174 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$. Récemment, la ré-analyse des données de $D\bar{O}$ pendant le Run-I fournit, en combinaison avec CDF [17] :

$$m_{\text{top}} = 178 \pm 4.3 \text{ GeV}/c^2. \quad (1.19)$$

Avec la découverte du quark top, puis du neutrino tau en 2000 par l'expérience DONUT, tous les fermions ont été observés. Le secteur des bosons vecteurs étant lui aussi totalement couvert, seules manquent l'observation du boson de Higgs et la mesure de sa masse.

Recherche du boson de Higgs au LEP

Le boson de Higgs n'a pas été observé au LEP, où les recherches directes fournissent néanmoins une limite inférieure. La prédiction de la masse, par le biais des corrections quantiques aux observables électrofaibles, est également possible mais moins précise que dans le cas du quark top : pour l'essentiel, les corrections quantiques varient logarithmiquement avec m_H . Les recherches du boson de Higgs et les limites obtenues sur sa masse sont maintenant présentées.

⁵Les valeurs de la masse et de la largeur du W présentées sont issues des combinaisons des données LEP et TEVATRON

1.2.2 La recherche du boson de Higgs Standard

En complément des contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs, présentées en section 1.1.3, les mesures de précision des observables électrofaibles, sensibles aux corrections radiatives impliquant des boucles de bosons de Higgs virtuels, permettent de prédire la masse la plus probable du boson de Higgs. La figure 1.7 présente les mesures directes et indirectes des masses du boson W et du quark top. Outre le bon accord observé, il est à noter que les faibles masses du boson de Higgs sont privilégiées.

La figure 1.8 montre le résultat de l'ajustement du Modèle Standard en utilisant toutes les observables. La valeur la plus probable obtenue avec cet ajustement pour la masse du boson de Higgs standard est [18] :

$$M_H = 114_{-45}^{+69} \text{ GeV}/c^2 \quad (1.20)$$

La figure 1.8-a présente également la limite inférieure $m_h > 114.4 \text{ GeV}/c^2$, à 95% de confiance, obtenue par recherche directe du boson de Higgs à LEP [19]. L'ajustement électrofaible exclut également à 95% de confiance la zone $m_h > 260 \text{ GeV}/c^2$ et à 99% de confiance la zone $m_h > 350 \text{ GeV}/c^2$.

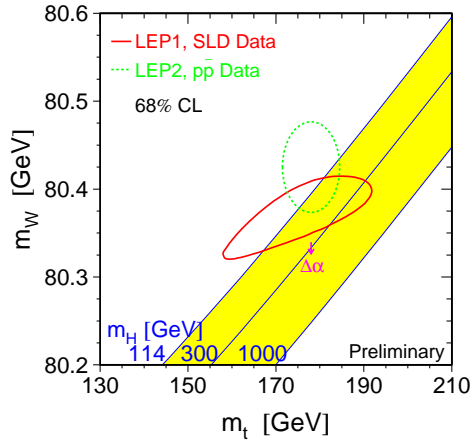


FIG. 1.7 – Mesures directes et indirectes des masses du boson W et du quark top. Le contour en trait pointillé représente la région compatible (à 68% de niveau de confiance) avec les mesures directes de m_W au LEP et au Tevatron et de m_t au Tevatron. La mesure indirecte (contour en trait plein) est réalisée à partir des données de LEP1 et de SLD. La prédiction du Modèle Standard est représentée par une bande grise correspondant à des valeurs de m_h comprises entre 114 et 1000 GeV/c^2 .

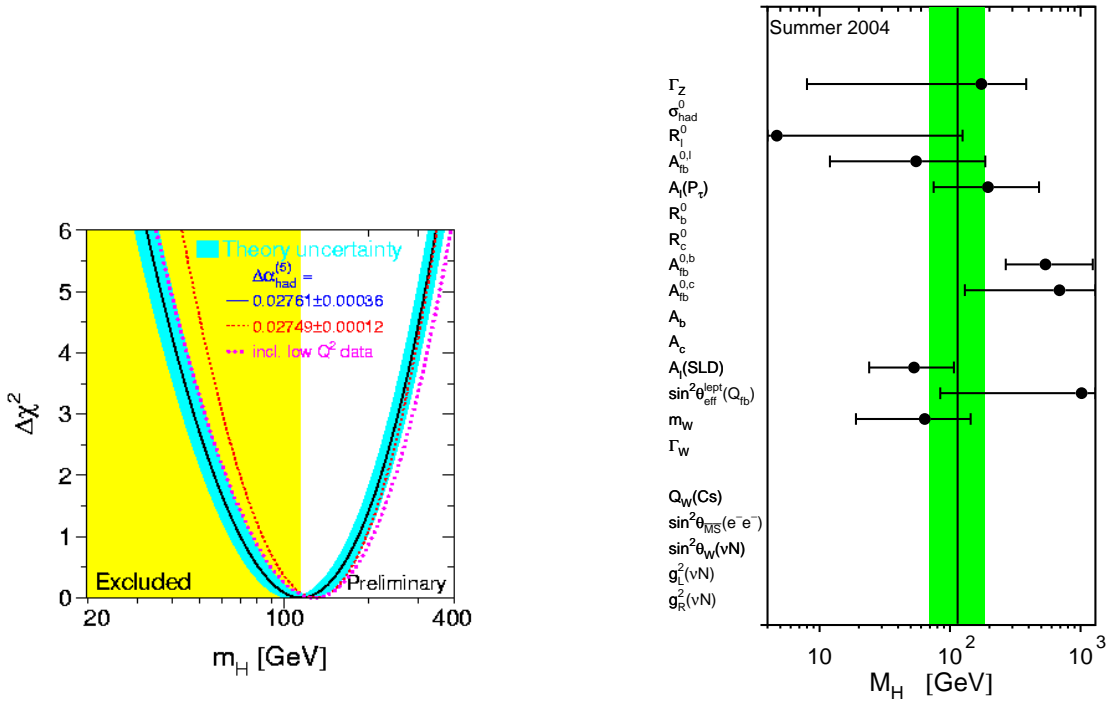


FIG. 1.8 – Sur la figure de gauche (a), résultat de l’ajustement ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$) en fonction de l’hypothèse de masse du boson de Higgs standard, en utilisant toutes les données des mesures de précision des observables électrofaibles. La bande grisée autour de la ligne continue représente l’incertitude théorique. La ligne discontinue rouge montre le résultat de l’ajustement avec une valeur différente de $\Delta\alpha_{had}$ qui représente la contribution des boucles de quarks légers à la valeur de $\alpha_{em}(m_Z)$. La ligne discontinue rose représente le même ajustement en incluant les mesures réalisées à bas Q^2 par l’expérience NuTeV. Enfin, la zone gris-clair représente la zone exclue par la recherche directe. La figure de droite (b) présente la masse la plus probable obtenue ainsi que les contraintes sur l’ajustement des différentes observables utilisées.

1.3 Les limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard, s'il est parfaitement vérifié par les expériences actuelles, souffre de certaines lacunes et ne répond pas à des questions fondamentales :

1. Plusieurs aspects du Modèle Standard ne sont pas expliqués. Ainsi, le (trop) grand nombre de paramètres libres, au moins 19, ne plaide pas en sa faveur en tant que théorie finale.
2. Le nombre de familles de fermions, trois, n'est pas expliqué.
3. La gravitation n'est pas incluse dans la théorie. Pourtant, à l'échelle d'énergie de Planck, 10^{19} GeV, les effets gravitationnels ne sont plus négligeables. La physique doit donc être décrite par une théorie quantique de la gravitation.
4. L'extrapolation des constantes de couplages⁶ des interactions forte et électrofaible vers les hautes énergies, dans le cadre du Modèle Standard, montre qu'il n'y a pas convergence (voir figure 1.9 ci-dessous). Le Modèle Standard n'est donc pas le bon candidat pour une théorie de grande unification.

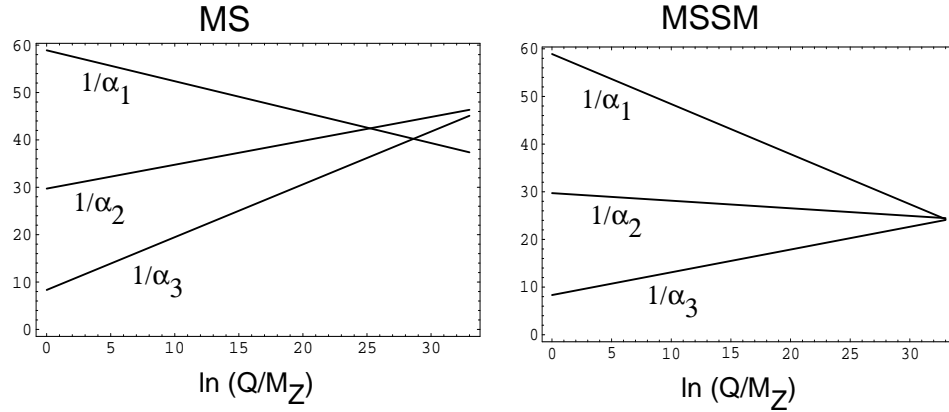


FIG. 1.9 – Évolution des constantes de couplage des interactions forte et électrofaible ($\alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{\alpha_{QED}}{\cos^2 \theta_W}$, $\alpha_2 = \frac{\alpha_{QED}}{\sin^2 \theta_W}$, $\alpha_3 = \alpha_s$) en fonction de l'échelle d'énergie Q . À gauche, évolution dans le cadre du Modèle Standard; à droite, dans le cadre du MSSM (l'unification dans ce dernier cas est présentée plus précisément dans la section suivante) [20].

Ces différentes lacunes font que le Modèle Standard est désormais considéré comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Si l'on fait cette hypothèse, un problème grave apparaît : la non-naturalité de m_h .

En effet, les corrections radiatives (un exemple de diagramme à une boucle de fermions, de masse m et d'impulsion k , est donné sur la figure 1.10) au propagateur du boson de Higgs divergent quadratiquement :

$$\Delta m_h^2 \sim \int \frac{d^4 k}{k^2 - m^2} ;$$

le Modèle Standard étant une théorie renormalisable, il est possible de procéder à une régularisation afin d'absorber ces divergences.

Par contre, si l'on impose alors que le Modèle Standard soit valable jusqu'à une échelle d'énergie Λ (par exemple l'échelle de Planck), les corrections radiatives doivent être calculées en

⁶Les couplages sont tout d'abord déterminés à l'échelle électrofaible à l'aide des observables les mieux mesurées. On calcule ensuite l'évolution de ces couplages à des échelles d'énergies plus élevées.

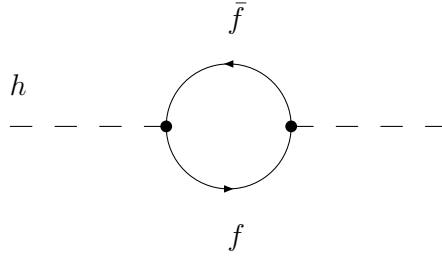


FIG. 1.10 – Correction quantique d'une boucle de fermions au propagateur du boson de Higgs.

intégrant jusqu'à l'échelle d'énergie maximale, ici Λ . En conséquence, la contribution à m_h d'une correction à une boucle de fermions, s'écrit :

$$\Delta m_{h,f}^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} [-2\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln(\Lambda/m_f) + \dots], \quad (1.21)$$

le terme de couplage étant au carré à cause des deux vertex de la forme $-\lambda_f \bar{H} f f$.

Or, la correction est également définie comme la différence entre la masse physique m_h et la masse nue (non-physique) m_{h0} :

$$\Delta m_h^2 = m_h - m_{h0} \sim \Lambda^2. \quad (1.22)$$

Si Λ représente l'échelle de Planck, la masse nue devra donc être ajustée par plus de 30 ordres de grandeurs si l'on souhaite conserver une masse physique de l'ordre de l'échelle électrofaible : c'est le problème de naturalité.

Il est important de noter que ce problème n'apparaît que si l'on interprète le Modèle Standard comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale se manifestant à haute énergie, en réponse aux arguments (non-unification des couplages et non-inclusion de la gravitation) donnés ci-dessus.

1.3.1 Quelques extensions possibles

Si l'on accepte que le Modèle Standard ait un domaine de validité restreint, on est alors amené à se demander quelle théorie pourrait rester valable lorsque le Modèle Standard ne l'est plus, tout en reproduisant correctement les observations actuelles.

Pour construire une telle théorie, plusieurs voies peuvent être envisagées :

- En continuant dans la voie de l'unification, dont l'interaction électrofaible est un succès indéniable, on peut essayer d'étendre le groupe de jauge du Modèle Standard. Ce sont les théories de grande unification.
- Résoudre le principal problème du Modèle Standard « effectif », à savoir la non-naturalité de m_h , en supprimant sa cause : le boson de Higgs. Ce sont les modèles composites comme la technicouleur.
- Ajouter des particules pour compenser les contributions radiatives à la masse du boson de Higgs, comme le fait la supersymétrie.
- Modifier la structure de l'espace-temps, en ajoutant des dimensions. Ce sont les théories des dimensions supplémentaires et des super-cordes.

Les théories de grande unification

L'idée principale des théories de grande unification, ou GUT, est d'unifier sous une même symétrie les trois interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte). Dans une telle théorie, il n'y aurait qu'un seul groupe de jauge et donc qu'une seule constante de couplage.

Le premier modèle à avoir été proposé est celui de Georgi et Glashow [21]. Le groupe de symétrie des interactions est alors le groupe $SU(5)$, qui est le groupe de plus bas rang englobant le Modèle Standard et restant renormalisable. Dans une telle théorie, 12 nouveaux bosons de jauge apparaissent : les lepto-quarks. Comme aucun d'entre eux n'a été observé on suppose alors que la symétrie $SU(5)$ a été brisée, via un mécanisme de Higgs :

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (1.23)$$

En donnant une masse très importante aux lepto-quarks ($>10^{14}$ GeV/ c^2), leurs effets deviennent quasi-inobservables à l'échelle du Modèle Standard et leur existence n'est plus interdite par l'expérience.

Outre le fait d'unifier les interactions fondamentales, cette théorie a la remarquable particularité d'imposer la quantification de la charge électrique :

$$Q_p = -Q_{e^-} = e, \quad (1.24)$$

ce que le Modèle Standard ne fait pas (l'hypercharge est introduite « à la main » en suivant la règle $Q=T_3 + Y/2$, pour respecter les observations).

Malgré ses atouts, cette théorie n'est pas satisfaisante pour deux raisons :

- elle prédit une valeur de $\sin^2\theta_W$, à l'échelle électrofaible, égale à 0.2067 ± 0.0015 . Cette estimation est en complet désaccord avec la valeur mesurée actuelle (été 2004) : $\sin^2\theta_W(m_Z) = 0.2324 \pm 0.0012$,
- elle prévoit une durée de vie du proton inférieure à la limite minimale de 10^{31} ans donnée par l'expérience.

Un deuxième groupe de grande unification a été envisagé : le groupe $SO(10)$ [22]. Il contient le groupe $SU(5)$ comme sous-groupe et englobe donc le Modèle Standard. L'avantage est que $SO(10)$ prévoit une durée de vie du proton compatible avec l'expérience.

Par contre, ce groupe possédant 45 générateurs, 45 nouveaux bosons de jauge apparaissent. Comme pour $SU(5)$, il faut alors supposer que la symétrie a été brisée pour rendre très massifs les nouveaux bosons.

La technicouleur

En vue de résoudre le problème de naturalité de m_H , les théories de technicouleurs proposent de supprimer le boson de Higgs.

Par analogie avec la QCD, la technicouleur [23] tente ainsi de rendre compte de la brisure électrofaible en postulant l'existence de condensats de technifermions, de la même façon que l'existence d'états liés π^\pm et π^0 entraîne la brisure de la symétrie chirale. Ces paires de technifermions sont liées par une nouvelle interaction confinante, la technicouleur, basée sur la symétrie $SU(N)_{TC}$ qui devient prépondérante au delà du TeV.

Si l'on introduit deux doublets de $SU(2)_{L+R}$: Ψ_L et Ψ_R , alors le fait que $\langle 0 | \bar{\Psi}_R \Psi_L | 0 \rangle$ soit non nul, permet effectivement de briser la symétrie électrofaible. De plus, cette brisure génère trois bosons de Goldstone qui sont absorbés par les bosons W^\pm et Z .

Toutefois, les modèles simples de technicouleurs ne sont pas acceptables car ils ne peuvent expliquer les masses des fermions et produisent des prévisions incompatibles avec l'expérience. Il faut alors considérer des modèles étendus, avec une nouvelle interaction qui couple fermions et technifermions, et avec au minimum deux étapes successives de brisure de symétrie.

Les dimensions supplémentaires et les super-cordes

Dans les théories à dimensions supplémentaires, les particules usuelles sont remplacées par des cordes microscopiques, dont les différents états de vibration correspondent à autant de particules différentes. L'intérêt est que parmi ces modes de vibration se trouve le graviton, la théorie produit donc naturellement une théorie quantique de la gravitation. De plus, l'existence de fermions dans le spectre des modes vibratoires et l'absence de tachyons imposent à la théorie d'être supersymétrique (le préfixe « super » de super-cordes vient de là), ce qui est une indication forte en faveur de la supersymétrie comme extension, à plus basse énergie, du Modèle Standard.

Pour des raisons de cohérence interne, on requiert au minimum 10 dimensions d'espace-temps : les six dimensions supplémentaires doivent donc nous être cachées par un procédé d'enroulement – de très petit rayon – sur elle-mêmes, *la compactification*.

Il existe deux grands types de théories : les modèles à dimensions supplémentaires universelles où tous les champs se propagent dans toutes les dimensions (approche de Kaluza et Klein) et les modèles dits *branaires* où tous les champs, exceptée la gravitation, sont confinés sur un espace à quatre dimensions : la *brane* (modèles de Randall-Sundrum et Arkani-Hamed - Dimopoulos - Dvali).

L'approche de Kaluza et Klein

Les premiers développements d'une théorie fondée sur l'ajout de dimensions supplémentaires furent initiés par T. Kaluza et O. Klein, au début du vingtième siècle [24]. La motivation

principale de cette approche était l'unification des interactions gravitationnelles et électromagnétiques, dans l'espace à quatre dimensions, en une unique interaction dans un espace de dimension supérieure.

Considérons le cas le plus simple où seule une cinquième dimension compacte, de rayon caractéristique R , est ajoutée. Le développement d'un champ $\Phi(x^a)$ ($a=1..5$ représente l'indice de la dimension considérée) en série de Fourier donne :

$$\Phi(x^\mu, x^5) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Phi_n(x^\mu) \exp(i \frac{2\pi n x^5}{R}), \quad (1.25)$$

où $\mu = 1..4$ représente l'indice de la dimension « minkowskienne » considérée. Les champs $\Phi_n(x)$ sont appelés *modes* de Kaluza-Klein et jouent le rôle des champs à quatre dimensions. Chaque mode de Kaluza-Klein a donc une impulsion extra-dimensionnelle : $p_5 = \frac{2\pi n}{R}$, qui contribue à sa masse effective $m = m_{4d}$:

$$m_{4d}^2 = -P^\mu P_\mu = m_{5d}^2 + (\frac{2\pi}{R})^2 n^2. \quad (1.26)$$

Un champ $\Phi(x^\mu, x^5)$, associé à la corde, est donc équivalent à une infinité de champs $\Phi_n(x^\mu)$, associés aux vibrations de la corde : les particules élémentaires.

Les particules connues sont considérées comme étant les premiers modes de vibration des cordes ($n=0$, les moins massifs d'après l'équation 1.26). On suppose alors que les modes supérieurs n'ont pas été observés à cause de leur trop grande masse. La non-observation de ces modes (si l'on suppose $m_{5d} \ll 2\pi/R$) impose une limite supérieure sur la dimension de compactification : dans notre cas, si m_{4d} est de l'ordre de 100 GeV/ c^2 , la limite supérieure sur la taille de la cinquième dimension sera de l'ordre de 10^{-16} m.

Les modèles branaires

Les modèles branaires sont des cas particuliers de l'approche générale de Kaluza-Klein. Dans ces théories, tous les champs sauf la gravité sont confinés dans un sous-espace (notre espace-temps ordinaire) : la brane. La physique non-gravitationnelle est donc standard à quatre dimensions, et seul le champ gravitationnel doit subir une décomposition en modes de Kaluza-Klein. Cette restriction à la gravitation est motivée par le fait que cette dernière n'est connue qu'à des échelles macroscopiques, contrairement aux interactions du Modèle Standard. La limite supérieure sur le rayon de compactification de la dimension supplémentaire est donc très grande : de l'ordre du mm (voir par exemple le modèle de Arkani-Hamed - Dimopoulos-Dvali [25]).

Il existe également des modèles à branes courbées, comme le modèle de Randall-Sundrum [26], dans lequel le volume extra-dimensionnel, au lieu d'être vide, possède une constante cosmologique négative. On considère généralement le cas le plus simple où l'on ajoute une seule dimension qui a la forme d'un intervalle bordé par deux branes à quatre dimensions sur l'une desquelles nous vivons.

L'application importante des modèles branaires est la résolution du problème de hiérarchie entre l'échelle de Planck et l'échelle électrofaible. La solution apportée est le fait que toutes les masses mesurées sur notre brane (sauf M_{Planck} , reliée à la gravitation), comme par exemple m_W , sont réduites par un facteur $\exp(-RL)$ (R est la courbure et L la longueur de la dimension supplémentaire) par rapport à leur valeur naturelle M_{Planck} . Il n'y a donc plus de hiérarchie

car m_W n'est plus une échelle fondamentale mais est dérivée de M_{Planck} . Cette résolution dépend évidemment du choix de la valeur de L , qui ne peut être qu'arbitraire.

Il est prévu de tester les théories des dimensions supplémentaires au LHC ; voir par exemple la référence [27] pour les implications phénoménologiques à basses énergies des deux modèles branaires présentés.

Une indication forte sur le chemin à suivre pour trouver une théorie fondamentale est la recherche de la supersymétrie aux collisionneurs. Si la supersymétrie s'avère exister, l'assise des modèles à dimensions supplémentaires et super-cordes s'en trouvera fortement renforcée.

1.4 La supersymétrie et son modèle minimal

Revenons tout d'abord au problème de naturalité de m_h . La correction quantique à une boucle au propagateur du boson de Higgs a été donnée dans l'équation 1.21. Supposons maintenant qu'il existe un champ scalaire s , associé à une particule de masse m_s et se couplant au champ de Higgs par le biais d'un couplage λ_s . La correction quantique apportée par ce champ au propagateur du boson de Higgs est représentée sur la figure 1.11, au premier ordre des boucles.

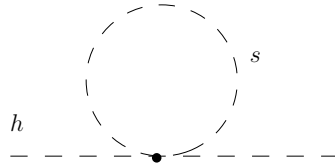


FIG. 1.11 – Correction quantique d'une boucle de scalaire au propagateur du boson de Higgs.

Ne présentant qu'un seul vertex, contrairement au diagramme de la figure 1.10, la contribution est maintenant proportionnelle à λ_s et s'écrit :

$$\Delta m_{h,s}^2 = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} [\Lambda^2 - 2m_s^2 \ln(\Lambda/m_s) + \dots]. \quad (1.27)$$

On voit que le terme de divergence quadratique en Λ apparaît maintenant positivement, alors qu'il était négatif dans le cas de la correction à une boucle de fermions ; ceci offre la possibilité d'annuler cette divergence si l'on suppose l'existence de champs scalaires. Les conditions suivantes doivent alors être remplies :

1. $\lambda_s = |\lambda_f|^2$,
2. À chaque champ fermionique est associé deux champs scalaires, pour que le terme λ_s apparaisse deux fois dans l'expression de $\Delta m_{h,s}^2$.

Sous ces deux contraintes, les termes en Λ^2 s'annulent et la correction à la masse du boson de Higgs s'écrit alors :

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda}{16\pi^2} [6m_f^2 \ln(\Lambda/m_f) - 4m_s^2 \ln(\Lambda/m_s) + \dots]. \quad (1.28)$$

Si l'on suppose, de plus, que les masses des fermions et de leurs scalaires associés sont égales, on obtient simplement :

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda}{16\pi^2} [2m_f^2 \ln(\Lambda/m_f) + \dots]. \quad (1.29)$$

La correction à la masse du boson de Higgs continue donc de diverger en fonction de l'échelle d'énergie Λ , mais « seulement » logarithmiquement, la théorie est donc renormalisable. La dépendance en m_f^2 et m_s^2 laisse entrevoir que la masse du boson de Higgs sera sensible aux masses des fermions et des scalaires les plus lourds.

Partant du constat que l'introduction de champs scalaires peut, sous certaines conditions, annuler la divergence quadratique de Δm_h^2 , une nouvelle symétrie est construite, associant bosons et fermions : la supersymétrie (SUSY) [28].

Cette théorie, dont le développement a commencé dans les années 60, est une extension du Modèle Standard, et reste valide aux énergies supérieures à quelques TeV. Les générateurs Q de la SUSY vérifient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Q_i | \text{boson} \rangle &= | \text{fermion} \rangle, \\ Q_i | \text{fermion} \rangle &= | \text{boson} \rangle, \end{aligned}$$

où $i=1..N$ est le numéro du générateur, le nombre total N de générateurs n'étant pas fixé. L'extension supersymétrique du Modèle Standard la plus simple est appelée Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) et ne possède qu'un seul générateur, et donc qu'une seule supersymétrie. Nous nous placerons désormais dans ce cadre.

Construction des supermultiplets

Pour rendre compte de la nouvelle symétrie, un champ ordinaire et un nouveau champ associé sont rangés dans une même entité : le supermultiplet. Bosons et fermions associés ne sont donc que deux états supersymétriques différents d'une même particule.

L'association boson-fermion doit respecter une règle précise : *les nombres de degrés de liberté fermionique n_F et bosonique n_B au sein d'un même supermultiplet doivent être égaux.*

Il n'y a que deux possibilités pour former un supermultiplet de fermions et de bosons :

1. Associer un seul fermion de Weyl (qui a deux états d'hélicité, donc $n_F = 2$) et deux scalaires réels (chacun avec $n_B = 1$). Il est alors commode de rassembler les deux champs scalaires réels en un seul champ scalaire complexe le *sfermion*. Cette combinaison d'un fermion de Weyl à deux composantes et d'un champ scalaire complexe est appelée supermultiplet *chiral, de matière* ou *scalaire*. Le superpartenaire complexe d'un fermion $f_{L,R}$ est noté $\tilde{f}_{L,R}$, la notation L et R pour les champs scalaires faisant alors référence à la chiralité du fermion associé.
2. La seconde association possible contient un boson vecteur de spin 1. Comme la théorie est renormalisable, ce doit être un boson de jauge de masse nulle (au moins avant la brisure électrofaible). Un boson vecteur de spin 1 et de masse nulle a deux états d'hélicité, donc $n_B = 2$. Son superpartenaire doit donc apporter deux degrés de libertés fermioniques : c'est un fermion de Weyl avec deux états d'hélicités, le *jaugino*. Le supermultiplet est alors dit *de jauge*. On démontre également que les composantes gauche et droite du jaugino doivent avoir les mêmes propriétés sous les transformations de jauge : un fermion « standard » ne pourra donc pas être le superpartenaire d'un boson « standard ».

Toutes les autres associations possibles se réduisent en fait à des combinaisons des deux précédentes.

Le cas du boson de Higgs est particulier. Étant un boson scalaire, il doit résider dans un supermultiplet chiral. Pourtant, si l'on construit un seul supermultiplet chiral à partir d'un boson de Higgs et d'un partenaire fermionique associé, des anomalies triangulaires apparaissent. En effet, les conditions d'annulation de ces anomalies s'écrivent :

$$\text{Tr}[Y^3] = 0 \text{ et } \text{Tr}[T_3^2 Y] = 0. \quad (1.30)$$

où T_3 est la troisième composante d'isospin faible et Y l'hypercharge faible. Les traces portent sur tous les fermions de Weyl d'hélicité gauche de la théorie. Dans le Modèle Standard, ces conditions d'annulation sont réalisées, à partir des seuls quarks et leptons connus.

Si l'on insère un nouveau fermion, superpartenaire du boson de Higgs, portant une hypercharge faible $Y = \pm 1/2$, la condition 1.30 n'est plus réalisée. Il est donc nécessaire d'introduire un supermultiplet de Higgs supplémentaire, d'hypercharge opposée au précédent, pour que la somme s'annule. Le MSSM contient donc deux doublets de Higgs, le minimal requis en termes de doublets, au lieu d'un seul dans le cas du Modèle Standard.

Pour respecter la nomenclature qui veut qu'un superpartenaire fermionique soit suffixé par « -ino », les fermions associés aux bosons de Higgs sont appelés *higgsinos*; ils ne doivent cependant pas être rapprochés des jauginos : ils ne font pas partie de supermultiplets de même types. Les supermultiplets chiraux et de jauge sont présentés dans les tableaux 1.2 et 1.3.

TAB. 1.2 – *Supermultiplets chiraux dans le MSSM.*

Noms		spin 0	spin 1/2	SU(3) _C , SU(2) _L , U(1) _Y
squarks, quarks (× 3 familles)	Q	($\tilde{u}_L \tilde{d}_L$)	($u_L d_L$)	(3 , 2 , 1/6)
	U	\tilde{u}_R	u_R	($\bar{3}$, 1 , -2/3)
	D	\tilde{d}_R	d_R	($\bar{3}$, 1 , 1/3)
sleptons, leptons (× 3 familles)	L	($\tilde{\nu} \tilde{e}_L$)	(νe_L)	(1 , 2 , -1/2)
	E	\tilde{e}_R	e_R	($\bar{1}$, 1 , 1)
Higgs, higgsinos	H _u	(H _u ⁺ H _u ⁰)	(H _u ⁺ H _u ⁰)	(1 , 2 , -1/2)
Higgs, higgsinos	H _d	(H _d ⁰ H _d ⁻)	(H _d ⁰ H _d ⁻)	(1 , 2 , +1/2)

TAB. 1.3 – *Supermultiplets de jauge dans le MSSM.*

Noms	spin 1/2	spin 1	SU(3) _C , SU(2) _L , U(1) _Y
gluino , gluon	\tilde{g}	g	(8 , 1 , 0)
winos, bosons W	$\tilde{W}^{1,2,3}$	$W^{1,2,3}$	(1 , 3 , 0)
binos, boson B	\tilde{B}	B	(1 , 1 , 0)

Les principaux apports de la supersymétrie sont résumés dans la liste suivante :

- C'est est une théorie quantique des champs renormalisable, qui est donc prédictive.
- Elle établit un lien entre fermions et bosons, ce qui justifie l'existence de ces deux grandes classes de particules.

- D'après le théorème de Haag-Lopuszanski-Sohnius [29], elle constitue la seule extension non-triviale du groupe de Poincaré.
- De manière générale, la supersymétrie est une symétrie globale. La rendre locale implique naturellement une description de la gravitation : la théorie résultante s'approche donc d'une théorie unificatrice.
- Elle règle le problème de naturalité de m_h .
- Elle réalise l'unification des constantes de couplages des interactions fortes et électro-faibles lors de l'évolution de celles-ci vers les hautes énergies (voir figure 1.9), à environ $\Lambda_{\text{GUT}} = 2 \times 10^{16}$ GeV. Cette unification vient du fait que les contributions des partenaires supersymétriques (principalement les jauginos) ralentissent l'évolution des couplages.

Il convient cependant de rester circonspect : pour élégante qu'elle soit, la supersymétrie a néanmoins un gros défaut, celui de n'avoir aucune justification expérimentale. En effet, aucun superpartenaire n'a encore été observé.

La brisure de SUSY

Pour concilier élégance théorique et contraintes expérimentales, on suppose que la supersymétrie a été brisée, partenaires et superpartenaires n'étant alors plus dégénérés en masse. La situation est alors peu confortable : si l'on a d'abord postulé la supersymétrie pour régler le problème de naturalité de m_h , on est finalement obligé de la briser pour satisfaire à l'expérience, au risque de perdre le principal intérêt de la théorie. En fait, on peut montrer que l'annulation de la divergence quadratique est conservée si les partenaires et superpartenaires n'ont pas des masses trop éloignées : on estime généralement que la différence de masse doit être inférieure à l'ordre du TeV/c^2 . Cette condition a des conséquences importantes : les superpartenaires doivent avoir des masses, au plus, de l'ordre du TeV/c^2 , échelle accessible aux accélérateurs présents et futurs.

Pour construire des modèles viables, il convient de supposer que la brisure de supersymétrie a lieu dans « un secteur caché » : on postule l'existence de superchamps supplémentaires très massifs qui interagissent peu avec les autres superchamps contenant le Modèle Standard. La SUSY est alors brisée par ces champs du secteur caché et la brisure est ensuite communiquée au « secteur visible » par un mécanisme encore à déterminer. Deux types de transmissions de la brisure sont généralement adoptés : communication par la gravité (modèles SUGRA pour SuperGRAvité) ou par les interactions de jauge (modèles GMSB pour Gauge Mediated Supersymmetry Breaking).

Dans la pratique, la brisure étant rejetée dans un secteur caché, on se contente, pour décrire les observables, d'utiliser un lagrangien effectif $\mathcal{L}_{\text{MSSM}}$, restriction à basse énergie d'une théorie plus générale :

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

Le terme $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ est un lagrangien renormalisable, globalement supersymétrique, qui contient les termes cinétiques et d'interactions obtenus à partir du superpotentiel W_{MSSM} qui s'écrit, de la façon la plus générale :

$$\begin{aligned} W_{\text{MSSM}} = & \mu H_u H_d - y_e \bar{E} L H_d - y_d \bar{D} Q H_d + y_u \bar{U} Q H_u \\ & + \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{U}_j \bar{D}_k + \mu_i L_i H_u, \end{aligned} \quad (1.32)$$

où y_e , y_d et y_u sont les équivalents des couplages de Yukawa et les i, j, k sont les indices des familles. La deuxième ligne de ce potentiel, optionnelle, contient des termes de brisures des nombre leptoniques et baryoniques. Dans le MSSM, tous ces termes sont proscrits à haute énergie par une nouvelle symétrie continue $U(1)_R$, la R-symétrie, qui se transforme en une symétrie discrète après la brisure de SUSY : la R-parité, définie par $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ où B et L sont les nombres quantiques baryoniques et leptoniques et S le spin. On postule que les particules standard sont de R-parité positive ($R_p = +1$) alors que les partenaires supersymétriques ont une R-parité négative ($R_p = -1$). Suivant les modèles, la R-parité est conservée ou non. Sa conservation a des conséquences phénoménologiques très importantes :

1. Les particules supersymétriques sont produites par paires.
2. Toute désintégration de sparticule génère un nombre impair de sparticules dans l'état final.
3. La particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable.

Le terme $\mathcal{L}_{\text{brisure}}$ rassemble dans le secteur visible les relicats de la brisure de la SUSY. Ce lagrangien viole explicitement la SUSY car il contient par exemple des champs scalaires sans aucun partenaire fermionique. C'est un lagrangien de « brisure douce » car ne contenant pas de divergences quadratiques.

Avec les termes de brisures douces, le nombre de paramètres libres explose : jusqu'à 105 en plus de ceux du Modèle Standard ! Pour pouvoir confronter le modèle à l'expérience, il est nécessaire de réduire ce nombre de paramètres libres. Des considérations phénoménologiques permettent d'en éliminer une grande part [30]. Si l'on fixe le modèle de brisure de SUSY, le nombre de paramètres libres est encore réduit. Ainsi, dans le modèle de supergravité minimale mSUGRA, il y a 5 paramètres libres, à l'échelle d'unification, en plus de ceux du Modèle Standard :

- m_0 : la masse universelle des scalaires.
- $m_{1/2}$: la masse universelle des jauginos.
- le signe de μ , μ étant le paramètre de masse du superpotentiel de Higgs.
- $\tan \beta$: le rapport des valeurs moyennes dans le vide des champs des doublets de Higgs.
- A : le couplage universel trilineaire entre les champs de Higgs et les sfermions.

Pour résumer, le tableau 1.4 présente le contenu en champs et superchamps du MSSM. Comme dans le cas du Modèle Standard, le photino et le zino sont des superpositions du bino et du wino neutre, avec un angle de mélange identique à celui du Modèle Standard ($\tilde{\gamma} = \cos \theta_W \tilde{B} + \sin \theta_W \tilde{W}^3$ et $\tilde{Z} = -\sin \theta_W \tilde{B} + \cos \theta_W \tilde{W}^3$.)

TAB. 1.4 – Contenu en champs et superchamps du MSSM.

Particules standard		Partenaires supersymétriques					
		États propres de jauge			États propres de masse		
Symbole	Spin	Symbole	Spin	Nom	Symbole	Spin	Nom
q= u,d,s,	1/2	$\tilde{Q}_{L,R}$	0	squark	$\tilde{Q}_{1,2}$	0	squark
l= e, μ , τ	1/2	$\tilde{L}_{L,R}$	0	slepton	$\tilde{L}_{1,2}$	0	slepton
l= ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	$\tilde{\nu}$	0	sneutrino	$\tilde{\nu}$	0	sneutrino
g	1	\tilde{g}	1/2	gluino	\tilde{g}	1/2	gluino
W $^\pm$	1	\tilde{W}^\pm	1/2	wino			
H $_1^-$	0	\tilde{H}_1^-	1/2	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	1/2	charginos
H $_2^+$	0	\tilde{H}_2^+	1/2	higgsino			
γ	1	$\tilde{\gamma}$	1/2	photino			
Z	1	\tilde{Z}	1/2	zino			
H $_1^0$	0	\tilde{H}_1^0	1/2	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	1/2	neutralinos
H $_2^0$	0	\tilde{H}_2^0	1/2	higgsino			

Le secteur de Higgs du MSSM

Le MSSM possède deux doublets scalaires complexes de SU(2)_L d'hypercharge opposée, $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ qui se couple exclusivement avec les fermions de type « up » et $H_d = (H_d^0, H_d^-)$ associé aux fermions de type « down » (quarks « down » et leptons chargés). Ces modifications du secteur de Higgs existent également dans d'autres modèles (pas forcément supersymétriques) regroupés sous l'appellation modèles à deux doublets de Higgs (2HDM)⁷. Le couplage avec les fermions expliqué précédemment classe le MSSM dans les modèles 2HDM de type II. Tous les modèles 2HDM de type II conduisent aux mêmes particules physiques dans le secteur de Higgs, mais pas nécessairement à la même phénoménologie.

Comme dans le cas du Modèle Standard, la symétrie électrofaible est spontanément brisée lorsque la composante neutre de chacun des deux doublets de Higgs acquiert une valeur moyenne dans le vide non nulle (v_u pour H_u et v_d pour H_d , avec $v^2 = v_u^2 + v_d^2 = (246 \text{ GeV})^2$). Lors de ce mécanisme, trois des huit degrés de liberté initiaux sont absorbés et deviennent les composantes longitudinales des bosons vectoriels massifs (W $^\pm$ et Z), il reste donc 5 bosons de Higgs physiques :

- Trois bosons de Higgs neutres, deux scalaires h^0 et H^0 ($m_{h^0} < m_{H^0}$), et un pseudo-scalaire A^0 .
- Une paire de bosons de Higgs chargés, H^\pm .

À l'ordre de l'arbre, tous les paramètres du secteur de Higgs du MSSM sont déterminés par

⁷Parmi les modèles 2HDM, on distingue les modèles de type I où seul un doublet se couple aux fermions, les modèles de type II où un doublet se couple aux fermions « up » et l'autre aux fermions « down », tous les autres cas forment les modèles de type III.

deux paramètres libres ⁸ :

- le rapport des valeurs moyennes dans le vide des composantes neutres des deux doublets, $\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}$,
- la masse de l'un des bosons de Higgs, conventionnellement m_A .

Au premier ordre de la théorie, les masses sont données par :

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos 2\beta^2} \right) \quad (1.33)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \quad (1.34)$$

D'après l'équation (1.33), la masse du boson de Higgs neutre le plus léger, h , est inférieure à m_Z . Toutefois, m_h est très sensible aux corrections radiatives [2]. Ces dernières sont dominées par les boucles de top et de stop, et donc influencées par le mélange dans le secteur des stops et des sbottoms. On distingue en général les deux cas limites du mélange :

- mélange maximal,
- pas de mélange.

Les paramètres correspondant aux deux scénarii sont présentés dans la table 1.5. Le scénario du mélange maximal conduit à la borne théorique supérieure la plus élevée pour m_h (135 GeV/c²). Inversement, le scénario sans mélange dans le secteur des stops conduit à la borne théorique supérieure la plus basse pour m_h (122 GeV/c²).

TAB. 1.5 – Paramètres des différents scénarii du MSSM en TeV. $X_t = A_t - \mu \cot \beta$ est le paramètre de mélange dans le secteur des stop, A_t est le couplage trilineaire Higgs-stop et A_b est le couplage Higgs-sbottom.

scénario	μ	X_t	A_b	M_{SUSY}	$m_{\tilde{g}}$
pas de mélange	-0.2	0	A_t	1.0	0.8
mélange max	-0.2	$\sqrt{6}M_{\text{SUSY}}$	A_t	1.0	0.8

Au premier ordre, la masse des bosons H^\pm est supérieure à celle des bosons W^\pm . Les corrections radiatives abaissent cette limite. Toutefois la masse et les couplages des bosons de Higgs chargés sont moins sensibles aux corrections radiatives que h (la figure 1.12 montre l'allure de l'évolution des masses des bosons h , H^\pm et H^0 en fonction du mélange X_t pour $m_A = 150$ GeV/c² et pour $\tan \beta = 1.5$ et $\tan \beta = 20$). Pour m_{H^\pm} , les déviations par rapport à la formule 1.34 n'excèdent pas 10% [32, 33].

La phénoménologie des bosons de Higgs chargés, au centre de cette thèse, sera présentée dans le chapitre 8.

⁸Le MSSM introduit trois paramètres dans le secteur de Higgs : μ , m_{H_u} et m_{H_d} . La relation $v^2 = v_u^2 + v_d^2$ n'en laisse que deux indépendants.

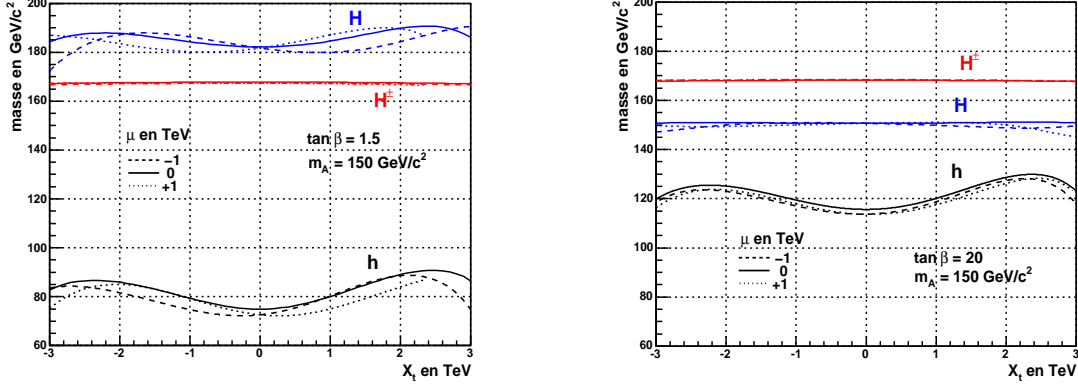


FIG. 1.12 – Évolution des masses des bosons de Higgs h , H^0 et H^\pm en fonction du mélange dans le secteur des stops X_t , pour $m_A = 150 \text{ GeV}/c^2$ et pour $\tan \beta = 1.5$ (à gauche) et $\tan \beta = 20$ (à droite).

1.5 Potentiel de découverte au LHC

Le LHC, présenté en détail dans le chapitre suivant, est le futur collisionneur du Cern. Grâce à l'énergie atteignable, 14 TeV dans le centre de masse proton-proton, et à une luminosité importante ($10 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$ pendant les trois premières années, $100 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$ ensuite), toute la gamme de masse possible du(des) boson(s) de Higgs (standard ou supersymétriques) sera couverte.

La supersymétrie pourra également être recherchée jusqu'à $\Lambda_{\text{SUSY}} \approx 1 \text{ TeV}$.

1.5.1 Le secteur de Higgs standard

Les potentiels de découverte d'un boson de Higgs standard des expériences ATLAS [34] et CMS [35] sont présentés sur les figures 1.13 et 1.14.

La découverte du boson de Higgs standard est possible dans les canaux de désintégration $H \rightarrow WW^*/WW$ et $H \rightarrow ZZ^*/ZZ$ dans l'intervalle de masse $130 \text{ GeV}/c^2 < m_h < 500 \text{ GeV}/c^2$ à partir de 10 fb^{-1} et dans l'intervalle $120 \text{ GeV}/c^2 < m_h < 1 \text{ TeV}/c^2$ à partir de 100 fb^{-1} . Pour $m_h < 130 \text{ GeV}/c^2$, la sensibilité la plus haute (plus de 5σ pour 30 fb^{-1}) est obtenue dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ (en production directe par fusion de gluons et en production associée).

En combinant tous les canaux, une signification statistique de 5σ est obtenue pour une masse $m_h > 114 \text{ GeV}/c^2$ pour 10 fb^{-1} . Si le boson de Higgs standard existe, il pourrait donc être découvert pendant la première année de prise de données au LHC, sous réserve d'une maîtrise de l'appareillage et d'une compréhension de l'accélérateur et de ses bruits de fond suffisante.

1.5.2 Le secteur des Higgs Supersymétriques

Les figures 1.15 et 1.16 présentent respectivement les potentiels de découverte du boson de Higgs neutre le plus léger h , du boson de Higgs neutre lourd H , du boson de Higgs neutre pseudo-scalaire A et des bosons de Higgs chargés H^\pm dans l'expérience CMS pour différentes luminosités intégrées. Le scénario de mélange maximal dans le secteur des stops a été choisi. La figure 1.17 montre les potentiels de découverte de l'ensemble du secteur de Higgs dans le MSSM pour ATLAS et pour une luminosité intégrée de 30 et 100 fb^{-1} . Le mélange minimal

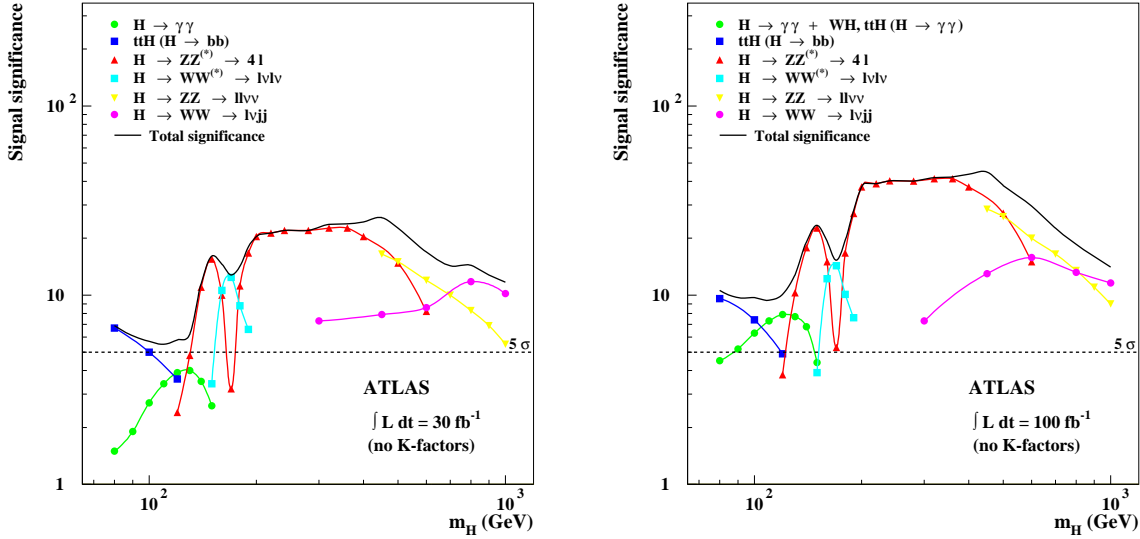


FIG. 1.13 – Signification statistique attendue pour l'expérience ATLAS dans la recherche du boson de Higgs standard dans différents canaux. Pour 30fb^{-1} (3 ans de LHC à basse luminosité) à gauche et 100fb^{-1} (un an de LHC à haute luminosité).

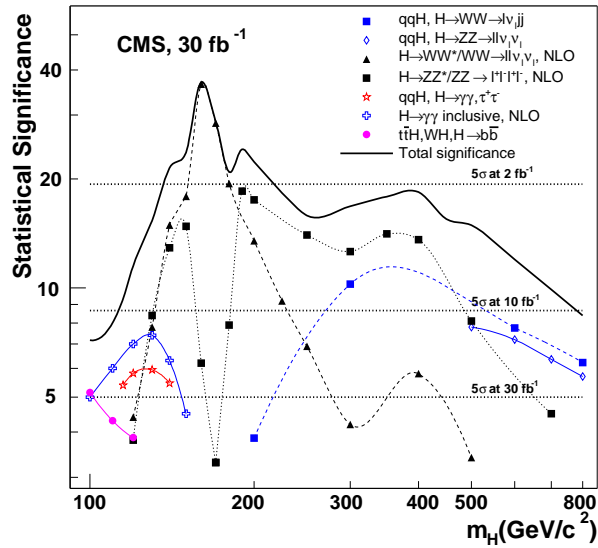


FIG. 1.14 – Signification statistique attendue pour l'expérience CMS dans la recherche du boson de Higgs standard dans différents canaux pour 30fb^{-1} (3 ans de LHC à basse luminosité).

dans le secteur des stops est cette fois utilisé.

Le boson de Higgs le plus léger est accessible dans les désintégrations $h \rightarrow \gamma\gamma$ avec $m_A > 200 \text{ GeV}/c^2$ et $h \rightarrow b\bar{b}$ avec un luminosité de 100 fb^{-1} . Le canal $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ produit une signification statistique supérieure à 5σ pour $\tan\beta > 4$ et $m_A > 150 \text{ GeV}/c^2$ dès 30 fb^{-1} .

Les bosons de Higgs neutres lourds sont accessibles dans les canaux $H, A \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$ à grande valeur de $\tan\beta$.

Les bosons de Higgs chargés lourds ($m_{H^\pm} > m_t$) peuvent être observés dans les canaux de désintégration $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$ en production associée ou directe, pour $\tan\beta > 20$. Les bosons de Higgs chargés légers ($m_{H^\pm} < 140 \text{ GeV}/c^2$) avec $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$ sont accessibles dans le canal de production $t\bar{t} \rightarrow H^\pm W^\mp b\bar{b}$, $W^\mp \rightarrow l\nu_l$. La zone de masse $140 < m_{H^\pm} < m_t$ est problématique car difficilement couverte. Au chapitre 8, une étude du canal $t\bar{t} \rightarrow H^\pm W^\mp b\bar{b}$, $W^\mp \rightarrow q\bar{q}'$ est proposée pour accéder à cette zone intermédiaire et extraire la masse d'un boson de Higgs chargé léger.

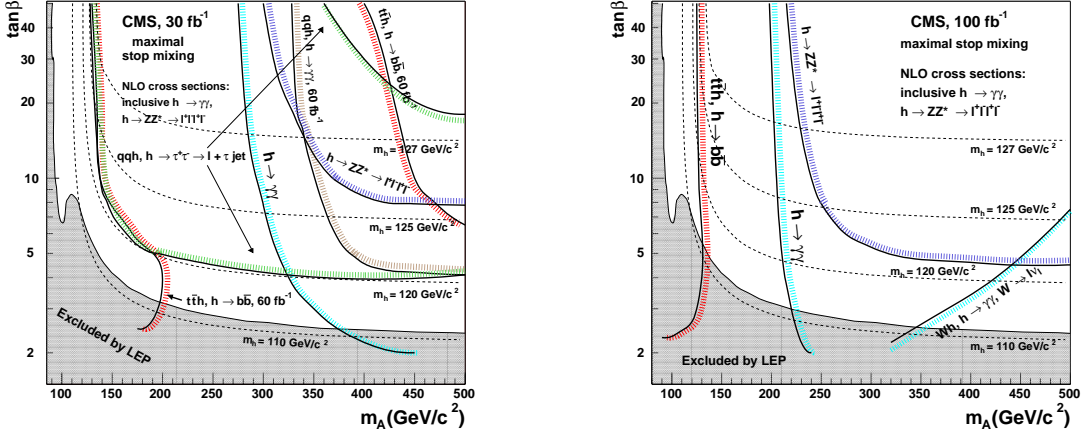


FIG. 1.15 – Courbes de découverte à 5 σ pour la recherche du boson de Higgs neutre le plus léger dans le cadre du MSSM (scénario de mélange maximal dans le secteur des stops). Les courbes sont données dans le plan $m_A/\tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb⁻¹, à gauche, et 100 fb⁻¹ à droite.

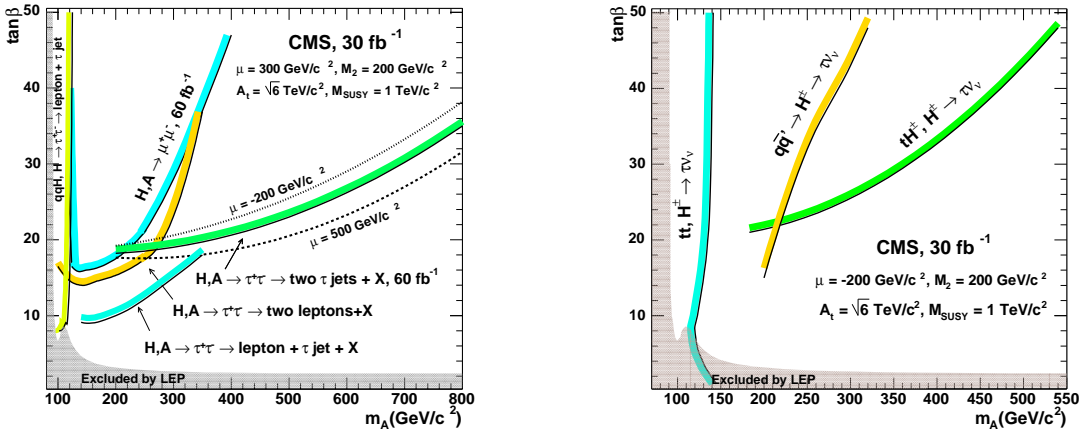


FIG. 1.16 – Courbes de découverte à 5 σ pour la recherche des bosons de Higgs neutres lourds (à gauche) et chargés (à droite) dans le cadre du MSSM (scénario de mélange maximal dans le secteur des stops). Les courbes sont données dans le plan $m_A/\tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb⁻¹.

Conclusion

Les prédictions du Modèle Standard de la physique des particules ont été confirmées expérimentalement avec une grande précision depuis une trentaine d'années. Une seule particule prédite, le boson de Higgs, n'a toujours pas été observée. Le mécanisme de brisure de symétrie, dont cette particule découle, apparaît pourtant comme fondamental pour la théorie puisqu'il serait à l'origine des masses de toutes les particules.

Indépendamment de la non-observation du boson de Higgs, plusieurs considérations théoriques laissent entrevoir que le Modèle Standard pourrait ne pas être la théorie ultime de la physique des particules. On est amené à postuler qu'il est un modèle effectif, valide aux énergies jusqu'alors accessibles, d'une théorie plus fondamentale, encore à déterminer. Pour pallier le problème de non-naturalité de m_h qui survient dès que l'on considère que le Modèle Standard a une limite, la supersymétrie a été proposée.

Cette théorie introduit une nouvelle symétrie entre fermions et bosons, ce qui justifie alors l'existence de ces deux grandes familles de particules. Les atouts de la supersymétrie sont nombreux : c'est une théorie des champs renormalisable, elle réalise l'unification des constantes de couplages à haute énergie et enfin elle ouvre la porte à une théorie quantique de la gravitation. L'élégance de la supersymétrie ne doit cependant pas faire oublier qu'elle n'a, jusqu'à présent aucune validité expérimentale, puisque bien qu'activement recherchée au LEP et au TEVATRON, aucune des nouvelles particules qu'elle prédit n'a encore été observée.

Dans le but d'essayer de découvrir le boson de Higgs et de statuer sur l'existence de la supersymétrie, un nouvel accélérateur, le LHC, est en cours de construction au Cern. L'énergie et la luminosité de ses faisceaux, qui seront alors sans égales, laissent espérer des recherches fructueuses.

Pourtant, l'appareillage atteignant lui-aussi un niveau de complexité inégalé, des efforts importants devront être faits dans la mise au point des expériences et dans la compréhension de leurs bruits de fond. Dans cette optique, le chapitre suivant présente plus en détail l'accélérateur LHC et le détecteur CMS.

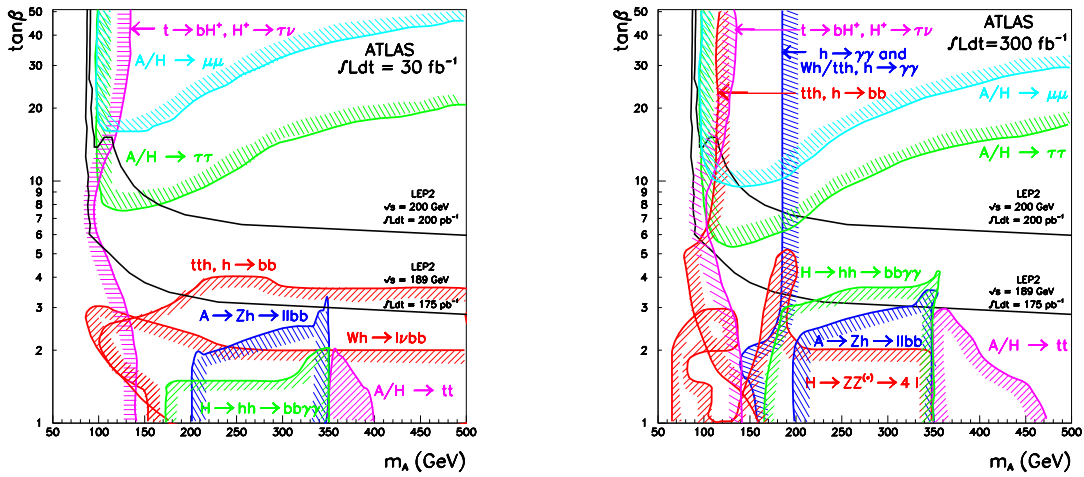


FIG. 1.17 – Sensibilité d'ATLAS pour la découverte des bosons de Higgs dans le MSSM (cas de mélange minimal dans le secteur des stops). La luminosité attendue est 30 fb^{-1} à gauche et 300 fb^{-1} à droite.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys, B22 (1961) 579 ;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264 ;
A. Salam, Elementary Particle Theory, éd. N. Svartholm, Almqvist and Wiskell, Stockholm (1968) 367 ;
S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [2] P. W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132 ;
F. Englert et R. Brout, Phys. Rev. Lett. (1964) 321 ;
G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585 ;
P. W. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156 ;
T. W. B. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554.
- [3] P. Chiapetta, *High Energy Precision Test Beyond the Standard Model*, Rivista Del Nuovo Cimento, Vol. 13 N4 (1990)
- [4] Quatrièmes Journées d'Etudes Expérimentateurs/Théoriciens, *Où est passé le boson de Higgs : LEP, TEVATRON, LHC, NLC ?*, Aubière novembre 2000.
- [5] K. Riesselmann, *Limitations of a Standard Model Higgs Boson*, HEP-PH/9711456 (1997).
- [6] A.D. Linde, *Vacuum instability, cosmology and constraints on particle masses in the Weinberg-Salam model*, Phys. Lett., 92B, (1980) 119.
- [7] Collaboration UA1, *Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV*, Phys. Lett. 122B, 24 février 1983, 320.
- [8] Collaboration UA2, *Observation of Single Isolated Electrons Of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN $\bar{p}p$ Collider*, Phys. Lett. 122B, 17 mars 1983, 476.
- [9] Collaboration UA1, *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/c² at the CERN SPS Collider*, Phys. Lett. 126B, 7 juillet 1983, 398.
- [10] Collaboration UA2, *Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ Collider*, Phys. Lett. 129B, 15 septembre 1983, 130.
- [11] The LEP ELectroweak Working Group, The SLD Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, hep-ex/0312023, 4 décembre 2003.
- [12] J. Mnich pour les collaborations LEP, International Europhysics Conference, Finlande, juillet 1999.
- [13] A. Blondel, *The number of neutrinos and the Z line shape*, C.R. Physique 3 (2002) 1155-1164.
- [14] A. Olchevski, M. Winter, *High precision tests of the Standard Model and determination of the top quark and Higgs boson masses*, C. R. Physique 3 (2002) 1183-1191.

-
- [15] O. Buchmüller et al, *The study of the W boson*, C. R. Physique 3 (2002) 1173-1181.
- [16] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D50, 2966 (1994).
- [17] The CDF Collaboration, the D0 Collaboration and the Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and D0 Results on the Top-Quark Mass*, hep-ex/0404010, 8 avril 2004.
- [18] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, septembre 2004.
- [19] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys. Lett. B 565 (2003) 61-75.
- [20] U. Amaldi, W. de Boer et H. Fursteneau, Phys. Lett. B260 (1991) 447-455.
- [21] H. Georgi, S. L. Glashow, *Unity of All Elementary-Particle Forces*, Phys. Rev. Lett. vol 32, num. 8, 1974.
- [22] H. Georgi, D. V. Nanopoulos, *Ordinary Predictions From Grand Principles : t-quark mass in O(10)*, Nucl. Phys. B 155 (1979) 52-74.
- [23] S. Weinberg, *Implications of dynamical symmetry breaking*, Phys. Rev. D, vol. 13, num. 4, 1976.
S. Weinberg, *Implications of dynamical symmetry breaking : An addendum*, Phys. Rev. D, vol.19, num. 4, 1979.
K. Lane, *An introduction to technicolor*, hep-ph/9401324.
- [24] T. Kaluza, Math. Phys., Bd K1 (1921) 966.
O. Klein, Z. Phys. 37 (1926) 895.
- [25] N. Arkani-Hamed et al., *The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter*, hep-ph/9803315.
- [26] L. Randall et R. Sundrum, *A large mass hierarchy from a small extra dimension*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3370-3373.
- [27] Yuri A. Kubyshev, *Models with Extra Dimensions and their Phenomenology*, hep-ph/0111027.
- [28] H. E. Haber et G. L. Kane, *The search for supersymmetry : probing physics beyond the standard model*, Phys. Rep. Vol. 117, janvier 1985.
- [29] R. Haag, J. T. Lopuszanski et M. Sohnius, Nucl. Phys. B88 (1975) 257.
- [30] R. Arnowitt et P. Nath, *Supersymmetry and Supergravity Phenomenology and Grand Unification*, CPT-TAMU-52/93, NUB-TH-3073-93.
- [31] M. Carena et al, hep-ph/0010338(2000)
- [32] A. Brignole et al., Phys Lett B277(1992) 313.
- [33] M.A. Diaz, Phys. Rev. D45(1992) 4246.
- [34] ATLAS, *Detector and Physics Performance TDR*, CERN-LHCC 99-15, mai 1999.
- [35] CMS, *Physics Technical Design Report*, en préparation.

Chapitre 2

Le collisionneur LHC et le détecteur CMS.

Introduction

Pour permettre la recherche du boson de Higgs et d'une éventuelle nouvelle physique au delà du Modèle Standard, le collisionneur LHC est en cours de construction au Cern. L'énergie et la luminosité de ses faisceaux de protons représenteront certainement une nouvelle étape pour la physique des particules. Parallèlement, ces caractéristiques imposent de fortes contraintes sur les expériences en termes de taux de radiation, de vitesse de réponse et de volume de données à gérer.

Ce chapitre présente tout d'abord le collisionneur LHC puis décrit le détecteur CMS.

2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)

Le futur collisionneur de hadrons LHC [1–4] du Cern est un accélérateur synchrotron, les particules y sont accélérées et courbées sur une orbite circulaire. Le LHC est en cours d'installation dans le tunnel de 27 km de circonférence qui abritait le LEP jusqu'en novembre 2000. Quatre points de collision sont prévus. La chaîne de création et d'injection des protons dans le LHC est représentée sur la figure 2.1. Elle est constituée d'un accélérateur linéaire (linac) [5] qui produit les protons, les transmet au stimulateur (Booster) avec une énergie d'environ 50 MeV. Le stimulateur les accélère jusqu'à 1.4 GeV et les injecte dans le Synchrotron de Protons (PS) [6] qui leur confère une énergie de 25 GeV. Puis le Super Synchrotron de Proton (SPS) [7] les accélère jusqu'à 450 GeV. À cette énergie, les protons sont injectés dans le LHC qui leur communiquera une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

Le LHC accélérera également des ions lourds jusqu'à la masse du Pb, pour l'étude du plasma quarks-gluons.

Le choix des protons en remplacement des électrons du LEP a été essentiellement motivé par le fait que, à des énergies de l'ordre de la centaine de GeV, les électrons perdraient beaucoup trop d'énergie d'énergie par rayonnement synchrotron (inévitables dans un anneau). En effet, cette perte d'énergie, pour une particule de masse m , d'énergie E , suivant une orbite circulaire de rayon R (4.3 km pour le LHC), étant proportionnelle à $(\frac{E}{m})^4 \times R^{-1}$, un électron accéléré perdrait environ 10^{13} fois plus d'énergie qu'un proton (table 2.1).

De plus, un des buts du LHC étant la recherche de nouvelles particules, dont la section efficace de production peut être très faible (quelques pb pour une énergie de 14 TeV dans le centre de

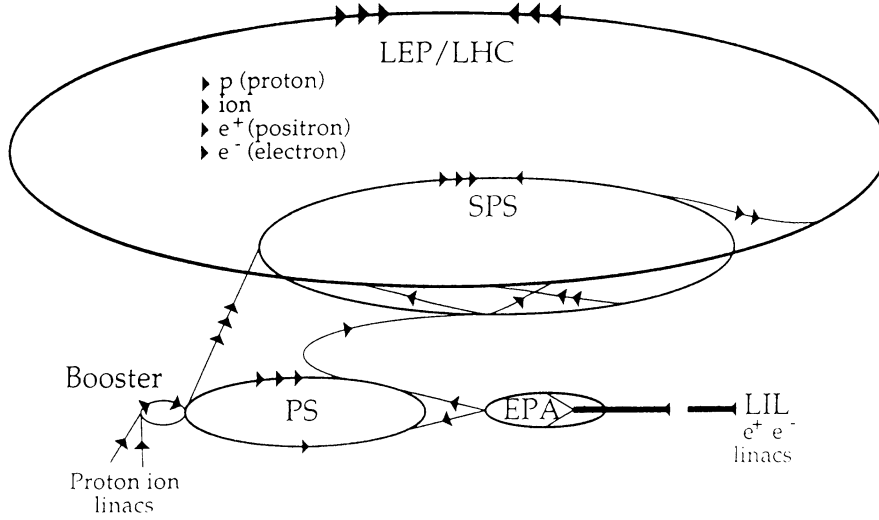


FIG. 2.1 – Les différents cycles d'accélération au LHC

masse), une luminosité élevée est indispensable pour obtenir une statistique suffisante dans un temps d'expérience raisonnable. Le nombre d'événements d'un processus est donné par :

$$N = \int \mathcal{L} \times \sigma \times dt \quad (2.1)$$

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

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 k_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.2)$$

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

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

Bien qu'il eût été souhaitable de disposer de collisions $p\bar{p}$ (pour avoir accès facilement aux processus produits lors d'annihilation $q\bar{q}$), le LHC est un collisionneur pp , les sources d'anti-protons ne pouvant être assez intenses pour produire de telles luminosités (le SPS produit, dans une configuration $p\bar{p}$, une luminosité maximale égale à $3 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [2]). Cependant l'absence d'anti-protons au LHC n'est pas fondamentale. En effet, à l'énergie de 14 TeV, lors de processus de créations de paires quark-antiquark, l'interaction par fusion de gluon est largement dominante. Prenons l'exemple de création $t\bar{t}$, les sections efficaces de production valent, à l'ordre de l'arbre et pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV :

- environ 450 pb pour des processus pp (dont $\sim 85\%$ par fusion gg),
- environ 470 pb pour des processus $p\bar{p}$ (dont $\sim 83\%$ par fusion gg).

Le gain en section efficace, dans ce cas précis, ne justifie pas l'investissement nécessaire à l'obtention d'une source d'anti-proton suffisante. Pour comparaison, la problématique est complè-

tement différente aux énergie du TEVATRON (1.96 TeV). Dans ce cas là les section efficaces valent :

- moins d'1 pb pour des processus pp (dont $\sim 73\%$ par annihilation $q\bar{q}$),
- environ 5 pb pour des processus $p\bar{p}$ (dont $\sim 95\%$ par annihilation $q\bar{q}$),

le gain apporté par les anti-protons est alors très appréciable.

La figure 2.2 présente l'évolution de la section efficace de processus typiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse ainsi que le nombre d'événements attendus par seconde en régime de haute luminosité. Les caractéristiques principales du collisionneur sont reportées dans la table 2.1.

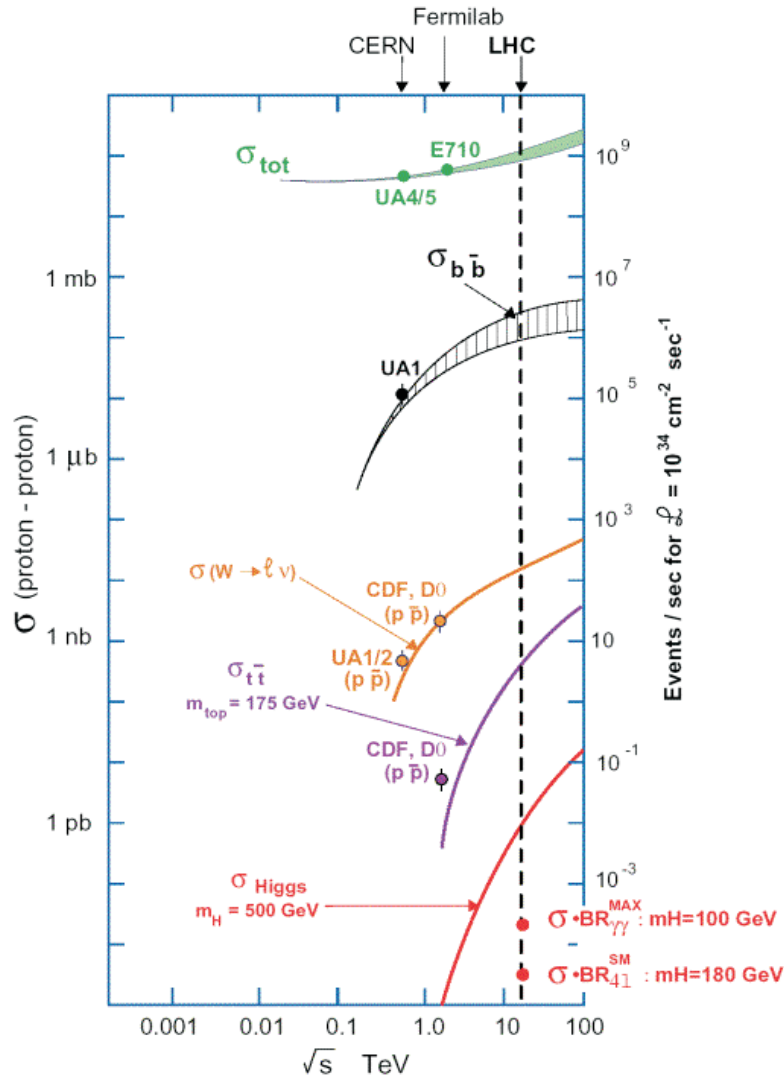


FIG. 2.2 – Sections efficaces proton-proton standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le cas du LHC est indiqué en ligne pointillée. L'échelle de gauche exprime la section efficace, celle de droite exprime le nombre d'événements produits par seconde à la luminosité nominale du LHC.

Le guidage de deux faisceaux de particules de même charge et en sens opposé nécessite une

TAB. 2.1 – Caractéristiques principales des faisceaux produits par le LHC.

Paramètres (en collisions p-p)	Unité	haute luminosité (basse luminosité)
Energie par faisceau	TeV	7.0
Energie dans le centre de masse	TeV	14
Champ magnétique	T	8.3
Luminosité instantanée \mathcal{L}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	10^{34} (2×10^{33})
Luminosité intégrée sur 1 an	fb^{-1}	100 (10)
Nombre de protons par paquet N		10^{11} (2×10^{10})
Nombre de paquets k_b		2835
Nombre moyen de collisions par croisement		17.3 (3.5)
Fréquence de révolution d'un paquet f	kHz	11.246
Étalement longitudinal d'un paquet σ_z	cm	5.3
Étalement transversal d'un paquet σ_x et σ_y	μm	15
Durée entre deux paquets	ns	25
Temps de vie du faisceau	h	22
Temps de vie de la luminosité	h	10
Angle de croisement des faisceaux	μrad	300
Perte d'énergie par tour	keV	6.9

séparation des faisceaux dans deux anneaux différents, chacun d'eux ayant un système magnétique propre. Pour réduire le coût de l'installation et comme il aurait été difficile de construire, par manque de place, deux anneaux de systèmes magnétiques séparés dans le tunnel du LEP, une même structure métallique et un même cryostat contiennent les deux tubes de faisceau. Les figures 2.3 et 2.4 présentent la vue en coupe d'un des 1200 dipôles magnétiques et les lignes de champ obtenues. Pour contenir les faisceaux de 7 TeV sur une orbite circulaire, un champ magnétique de 8.3 T est produit par des aimants supra-conducteurs refroidis à une température de 1.9 K (la supraconduction permet d'obtenir des aimants plus compacts et consommant moins d'énergie que les aimants classiques).

L'accélération des paquets de protons jusqu'à l'énergie nominale est assurée par les cavités radio-fréquences qui fournissent un champ électrique total de 16 MV/m par faisceau et ce à une fréquence de 400.8 MHz (le double de la fréquence des cavités du SPS). Chaque faisceau ayant un système d'accélération séparé [4], il est nécessaire d'augmenter la distance inter-faisceaux dans cette zone de 194 à 410 mm.

Les paquets de protons accélérés se traverseront mutuellement à une fréquence de 40 MHz. À chaque croisement, il se produira en moyenne 17.3 collisions proton-proton en régime de haute luminosité et seulement 3.5 collisions en basse luminosité. Quatre des huit points de croisement de faisceau abriteront les expériences : ATLAS [8] et CMS [9] qui sont les deux expériences généralistes, ALICE [10] qui étudiera la physique des ions lourds et LHCb [11] dédiée à la physique du b et aux mesures de précision de la violation de CP.

La section suivante présente en détail le détecteur CMS.

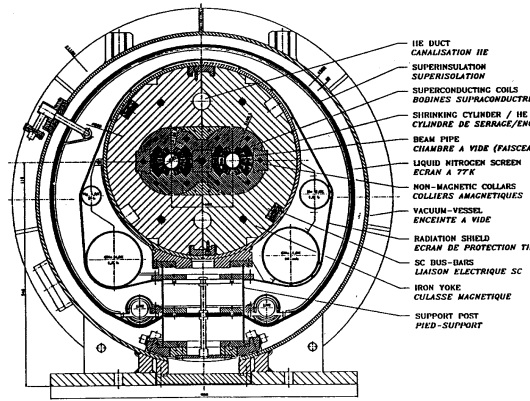


FIG. 2.3 – Structure d'un dipôle magnétique pour le LHC.

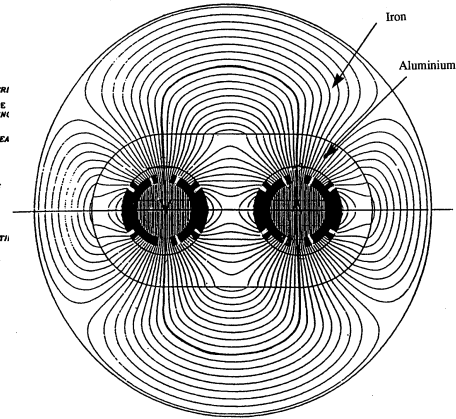


FIG. 2.4 – Lignes de champs au sein d'un dipôle magnétique.

2.2 Le détecteur Compact Muons Solenoid (CMS)

Le détecteur CMS (fig. 2.5) est un ensemble de sous-détecteurs concentriques, comme dans la plupart des expériences de physique des particules généralistes sur collisionneur. Il se compose d'un tonneau, orienté selon la direction des faisceaux, « fermé » par deux bouchons. Ces composants les plus remarquables sont, du plus interne au plus externe :

- Le trajectomètre, qui doit permettre la mesure précise des impulsions des particules chargées, la séparation spatiale des signaux des événements superposés (3.5 collisions par croisement à basse luminosité, 17.3 à haute luminosité, sur un étalement longitudinal de 5.3 cm), la reconstruction des vertex de désintégration, l'étiquetage de la saveur des jets. Ce trajectomètre présente une surface de détection jamais atteinte : 198 m² de détecteurs micro-pistes silicium et trois couches de pixels de 125 × 125 μm².
- Le calorimètre électromagnétique à base de cristaux de tungstate de plomb, qui possède une excellente résolution en énergie (environ 2% à 10 GeV et 0.5% à 1 TeV) et une grande granularité. Il doit permettre la découverte d'un boson de Higgs neutre dans ses désintégrations en deux photons en autorisant la différenciation entre γ et π^0 . Sa structure très compacte permet de le loger à l'intérieur du solénoïde (il en va de même pour le calorimètre hadronique), ce qui minimise la quantité de matière traversée par les particules avant de l'atteindre.
- Le solénoïde supra-conducteur, qui fournit un champ magnétique uniforme de 4T. C'est le plus grand aimant fournissant un tel champ magnétique jamais réalisé.
- Le fer de retour du champ, sur 1.8 m d'épaisseur, qui sert également au filtrage des muons.
- Le système de chambres gazeuses, qui a en charge, outre le déclenchement de l'acquisition sur des signaux muoniques, la mesure de l'impulsion des muons le traversant. Il permet la reconstruction des trajectoires des muons avec une résolution en impulsion transverse d'environ 10% à 10 GeV/c et d'environ 30% à 1 TeV/c. Cette résolution

est considérablement améliorée si la trace muonique peut être associée à une trace du trajectomètre, la résolution attendue étant alors de l'ordre de quelques pour-cents.

Le système de coordonnées utilisé pour décrire la géométrie des différents sous-détecteurs est un repère orthonormé cartésien $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, O étant le centre de symétrie de CMS, \vec{x} pointant vers le centre du LHC, \vec{z} étant tangent au faisceau et \vec{y} suivant une inclinaison de 1.23% par rapport à la verticale ⁹.

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

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

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

Il est donc nécessaire, de construire des observables invariantes par transformation de Lorentz [12] suivant \vec{z} . Pour ce faire, on définit l'impulsion transverse p_T d'une particule, qui est la projection dans le plan transverse (O, \vec{x}, \vec{y}) de son impulsion \vec{p} , ainsi que la rapidité y définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.3)$$

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

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.4)$$

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

Les différents sous-détecteurs composant CMS sont présentés plus en détail dans les sections ci-dessous.

⁹L'anneau du LHC n'est pas horizontal pour pallier la légère pente du sol dans cette zone : construire un anneau parfaitement horizontal aurait entraîné une différence de profondeur des puits à ses extrémités de l'ordre d'une centaine de mètres. Des différences de roches à ces profondeurs (présence du granit jurassien) ont également motivé le choix de creuser à une profondeur constante.

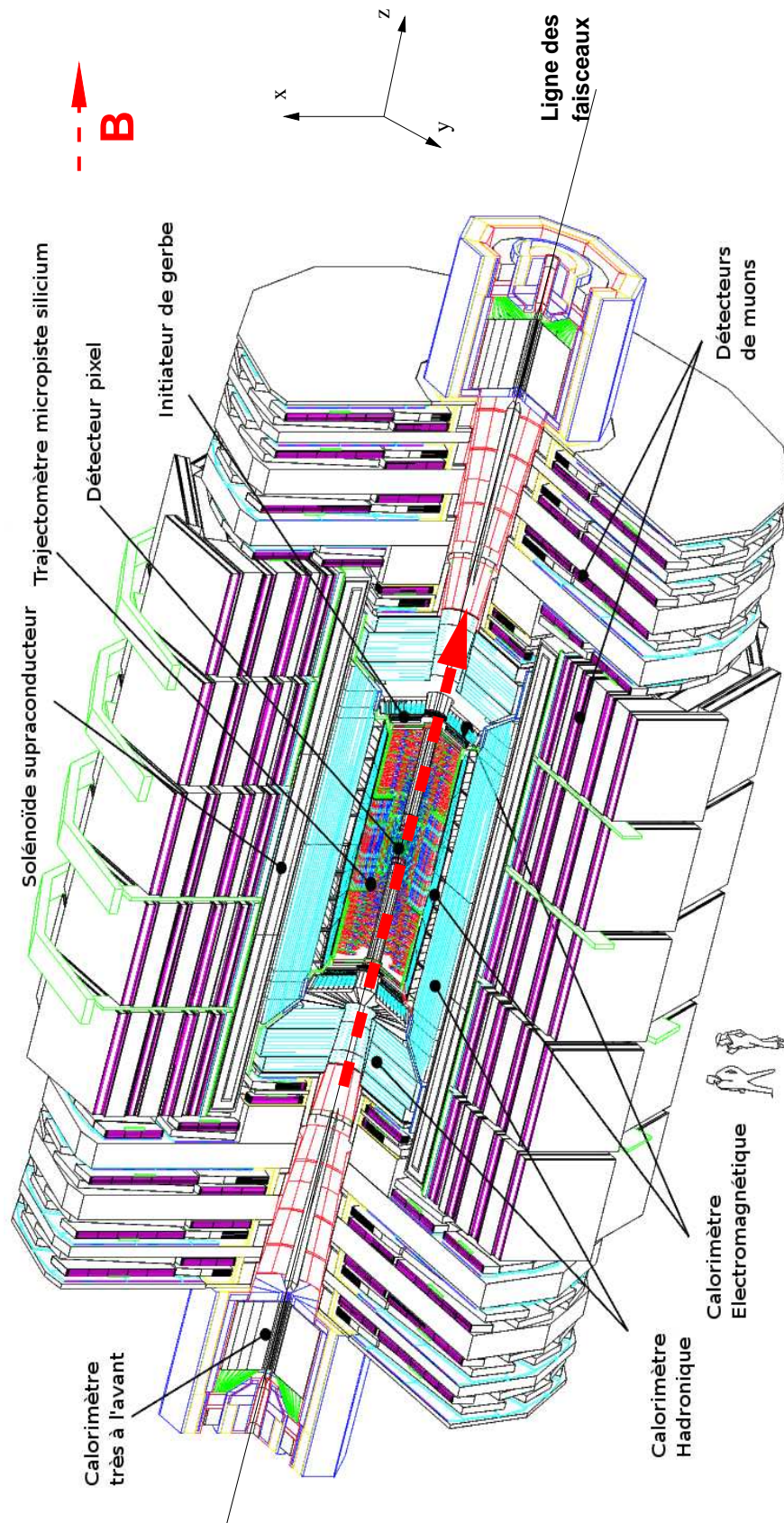


FIG. 2.5 – Vue des différentes parties du détecteur CMS

2.2.1 L'aimant supra-conducteur

L'aimant solénoïde supra-conducteur [13] (dont les constituants sont illustrés fig. 2.6) est le composant fondamental du système d'appareillage car toute la conception de CMS découle du choix [14] d'un aimant solénoïde assez grand pour contenir les calorimètres et le trajectomètre et fournissant un champ magnétique intense. Étant l'élément le plus rigide, il soutient toute la structure de la partie interne du détecteur : les calorimètres et le trajectomètre. Il crée un champ magnétique de 4 T, dont la valeur en fonction de la position dans un cadran de CMS est présentée fig. 2.7. Ce champ magnétique est nécessaire pour atteindre la résolution souhaitée sur la mesure de l'impulsion des particules chargées¹⁰ sur un intervalle de pseudo-rapacité s'étendant jusqu'à $\eta=2.5$ (et pour réduire également le bruit de fond dû aux particules chargées de faible impulsion qui restent confinées près du faisceau sans atteindre le détecteur). L'aimant est composé de cinq bobines jointives de 5.9 m de diamètre. Il mesure 13 m de long et est parcouru par un courant de 20 000 A créé par une bobine refroidie par hélium liquide à 4.2°K. Le retour du flux magnétique est assuré par des culasses de 1.8 m de fer (dont la masse totale est de 11500 t) équipées avec les chambres à muons. Le champ y est de 1.8 T.

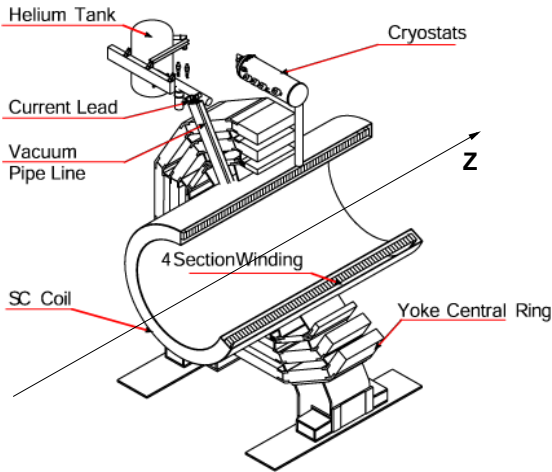


FIG. 2.6 – Les différents composants de l'aimant supra-conducteur.

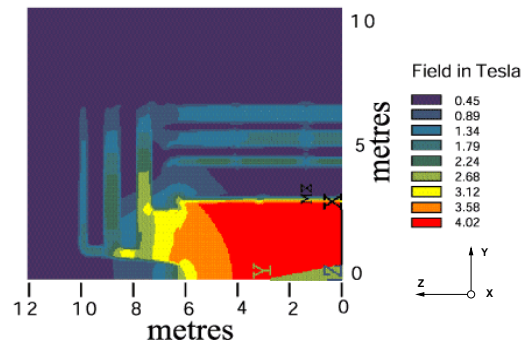


FIG. 2.7 – Valeur du champ magnétique en fonction de la position dans le détecteur CMS.

¹⁰La mesure de l'impulsion d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme est décrite dans la section 2.2.2.

2.2.2 Le trajectomètre

Le trajectomètre [15] [16] (présenté plus en détails dans le chapitre suivant), qui est composé d'un tonneau et de deux bouchons, est le sous-détecteur le plus près du faisceau. Il permet la reconstruction des traces des particules chargées à partir des impacts mesurés dans chaque couche de détection. Les traces reconstruites permettent de déterminer l'impulsion des particules chargées à leur vertex de production de la façon suivante.

Une particule de charge q se mouvant dans le vide et soumise à un champ magnétique d'intensité B (orienté suivant \vec{Z}) décrit une trajectoire hélicoïdale de rayon de courbure R_c (un arc de cercle dans le plan transverse au faisceau). L'impulsion transverse de la particule est obtenue à partir du rayon de courbure de la trajectoire suivant la relation :

$$p_T = qBR_c. \quad (2.5)$$

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

$$p = \frac{p_T}{\sin \theta}. \quad (2.6)$$

Il est également un sous-détecteur essentiel dans la réduction du bruit de fond produit à chaque croisement de faisceaux en sélectionnant le vertex d'interaction ayant produit le signal recherché.

Le trajectomètre est composé de plusieurs deux sous-ensembles décrits par la figure 2.8, utilisant des technologies différentes : le détecteur à pixels et le trajectomètre à micropistes au silicium.

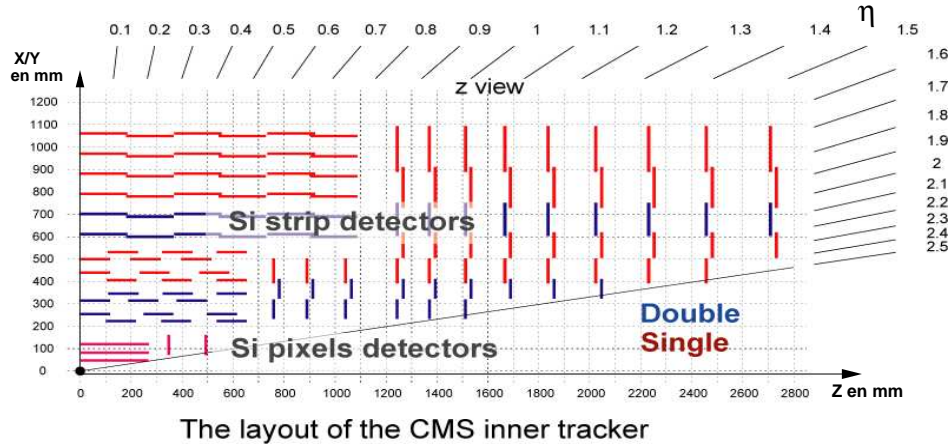


FIG. 2.8 – Vue en coupe d'un quart de trajectomètre. Dans la partie centrale on rencontre trois couches cylindriques (à une distance de 4, 7 et 11 cm du faisceau) et deux disques de détecteurs à pixels. Les détecteurs au silicium à micro-pistes sont ensuite assemblés dans la partie dite interne en 4 couches (tonneau) et 3 disques (bouchon) puis dans la partie dite externe en 6 couches (tonneau) et 9 disques (bouchon).

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est composé d'un tonneau de trois couches de détection à des distances du faisceau de 4.4, 7.3 et 10.2 cm, et de deux bouchons de deux disques chacun, comme représenté sur la figure 2.9.

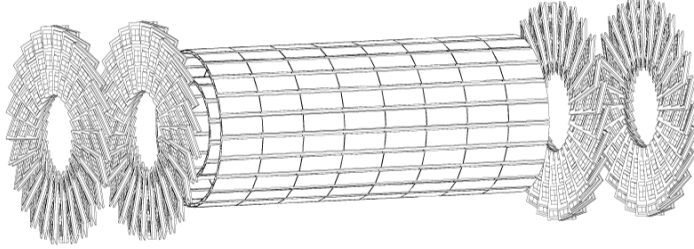


FIG. 2.9 – Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels, composé de trois couches de détection dans le tonneau ($R=4.4, 7.3$ et 10.2 cm) et de deux disques ($Z=\pm 34.5$ et ± 46.5 cm) dans chaque bouchon.

Il doit permettre en particulier :

- Une séparation spatiale des différents vertex primaires issus de chaque croisement de faisceau, et donc d'isoler, dans une certaine mesure, le signal recherché du bruit de fond d'empilement spatial.
- D'augmenter la rapidité avec laquelle les traces finales sont reconstruites en fournissant des « germes » de traces de trois impacts aux algorithmes de reconstruction de niveaux supérieurs.
- Une identification optimale des hadrons beaux : la première couche de détection se trouvant très près du vertex de désintégrations du hadron, la contrainte apportée par le premier impact mesuré est fondamentale pour obtenir une bonne résolution sur le paramètre d'impact et sur la distance de vol du hadron.

Pour remplir ces différentes fonctions, il est nécessaire d'avoir une mesure précise des impacts en r , Φ et z . L'élément de détection choisi est donc une cellule carrée de silicium de $125 \times 125 \mu\text{m}^2$ de section et de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur : le pixel. Le détecteur en contient un total de 44 millions. Le signal d'un pixel est lu par une PUC (Pixel Unit Cell), collée directement sur le pixel. Les PUC sont intégrées à la puce de lecture, à raison de 52 colonnes et 45 lignes pour un nombre total de 4160 pixels par puce. Il est également à noter que la lecture du signal est analogique, pour optimiser la résolution sur la position de l'impact, grâce au partage de charge sur plusieurs pixels voisins. La figure 2.10 présente une illustration de l'assemblage des détecteurs pixels et de leur puce de lecture.

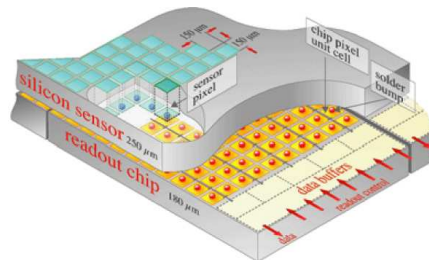


FIG. 2.10 – Vue des détecteurs pixels, surmontés par leur électronique de lecture.

Avec cette configuration, la résolution attendue sur l'impact laissé par le passage d'une particule chargée, est de l'ordre de $15\ \mu\text{m}$ au démarrage de CMS. La résolution attendue sur la position des vertex reconstruits à l'aide du seul détecteur à pixels est quant à elle de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$ en Z et $20\ \mu\text{m}$ dans le plan transverse aux faisceaux.

Étant le sous-détecteur le plus près du faisceau, les dommages dus aux radiations sont très importants (la fluence est de l'ordre de 10^{14} MeV-équivalent-neutrons par cm^2 à une distance de 7 cm du faisceau) ; il est ainsi prévu de remplacer les couches les plus internes (4.4 et 7.3 cm) au bout des six premières années de fonctionnement environ.

Le trajectomètre à micropistes au silicium

Autour du détecteur à pixels se trouve le trajectomètre à micropistes au silicium. Ce sous-détecteur étant décrit plus en détail dans le prochain chapitre, nous n'en rappelons ici que les caractéristiques principales et les performances attendues.

Cette partie du trajectomètre est composée, tout comme le détecteur à pixel, d'un tonneau et de deux bouchons. Le tonneau contient 10 couches de détection (4 dans la partie dite *interne* et 6 dans la partie dite *externe*) et chaque bouchon 12 disques (3 dans la partie interne et 9 dans la partie externe).

L'association du détecteur à pixels et du détecteur à micropistes au silicium permet donc d'obtenir un grand nombre de couches de détection disponibles – entre 12 et 15 impacts, suivant la valeur de η , sont obtenus par trace –, garantissant ainsi un taux de reconstruction de traces fortuites inférieur à 10^{-3} et une bonne résolution en impulsion tout en conservant une efficacité élevée : les figures 2.11 et 2.12 montrent la résolution sur l'impulsion transverse et l'efficacité attendue pour la reconstruction de traces de particules chargées (ici des muons) de différents p_T .

La contrepartie du choix d'un grand nombre de couches de détection est la quantité de matière importante que les particules traversent. Les trajectoires des particules chargées ne sont donc pas hélicoïdales, à cause de la diffusion multiple et de la perte d'énergie dans les couches traversées : la figure 2.13 représente la quantité de matière des différentes parties du trajectomètre en fonction de la pseudo-rapacité η ; les quantités de matières sont exprimées en termes de longueur de radiation¹¹ et de longueur d'interaction nucléaire¹². L'impulsion transverse ne peut donc pas être mesurée en supposant que la trajectoire dans le plan transverse soit un cercle ; les algorithmes de reconstruction de traces, adaptés en conséquence, sont présentés plus en détail dans le chapitre 5.

La quantité de matière importante du trajectomètre entraîne également une dégradation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, les particules chargées ayant perdu une fraction inconnue de leur énergie avant d'atteindre le calorimètre.

Le trajectomètre doit pouvoir supporter les fortes doses de radiations, présentées sur la figure 2.14, et ce pendant toute la durée de l'expérience (environ 10 ans). Pour remplir cette condition, le trajectomètre est refroidi à -10°C , ce qui évite la dégradation trop rapide des performances du silicium [15] (voir chapitre 3).

¹¹La longueur de radiation, X_0 , est définie comme la distance de parcours après laquelle un électron aura perdu en moyenne une fraction $1/e$ de son énergie

¹²La longueur d'interaction nucléaire λ_0 est le parcours moyen d'un hadron sans interaction forte avec la matière nucléaire

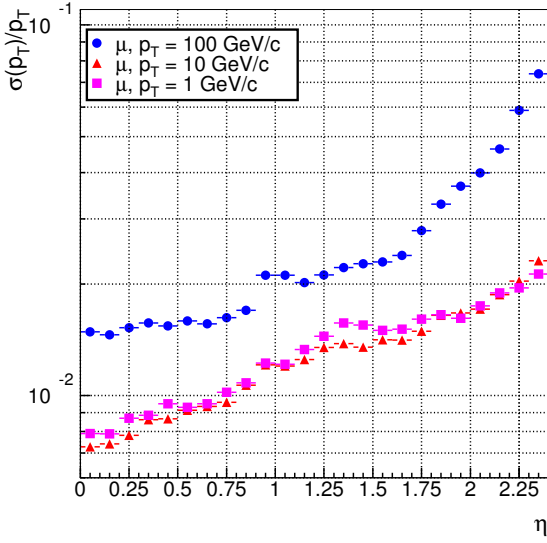


FIG. 2.11 – Résolution attendue sur la mesure de l'impulsion transverse de particules chargées pour différentes valeurs de η et différents p_T .

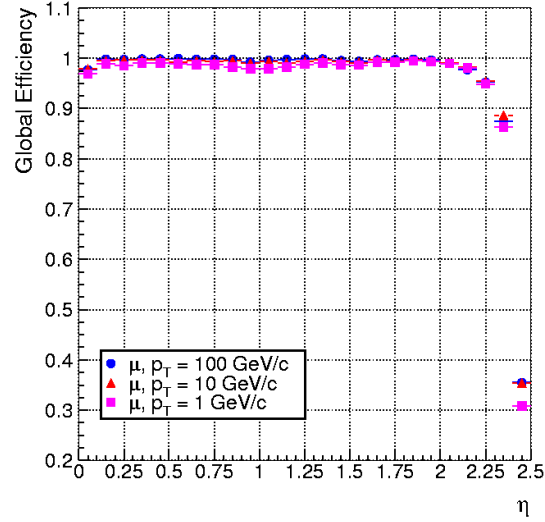


FIG. 2.12 – Efficacité de reconstruction de particules chargées attendue pour différentes valeurs de η et différents p_T .

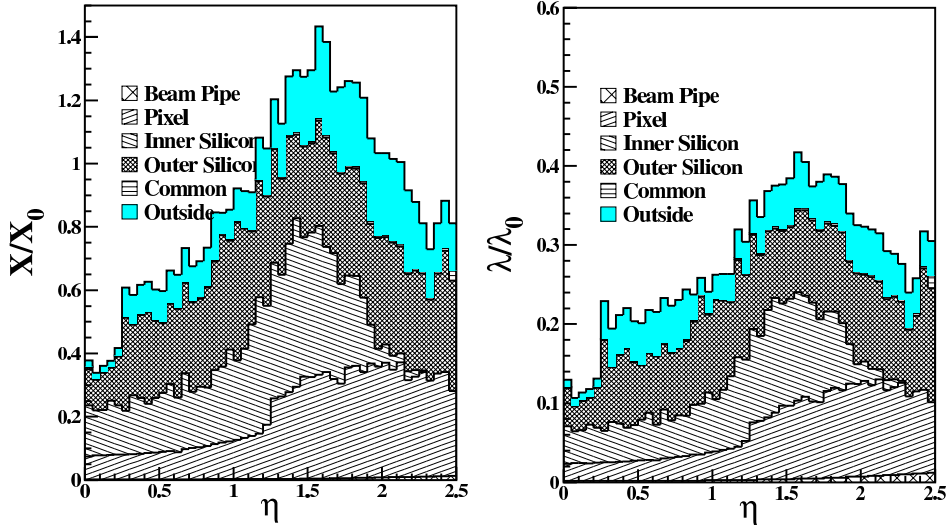


FIG. 2.13 – Quantité de matière des différents éléments du trajectomètre en fonction de la pseudo-rapidité. Elle est caractérisée en terme de longueur de radiation X_0 à gauche et de longueur d'interaction nucléaire λ_0 à droite. Les significations des différents labels sont les suivantes : « Beam Pipe » représente les tubes à vide des faisceaux, « Pixel », « Inner Silicon » et « Outer Silicon » réfèrent aux détecteurs ainsi qu'à leur électronique et leur câblage pour les parties détecteur à pixels et détecteurs à micropistes interne et externe, « Common » regroupe les différents supports en fibres de carbones internes au trajectomètre, enfin « Outside » rend compte du support externe et de l'écran thermique. Voir les références [15] et [16] pour une description complète des différents matériaux pris en compte.

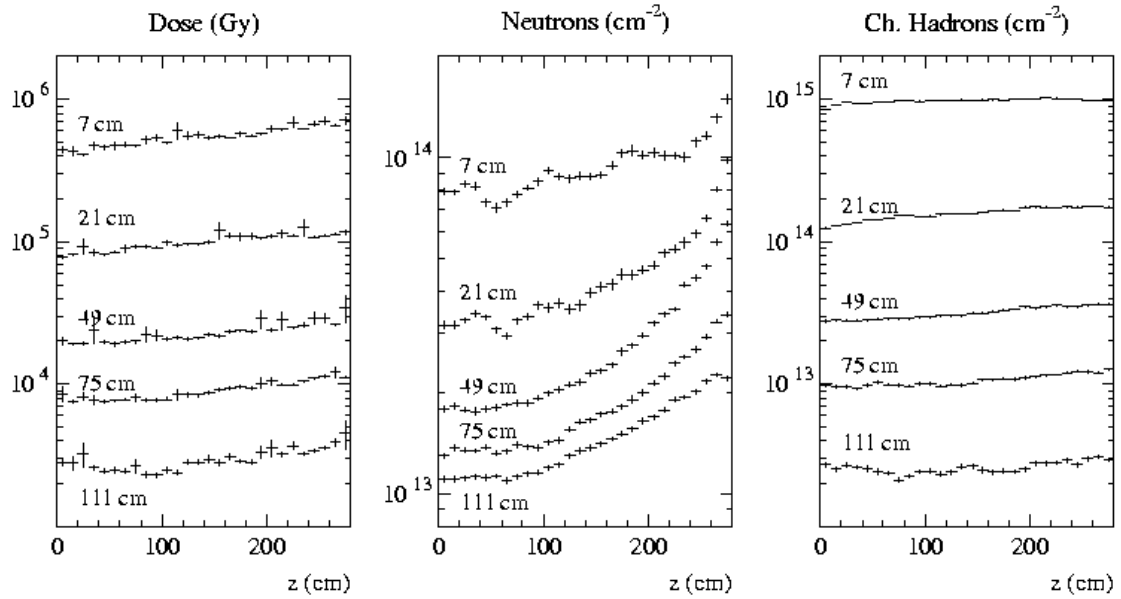


FIG. 2.14 – Doses de radiation, fluences et flux de hadrons chargés dans le trajectomètre de CMS en fonction de z et R , pour une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{pb}^{-1}$. [15]

2.2.3 Le calorimètre électromagnétique

L'objectif du calorimètre électromagnétique [17] est de mesurer le plus précisément possible l'énergie et la position des électrons, des positons et des photons tout en séparant finement les gerbes produites par les différentes particules.

D'une manière générale, la mesure de l'énergie repose sur deux étapes : 1) l'absorption de l'énergie de la particule lors de l'interaction de celle-ci avec la matière dite *absorbante* et 2) restitution de l'énergie par émission d'un signal, ici un signal optique ; la matière qui se désexcite est dite *scintillante*. La séparation est quant à elle assurée par la granularité la plus fine possible.

La conception du calorimètre a été guidée par l'importance du canal de désintégration d'un boson de Higgs léger ($m_h < 140 \text{ GeV}/c^2$) en une paire de photons. Dans ce cas, la largeur du boson est inférieure à $10 \text{ MeV}/c^2$ et la résolution sur la masse invariante du système $\gamma\gamma$ est dominée par la résolution expérimentale, qui doit être de l'ordre du pour cent pour distinguer le phénomène recherché du bruit de fond.

Pour obtenir une telle performance, il doit être composé de matériaux insensibles au champ magnétique, résistants aux radiations, ayant un grand pouvoir d'arrêt et fournissant une réponse rapide. Le tungstate de plomb (PbWO_4), qui a été choisi pour former les cristaux du calorimètre, remplit toutes ces conditions et est à la fois le milieu absorbant et scintillant. Sa longueur de radiation et son rayon de Molière¹³ sont très faibles : $X_0 = 8.9 \text{ mm}$ et $R = 21.9 \text{ mm}$ ce qui permet de construire un calorimètre compact, pour pouvoir l'insérer, ainsi que le calorimètre électromagnétique, au sein même du solénoïde. Sa durée de scintillation est faible, de l'ordre de 10 ns , ce qui permet de collecter 85% de la lumière dans l'intervalle de

¹³Le rayon de Molière caractérise le développement transverse de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre.

25 ns séparant deux collisions proton-proton.

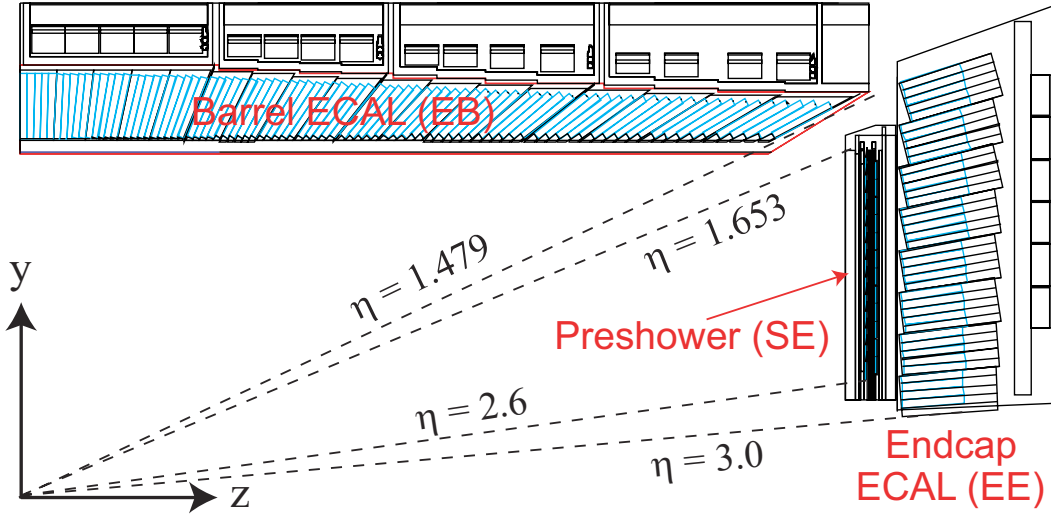


FIG. 2.15 – Vue en coupe d'un quart du calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre est composé d'un tonneau (dans la région $|\eta| < 1.48$) et de deux bouchons (dans les régions $1.48 < |\eta| < 3$) contenant respectivement 61200 et 21528 cristaux de tungstate de plomb. Chaque cristal est orienté, dans le sens de sa longueur, suivant une direction décalée d'environ 3 degrés par rapport à la direction $(0, \eta\phi)$, cela pour éviter au maximum le passage complet d'un photon entre deux cristaux. La dimension de la face interne d'un cristal, $22 \times 22 \text{ mm}^2$ dans le tonneau et $24.7 \times 24.7 \text{ mm}^2$ dans les bouchons, est du même ordre de grandeur que le rayon de Molière. La granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ obtenue, égale à 0.0175×0.0175 dans le tonneau et 0.05×0.05 dans le bouchon, est optimisée pour permettre de différencier un photon seul de deux photons issus de la désintégration d'un hadron neutre isolé avec une énergie d'une centaine de GeV, et donc de réduire un bruit de fond important de la désintégration d'un boson de Higgs neutre en deux photons.

Pour augmenter la granularité à grande valeur de η ($1.65 < |\eta| < 2.8$), là où les photons issus d'une désintégration de hadron neutre sont les plus collimés, un initiateur de gerbe, composé de deux plans de silicium à micro-pistes alternés avec deux couches d'absorbeur, est placé devant chaque bouchon du calorimètre.

Le nombre de longueurs de radiation étant augmenté dans cette zone par la présence de l'initiateur de gerbe, les cristaux ont pu être construits plus courts : 220 mm contre 230 mm dans le tonneau.

Le calorimètre présente 25.8 longueurs de radiation dans la partie tonneau et 24.7 dans la partie bouchon.

La résolution relative en énergie attendue pour le calorimètre électromagnétique peut être paramétrée comme suit :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \oplus \frac{\sigma_N}{E}, \quad (2.7)$$

où $\frac{a}{\sqrt{E}}$, c et σ_N sont respectivement le terme stochastique, le terme constant et le terme de bruit :

- Le terme stochastique est lié aux fluctuations statistiques lors du dépôt d'énergie dans le cristal et lors du processus d'amplification des photos-détecteurs.

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

La résolution relative finalement attendue pour le calorimètre électromagnétique est présentée sur la figure 2.16.

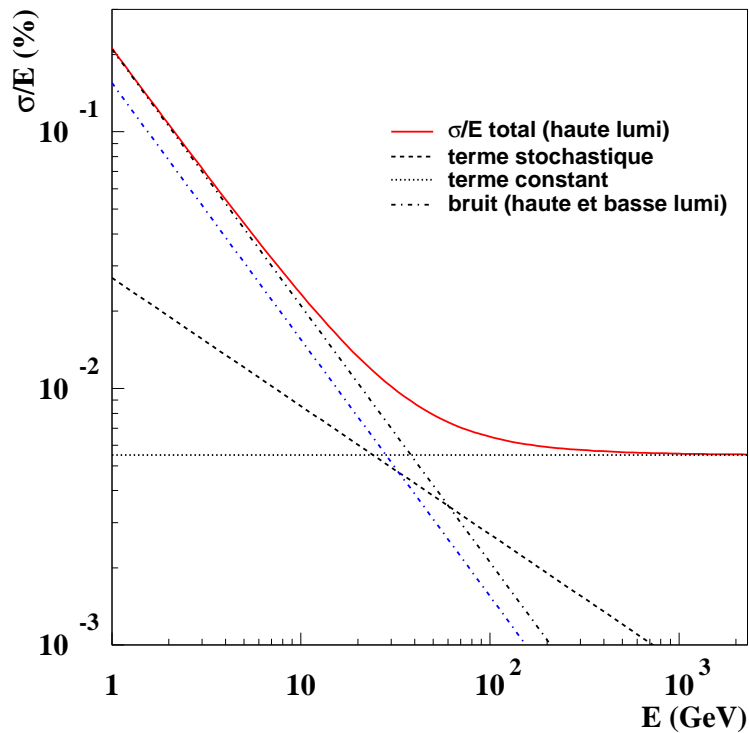


FIG. 2.16 – Les différentes contributions et la résolution finale en énergie attendue avec le calorimètre électromagnétique de CMS.

Les mesures de chaque contribution pour le tonneau¹⁴, obtenues lors d'un test sous faisceau, sont très proches de ce qui est attendu et sont présentées en table 2.2.

2.2.4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [18] est chargé de mesurer l'énergie des hadrons qui le traversent. Il permet de mettre en évidence, en combinaison avec les autres sous-détecteurs, les processus à énergie transverse manquante (par exemple lors de productions de neutrinos). Ce détecteur est constitué d'un empilement de plaques de cuivre de 50 mm d'épaisseur chargées

¹⁴Les contributions à la résolution des bouchons n'ont pas encore été mesurées avec la nouvelle électronique MGPA.

TAB. 2.2 – Les différentes contributions à la résolution en énergie du tonneau du calorimètre. Ces contributions ont été mesurés durant des tests sous faisceau.

	Valeur mesurée	Valeur attendue
a	$2.93 \pm 0.21\%$	2.7%
c	$0.40 \pm 0.03\%$	5%
σ_N	155 ± 2 MeV	< 200 MeV

d'absorber l'énergie de la particule et de feuilles de scintillateurs de 4 mm d'épaisseur. Il est formé d'un tonneau, de deux bouchons et de deux calorimètres très à l'avant, comme présenté sur la figure 2.17, offrant une couverture en pseudo-rapacité allant jusqu'à $|\eta| = 5$. De plus, la partie du détecteur située à l'intérieur de l'aimant n'étant pas assez épaisse pour, en moyenne, contenir toute la gerbe hadronique, des couches de scintillateurs ont été ajoutées à l'extérieur de l'aimant, avant le détecteur à muons.

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

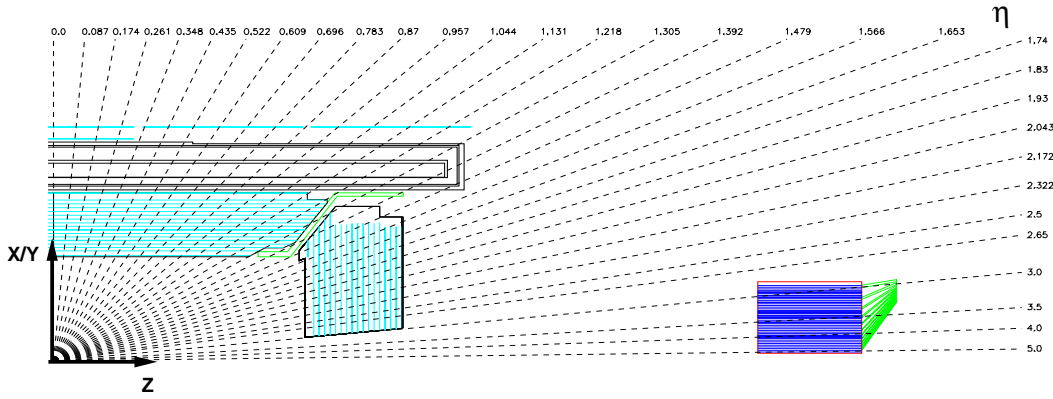


FIG. 2.17 – Vue en coupe d'un demi-tonneau du calorimètre hadronique et du calorimètre très à l'avant.

Le tonneau possède un rayon interne égal à 1.806 m et un rayon externe égal à 2.95 m et couvre des pseudo-rapidités $0 < |\eta| < 1.3$. Il possède un total de 17 sections d'échantillonnages sur une profondeur de 89 cm.

La structure des bouchons est identique à celle du tonneau mais l'absorbeur de cuivre est de 8 mm. Les bouchons couvrent une région en pseudo-rapacité $1.3 < |\eta| < 3.0$.

Le calorimètre très à l'avant est situé à ± 11.1 m du point de collision et couvre la région $3 < |\eta| < 5$. Il présente un rayon de 1.4 m et une profondeur de 1.65 m. Il permet une amélioration de la mesure de l'énergie transverse manquante et une reconstruction des jets vers l'avant.

Le calorimètre présente plus de 11 longueurs d'interaction sur toute la zone couverte par les chambres à muons ($-2.4 < \eta < 2.4$), pour le filtrage des muons. La résolution en énergie combinée à celle du calorimètre électromagnétique est égale à :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E}} \oplus 4.5\%. \quad (2.8)$$

2.2.5 Le détecteur à muons

Les muons interviennent dans l'état final d'un grand nombre de processus physiques, c'est pourquoi le détecteur à muons [19] (dont une vue en coupe transversale aux faisceaux est présentée sur la figure 2.18) est essentiel pour le déclenchement de l'acquisition de données.

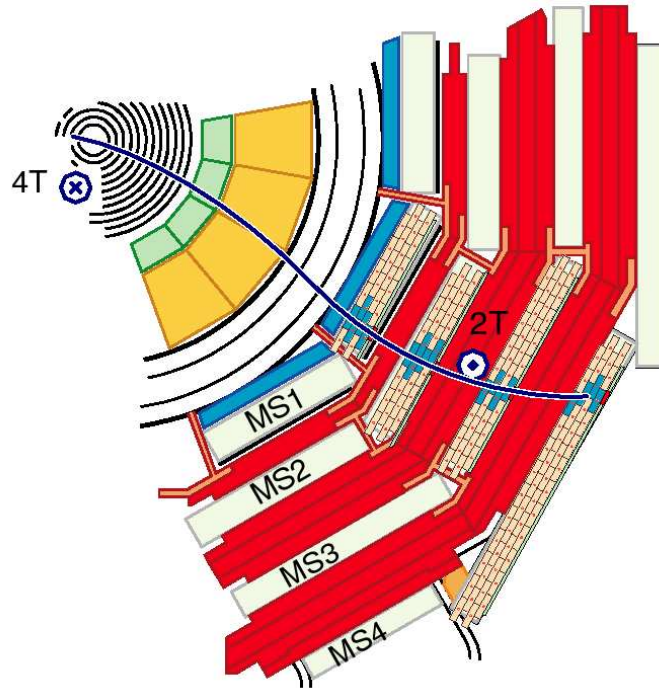


FIG. 2.18 – Vue en coupe transversale aux faisceaux des chambres à muons dans la partie tonneau.

Le détecteur de muons est constitué d'un tonneau qui couvre une pseudo-rapacité comprise entre 0 et 1.3 et deux bouchons couvrant la région allant de 0.9 à 2.4. Ces différentes parties contiennent toutes quatre stations de chambres gazeuses utilisant des technologies différentes pour tenir compte de la configuration du champ magnétique et du flux de particules incidentes :

- Les chambres à dérive (DT), utilisées dans le tonneau, sont chargées de collecter la charge issue de l'ionisation du mélange gazeux (ArCO_2) lors du passage d'un muon. Grâce au champ électrique, les électrons produits sont collectés par l'anode après un temps de dérive maximal de 400 ns. Dans le tonneau, les trois stations internes contiennent 60 chambres alors que la station la plus externe en comprend 70. Il y a au total 195000 fils sensibles.
- Les chambres à plaques résistives (RPC) sont utilisées aussi bien dans le tonneau que dans les bouchons. Leur temps de réponse est très court (moins de 3 ns). Ces chambres permettent d'introduire une redondance utile pour garantir l'efficacité du système de déclenchement de l'acquisition des données. Chaque chambre est constituée de deux plaques parallèles en résine de phénol séparées de quelques millimètres de gaz. Il y a en tout 6 couches dans le tonneau et 4 dans chaque bouchon.
- Les chambres à pistes cathodiques (CSC), présentes dans les bouchons, ont une forme trapézoïdale et sont composées d'une rangée de pistes cathodiques de différentes largeurs (3 à 16 mm) et de fils d'anode espacés de 3.21 ou 3.16 mm et disposés orthogonalement aux pistes.

2.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition de données

Au LHC, les paquets de protons se croiseront à une fréquence de 40 MHz. Aux plus hautes intensités du faisceau, il y aura jusqu'à 25 collisions proton-proton par croisement. Enregistrer toute l'information de ces interactions est totalement hors de portée.

Le rôle du système de déclenchement et d'acquisition de données (dont la structure et les paramètres principaux sont rappelés fig. 2.19) est donc de sélectionner sur quelques milliards d'événements par seconde les cent plus intéressants, qui sont ensuite enregistrés pour être analysés ultérieurement. Pour être retenu, un événement doit passer plusieurs niveaux de sélection, ou niveaux de déclenchement : du plus simple et rapide (premier niveau) aux plus sophistiqués (hauts niveaux).

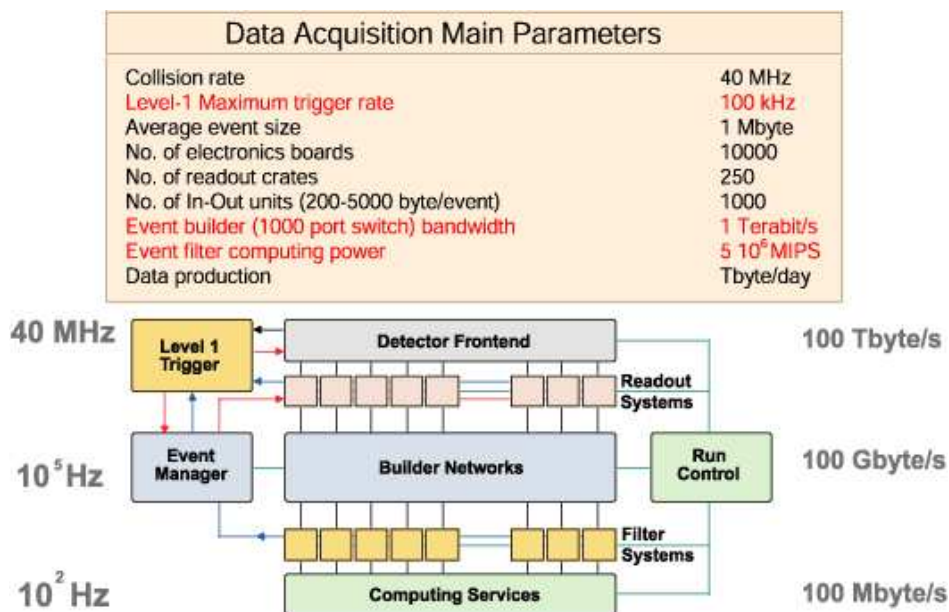


FIG. 2.19 – Structure générale du système de déclenchement et d'acquisition de données [20, 21].

Le déclenchement de premier niveau

Au premier niveau [20], la sélection est faite par des processeurs spéciaux qui recherchent des signes simples d'un événement intéressant, par exemple un groupe de cellules du calorimètre ayant une grande énergie ou encore des impacts laissés dans les chambres à muons au delà des seuils fixés. Le déclenchement de niveau 1 est très rapide : il est exécuté en moins d'une μ s et sélectionne les événements à une fréquence de 100 kHz.

Après le déclenchement de premier niveau, toutes les données des événements retenus sont transférées dans 500 mémoires indépendantes (RDPMS), chacune étant connectée à une partie différente du détecteur CMS.

La construction d'événement

Contrairement au cas du premier niveau, les systèmes de déclenchement des niveaux supérieurs utilisent l'information de plusieurs sous-détecteurs. Avant tout traitement, les différentes

données de l'événement doivent donc être assemblées en un endroit commun : cette tâche est appelée la construction d'événement. Elle sera réalisée grâce à un commutateur connectant les 500 RDPMS à une ferme d'ordinateurs.

Les données sont alors prêtes à être soumises aux systèmes logiciels de déclenchement suivants.

Les déclenchements de hauts niveaux

Les déclenchements de hauts niveaux [21] sont effectués sur des fermes de PC. La décision est prise en 1 ms.

Le système trie des événements complètement assemblés et peut utiliser des algorithmes très sophistiqués pour rechercher des signatures complexes. C'est à ce niveau que les traces sont associées aux impacts dans les chambres à muons et qu'un photon est identifié comme tel si l'on trouve une cellule hautement énergétique non associée à une trace.

Pour être accepté et enregistré pour une analyse finale, un événement doit successivement passer les seuils imposés au premier niveau puis un certain nombre de seuils choisis dans le déclenchement de haut niveau. Les valeurs des seuils pour différents objets physiques sont présentées dans les tables 2.3 (premier niveau) et 2.4 (hauts niveaux) pour la période à basse luminosité et dans la table 2.5 (premier niveau) pour la période de haute luminosité (les seuils de hauts niveaux pour cette période ne sont pas encore fixés).

TAB. 2.3 – Table de déclenchement de niveau 1 à basse luminosité. Les seuils correspondent aux valeurs en E_T ou p_T permettant d’obtenir 95% d’efficacité.

Déclenchement	Seuil (GeV ou GeV/c)	Taux d’événement (kHz)	Taux cumulé (kHz)
Électron/photon isolé inclusif	29	3.3	3.3
Di-électrons/di-photons	17	1.3	4.3
Muon isolé inclusif	14	2.7	7.0
Di-muons	3	0.9	7.9
Jet de tau unique	86	2.2	10.1
Deux jets de tau	59	1.0	10.9
Un jet, trois jets, quatre jets	177, 86, 70	3.0	12.5
Un jet et \cancel{E}_T	88 & 46	2.3	14.3
Un électron et un jet	21 & 45	0.8	15.1
Calibration		0.9	16.0
TOTAL			16.0

TAB. 2.4 – Table de déclenchement de hauts niveaux à basse luminosité. Les seuils correspondent aux valeurs en E_T ou p_T permettant d’obtenir 95% d’efficacité (90% pour les muons). Il n’y a pas de seuils pour la sélection des jets de tau, les seuils présentés pour ceux-ci sont donc ceux du déclenchement de premier niveau.

Déclenchement	Seuil (GeV ou GeV/c)	Taux d’événement (Hz)	Taux cumulé (Hz)
Électron inclusif	29	33	33
Di-électrons	17	1	34
Photon inclusif	80	4	38
Di-photons	40, 25	5	43
Muon inclusif	19	25	68
Di-muons	7	4	72
Jet de tau inclusif	86	1	73
Deux jets de tau	59	3	76
Un jet et \cancel{E}_T	180 & 123	5	81
Un jet, trois jets, quatre jets	657, 247, 113	9	90
Un électron et un jet	19 & 45	2	92
Jet de b inclusif	237	5	97
Calibration et autres événements		10	107
TOTAL			107

TAB. 2.5 – Table de déclenchement de niveau 1 à haute luminosité. Les seuils correspondent aux valeurs en E_T ou p_T permettant d'obtenir 95% d'efficacité.

Déclenchement	Seuil (GeV ou GeV/c)	Taux d'événement (kHz)	Taux cumulé (kHz)
Électron/photon isolé inclusif	34	6.5	6.5
Di-électrons/di-photons	39	3.3	9.4
Muon isolé inclusif	20	6.2	15.6
Di-muons	5	1.7	17.3
Jet de tau unique	101	5.3	22.6
Deux jets de tau	67	3.6	25.0
Un jet, trois jets, quatre jets	250, 110, 95	3.0	26.7
Un jet et \cancel{E}_T	113 & 70	4.5	30.4
Un électron et un jet	25 & 52	1.3	31.7
Un muon et un jet	15 & 40	0.8	32.5
Calibration		0.9	33.5
TOTAL			33.5

Conclusion

Le collisionneur de hadron LHC est en cours d'installation dans l'anneau qui abritait le LEP jusqu'en novembre 2000. De par l'énergie mise en jeu dans les collisions, 14 TeV, et la luminosité des faisceaux ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ les premières années, $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ensuite) le domaine qu'il permettra d'explorer sera inégalé.

Cependant, l'énergie atteinte, la fréquence de collision des paquets de 40 MHz et le taux d'occupation dans les détecteurs imposent des contraintes extrêmement strictes pour les expériences : pour permettre l'analyse des événements produits par le collisionneur, elles devront être peu sensibles aux radiations, être capables de réduire le fort bruit de fond QCD, être efficaces et rapides dans la reconstruction d'un signal.

Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoïd), en cours de construction, est un détecteur généraliste prévu pour fonctionner environ 10 ans dans l'environnement hostile du LHC. Il servira à la recherche, et le cas échéant, à l'étude, du boson de Higgs, des particules supersymétriques et de tout autre nouvelle physique.

Le trajectomètre, partie centrale du détecteur, utilisé pour reconstruire les traces des particules chargées et mesurer ainsi leur impulsion, est présenté en détail dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] *The Large Hadron Collider, Conceptual Design*, CERN/AC/95-05(LHC), CERN 1995.
- [2] *The Large Hadron Collider, Accelerator Project*, CERN/AC/93-03(LHC), CERN 1993.
- [3] P. Faugeras, *The LHC Project : Status and Prospects*, CERN-OPEN-2001-071, CERN 2001.
- [4] L.R. Evans, *The Large Hadron Collider - present status and prospects*, CERN-OPEN-2001-027, CERN 2001.
- [5] C.E. Hill, A. Lombardi, R. Scrivens, M. Vretenar, A. Feschenko, A. Liou, *Tests of the Cern Proton LINAC Performance for LHC-type Beams*, Conférence internationale Linac 2000, p590, Monterey, Californie (2000)
- [6] R. Cappi et al., *The CERN PS complex as part of the LHC injector chain*, Proc. conf. IEEE "Particles Accelerators", Vol. 1, p. 171, San Francisco (1991).
- [7] *The SPS as Injector for LHC, Conceptual Design*, CERN SL-97-07-DI (1997).
- [8] Collaboration ATLAS, *ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-43, LHCC/P2.
- [9] Collaboration CMS, *The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, (1994).
- [10] Collaboration ALICE, *A Large Ion Collider Experiment Technical Design Report*, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3.
- [11] Collaboration LHCb, *A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays LHCb Technical Proposal*, CERN/LHCC 98-04, LHCC/P4.
- [12] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, troisième édition, Addison-Wesley, 1987.
- [13] Collaboration CMS, *CMS : The Magnet Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-10, CMS TDR 1, 2 mai 1997.
- [14] M. Pimia et al., *Compact Muon Solenoid*, Proc. Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 4-9 octobre 1990, eds. G. Jarlskog et D. Rein, CERN 90-10, vol. III (1990) 547.
- [15] Collaboration CMS, *CMS : The Tracker Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-06, CMS TDR 5, 15 avril 1998.
- [16] Collaboration CMS, *Addendum to the CMS Tracker TDR*, CERN/LHCC 2000-016, CMS TDR 5 Addendum 1, 21 février 2000.
- [17] Collaboration CMS, *CMS : The Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4, 15 Décembre 1997.

- [18] Collaboration CMS, *CMS : The Hadronic Calorimeter Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 2, 20 Juin 1997.
- [19] Collaboration CMS, *CMS : The Muon Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3, 15 Décembre 1997.
- [20] Collaboration CMS, *CMS : The Trigger and Data Acquisition Project, Volume I : The Level-1 Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC 2000-038, CMS TDR 6.1, 15 Décembre 2000.
- [21] Collaboration CMS, *CMS : The Trigger and Data Acquisition Project, Volume II : Data Acquisition and High-Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC 2002-26, CMS TDR 6.2, 15 Décembre 2002.

Chapitre 3

Le détecteur à micro-pistes de silicium : principe et électronique associée

Introduction

Le trajectomètre à micro-pistes de silicium de CMS doit permettre la reconstruction des traces des particules chargées et des vertex au sein d'un champ magnétique intense de 4 T dans l'environnement de haute luminosité du LHC.

Ce chapitre présente tout d'abord le principe de détection d'un module à micro-pistes de Si et l'architecture globale du trajectomètre. L'électronique associée (de lecture et de contrôle) sera décrite ensuite.

3.1 Le trajectomètre de CMS

3.1.1 Principe de fonctionnement d'un senseur

La jonction pn

Le fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur repose sur la formation d'une jonction de semi-conducteur, jonction pn, qui est la juxtaposition d'un semi-conducteur de type p avec un semi-conducteur de type n. Cette juxtaposition crée une zone spéciale à l'interface des deux matériaux. À cause de la différence de concentration d'électrons et de trous dans les deux matériaux il se produit une diffusion des trous vers la région n et une diffusion des électrons vers la région p. Comme initialement les zones n et p sont neutres, la recombinaison des électrons et trous crée une accumulation de charges de chaque côté de la jonction, ce qui donne naissance à un champ électrique (la différence de potentiel induit par ce champ est appelé *potentiel de contact*, d'environ 1 V).

La région où le potentiel varie est connue sous le nom de zone de déplétion et a la particularité de ne pas avoir de charge en déplacement. Tout électron ou trou pénétrant dans cette zone sera immédiatement poussé vers une extrémité de la jonction par le champ électrique. Si une particule chargée traverse la jonction, des paires électron-trou sont créées puis déplacées vers les extrémités de la jonction.

La jonction pin

Les modules de détection du trajectomètre sont basés sur le principe de jonction pin, composée idéalement des trois couches suivantes :

- Une couche P+ fortement dopée,
- Une couche intrinsèque I, non dopée d'épaisseur W_i ,
- Une couche N+, fortement dopée.

Comme il est impossible de réaliser des couches parfaitement intrinsèques, la région I est légèrement dopée (N dans notre cas).

Par rapport à la jonction pn, la jonction pin possède une région centrale W_i où le champ électrique est constant. Pour obtenir une efficacité optimale, on applique une tension inverse sur la jonction, c'est à dire une tension négative du côté p+, d'environ 100 V, comme montré sur la figure 3.1. Les avantages d'une jonction pin polarisée en inverse (par rapport à une jonction pn) sont :

- Une capacité constante dès que la zone W_i est désertée,
- Une tension de claquage très importante (voir ci-après).

Cette tension appliquée en inverse est appelée *tension de déplétion*. Elle a pour effet d'élargir la zone de déplétion et donc le volume sensible du détecteur. De plus, une haute tension permet une meilleure collection de charges, par des effets d'avalanche.

Le mouvement de charge induit, par effet capacitif, un courant électrique sur les pistes en aluminium situées en regard des pistes de dopant p+ et reliées à l'électronique de lecture. Les détecteurs de ce type sont dits à couplage AC.

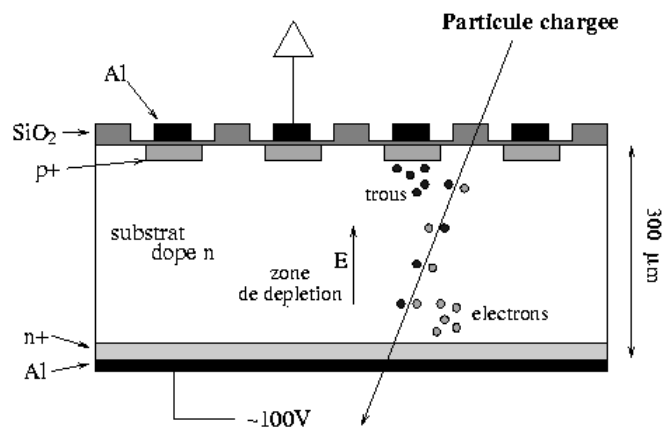


FIG. 3.1 – Vue en coupe d'un module du détecteur à micro-pistes de silicium.

Les principales caractéristiques des senseurs sont les suivantes [1] :

- L'orientation des cristaux, $\langle 100 \rangle$, permet de conserver une capacité inter-pistes constante rapidement indépendante du taux d'irradiation.
- Le choix de la résistivité (3 kVcm) permet d'ajuster le moment d'inversion de type à une dose d'irradiation donnée et ainsi limiter la tension de déplétion maximale à appliquer pour dix ans de fonctionnement au LHC.
- Le couplage capacitif, avec une piste de métal plus large que la piste implantée, permet d'augmenter de façon significative la tension de claquage (600V) et élimine l'effet de courant de fuite sur la ligne de base de l'électronique de lecture.

- Les pistes d'implants sont reliées à la masse électrique à travers une résistance en polysilicium.
- Un rapport largeur de piste sur pas de 0.25 a été choisi. Il permet de conserver une capacité par centimètre de piste identique dans la gamme d'épaisseur des senseurs pour CMS (300 et 500 μm), cela avec une tension de claquage suffisamment élevée.
- Le fonctionnement et les opérations de maintenance se feront à -10° pour préserver au mieux la concentration des dopants et limiter l'accroissement de courant de fuite dû à l'irradiation (le maintien à -10° évite un recuit inverse).

La fluence attendue pour la première couche de détecteurs à micropistes ($R=21$ cm) et pour 10 ans de LHC est comprise entre 2.10^{13} MeV-équivalent-neutron/ cm^2 ($\eta = 0$) et 3.10^{13} MeV-équivalent-neutron/ cm^2 ($\eta = 2.4$). Avec les caractéristiques mentionnées précédemment, la tension de déplétion devrait rester inférieure à 400V avec un rapport signal/bruit diminuant d'un facteur 2.

3.1.2 Composition d'un détecteur au silicium

Un détecteur au silicium, comme présenté sur la figure 3.2, est constitué d'un ou deux substrat(s) de silicium collé(s) sur un cadre en fibres de carbone. La connexion du substrat à son électronique passe par un adaptateur de pas.

L'électronique, supportée par un hybride, comprend une partie destinée à la lecture du signal (l'APV¹⁵ et le multiplexeur) et une autre chargée du contrôle des paramètres de fonctionnement du module (DCU).

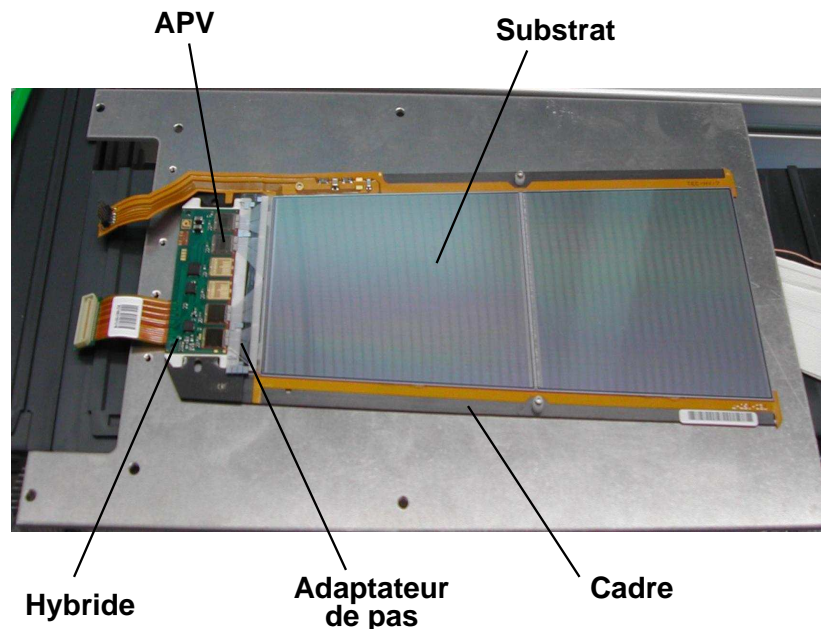


FIG. 3.2 – Vue d'un détecteur silicium du bouchon externe (septième disque).

¹⁵L'Analog Pipeline Voltage est l'amplificateur frontal. Il sera présenté en détail au paragraphe 3.2.1.

3.1.3 Emplacement et type de module dans le trajectomètre

Le trajectomètre est constitué de deux types de modules :

- les détecteurs $R - \Phi$, qui permettent de mesurer la position du passage d'une particule suivant R et Φ dans le tonneau et Z et Φ dans les bouchons.
- Les détecteurs stéréo, identiques aux détecteurs $R - \Phi$ mais décalés d'un angle de 100 mrad par rapport au senseur (dans le sens de la longueur). Ces détecteurs, associés dos à dos à un détecteur $R - \Phi$ permettent de mesurer un impact suivant les trois coordonnées R, θ, Φ .

La figure 3.3 présente la structure générale du trajectomètre de CMS [1]. Autour du détecteur à pixels (présenté au chapitre précédent), le tonneau interne (IB) est composé de quatre couches de détection et le bouchon interne (ID) de trois couches. Dans cette partie du trajectomètre, chaque module est directement fixé sur la structure : la figure 3.4 présente l'assemblage de modules de la partie IB sur une portion cylindrique de la structure.

Le tonneau externe (OB) possède six couches de détection. Il est assemblé en échelles contenant chacune six ou douze détecteurs (six $R - \Phi$ seuls ou douze $R - \Phi$ et stéréo). Chaque échelle est fixée le long de la structure cylindrique du trajectomètre. La photo 3.5 présente l'assemblage de modules sur une échelle.

Les bouchons (EC) sont formés de neuf disques chacun. Chaque disque est constitué de seize pétales. Un pétale comporte sept anneaux de détection répartis alternativement sur les deux faces. L'assemblage d'un pétale est présenté sur la figure 3.6.

Les modules composants les deux tonneaux (IB et OB) sont rectangulaires alors que ceux présents dans les bouchons sont trapézoïdaux.

Les caractéristiques principales des modules ($R - \Phi$ ou stéréo, pas entre les pistes et nombre de pistes) en fonction de leur position dans le trajectomètre sont rassemblées dans le tableau 3.1.

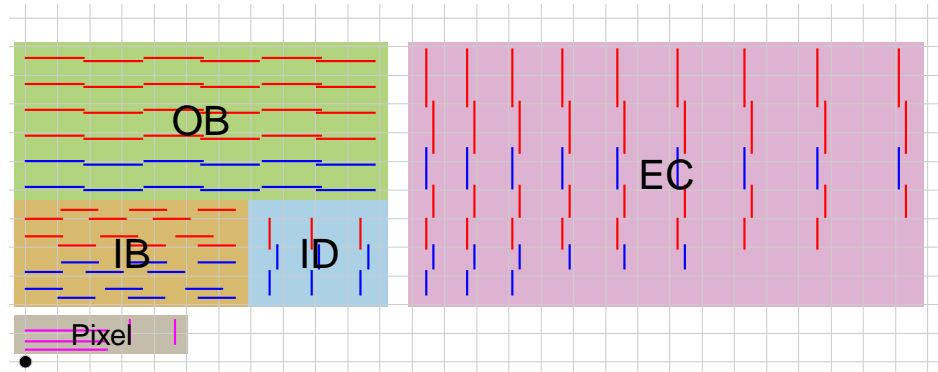


FIG. 3.3 – Les différentes parties du trajectomètre de CMS. Les couches contenant seulement des modules $R - \Phi$ sont en rouge, les couches contenant des modules $R - \Phi$ et stéréo sont en bleu.

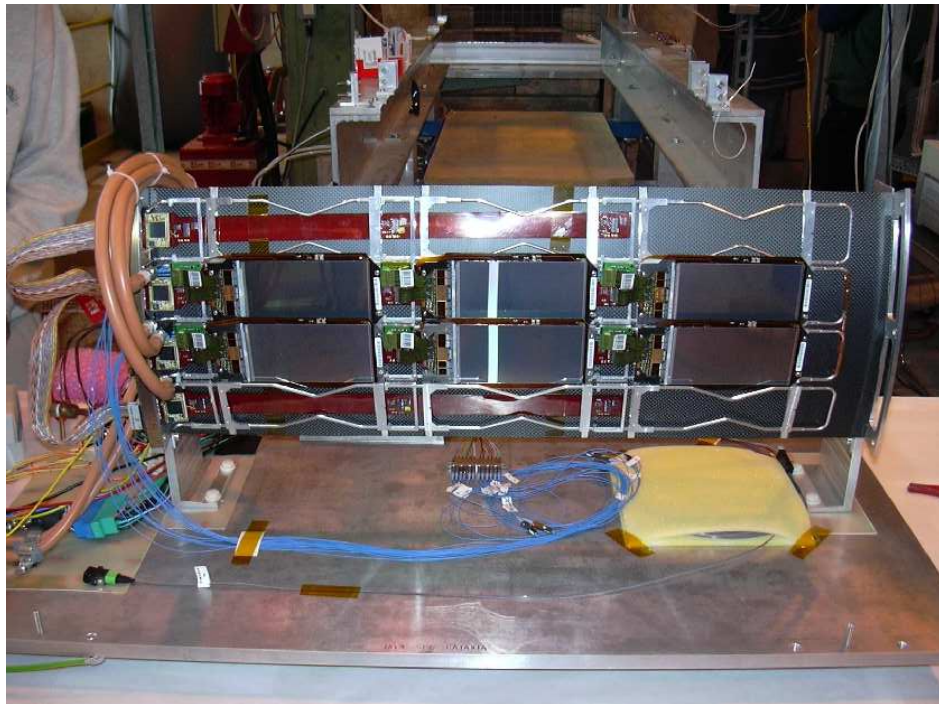


FIG. 3.4 – Assemblage des modules de la partie interne du tonneau. La structure ne représente qu'une partie du cylindre complet.

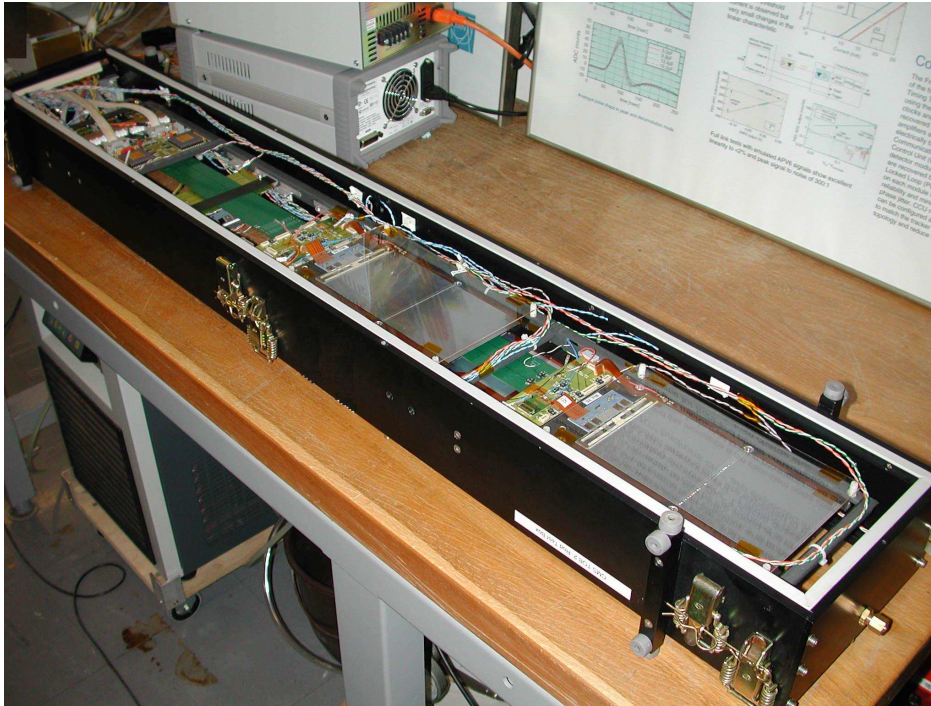


FIG. 3.5 – Assemblage d'une échelle de la partie tonneau externe du trajectomètre.

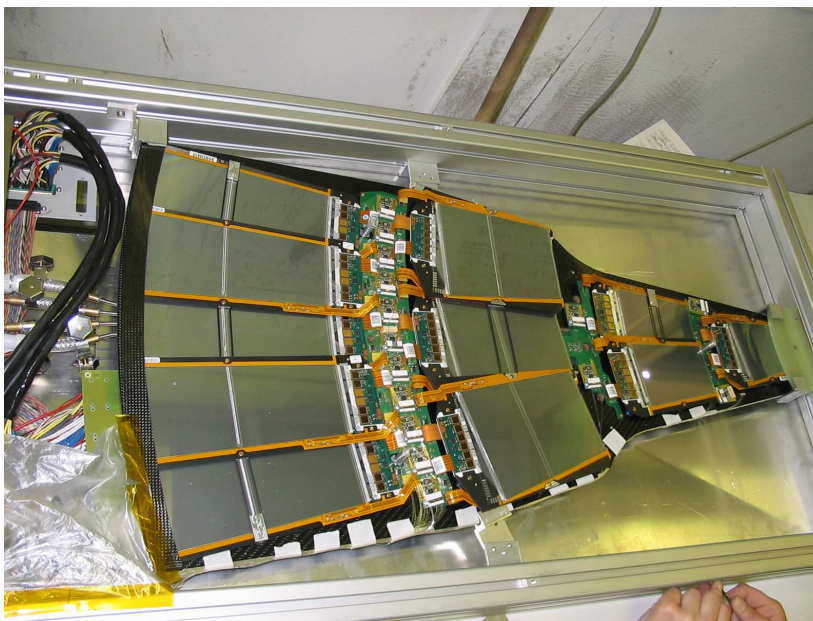


FIG. 3.6 – Assemblage d'un pétale du bouchon du trajectomètre.

TAB. 3.1 – Caractéristiques géométriques et nombre de modules en fonction de leur emplacement dans le trajectomètre. Les notations $IB X$ et $OB X$ réfèrent à la couche de détection numéro X dans le tonneau interne (IB) ou externe (OB). La notation $ID X$ réfère à la couche de détection numéro X ($1 < X < 3$) dans les trois disques internes (ID). La notation $EC X$ réfère à la couche de détection numéro X ($1 < X < 7$) dans les neuf disques externes (EC).

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

3.2 L'électronique de lecture et de contrôle

L'électronique du trajectomètre de CMS doit essentiellement être rapide et durcie aux radiations. Tous les composants situés près des détecteurs doivent être synchronisés avec l'horloge de l'accélérateur et de plus, comme les temps de vol des particules produites doivent être considérés, les horloges et les temps de déclenchement d'acquisition doivent être ajustés localement.

L'électronique du trajectomètre consiste essentiellement en quatre grands blocs, représentés sur la figure 3.7 :

- L'électronique d'amplification analogique sur le détecteur (APV, Multiplexeur).
- L'électronique de conversion numérique en salle (FED).
- L'électronique de contrôle lent sur le détecteur (DCU) ou de contrôle de lecture, proche de celui-ci (CCU).
- L'électronique de contrôle de lecture en salle (FEC).

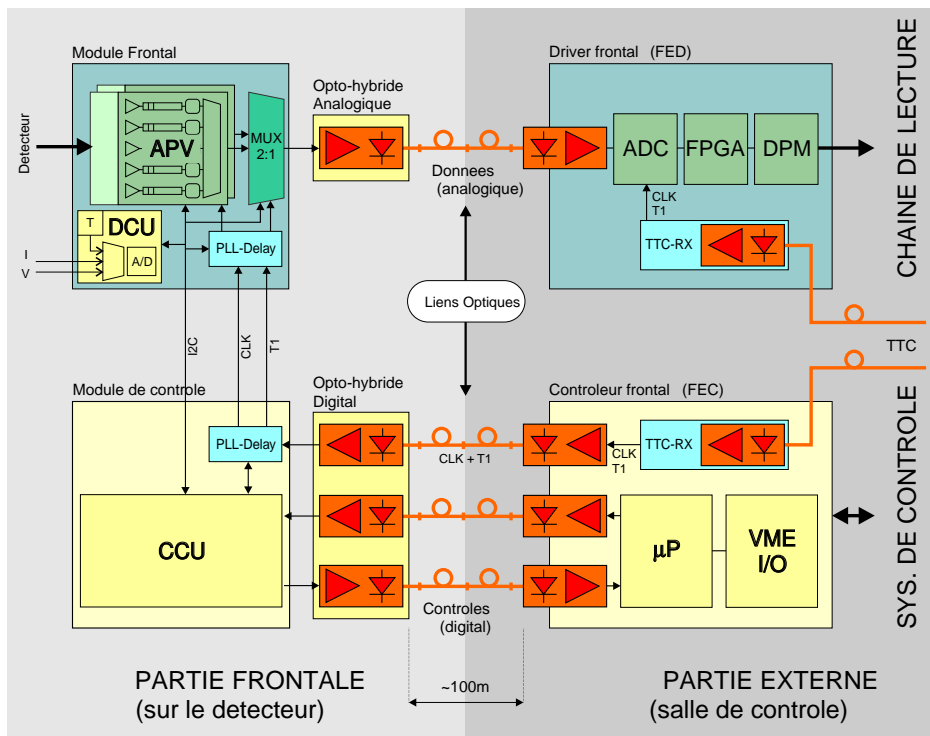


FIG. 3.7 – L'électronique de lecture (en haut) et de contrôle (en bas), près du détecteur (à gauche) et en salle (à droite).

Ces différents composants de l'électronique du détecteur sont présentés en détail dans les sections suivantes.

3.2.1 L'électronique de lecture sur détecteur

La puce APV [2] (Analogue Pipeline Voltage), connectée à 128 pistes, a été développée pour remplir le rôle d'amplificateur frontal. Elle inclut un pré-amplificateur et un circuit de mise en forme. La version courante – et finale – est l'APV25S1, qui est gravée en technologie 0.25 microns (IBM).

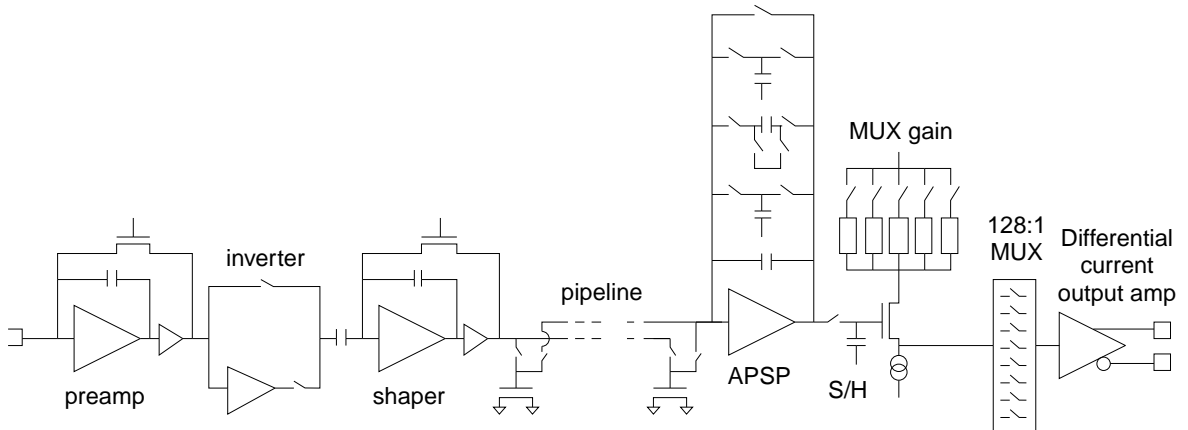


FIG. 3.8 – La chaîne de traitement de l'APV.

La figure 3.8 montre la composition de la puce APV. Après un amplificateur intégrateur, la polarité du signal peut être choisie en activant ou non un circuit inverseur. Le signal est alors transféré au circuit de mise en forme CR-RC qui ajuste le temps de montée à 50 ns puis l'impulsion est échantillonnée à la fréquence du LHC (correspondant à une période de 25 ns) avant d'être stockée dans une des 192 capacités du tampon.

Cette mémoire permet d'attendre au maximum 4.8 μ s (192 croisements de faisceaux) entre l'écriture et la lecture d'une case, exécutée lors de la réception d'un signal de déclenchement. En sortie de mémoire tampon, si l'APV reçoit un signal de déclenchement, les données sont transmises au calculateur de mise en forme analogique (APSP) qui, si ce mode a été sélectionné, déconvolue (la méthode de déconvolution est expliquée en détail ci-dessous) le signal de la fonction de transfert électronique. Enfin, les 128 canaux d'un circuit sont sérialisés (multiplexés).

Sur l'hybride, chaque paire d'APV (deux ou trois paires par hybride) est reliée, à un second multiplexeur : l'APVMUX, qui multiplexe les deux signaux analogiques (à 20 MHz) en un seul signal à 40 MHz avant la conversion optique dans l'analogue opto-hybride (AOH).

Le principe de la déconvolution

Parce que les collisions sont très fréquentes (40MHz), le temps de réponse des amplificateurs doit être très court pour distinguer les particules venant de deux croisements de faisceaux successifs. Pour les circuits à amplification de charge, le temps d'exécution doit donc être de l'ordre de la période des croisements (25 ns). Comme il est très difficile de produire un amplificateur de charge répondant en moins de 25 ns tout en étant peu bruyant, une solution alternative a été choisie : la déconvolution [3].

La méthode de déconvolution permet de retrouver l'impulsion électrique originale du détecteur, essentiellement une impulsion instantanée dans le cas des détecteurs silicium. Le signal sortant du circuit de mise en forme et échantillonné à la fréquence du LHC est stocké dans une

mémoire tampon. L'APSP, s'il est en mode déconvolution, ajoute trois valeurs consécutives avec chacune un poids différent pour compenser l'effet de la mise en forme CR-RC. Avec les trois valeur prélevées p_i et les trois poids w_i , la sortie déconvoluée d_k devient

$$d_k = w_3 p_{k-2} + w_2 p_{k-1} + w_1 p_k \quad (3.1)$$

Cette procédure est exacte pour un pré-amplificateur intégrateur suivi par un circuit CR-RC de mise en forme en utilisant les poids :

$$\begin{aligned} w_1 &= A \frac{e^{x-1}}{x}, \\ w_2 &= A \frac{-2e^{-1}}{x}, \\ w_3 &= A \frac{e^{-x-1}}{x} \end{aligned} \quad (3.2)$$

où x est le rapport entre la constante de temps de mise en forme et le temps de montée : $x = T/T_p$ et A , un facteur de normalisation.

La puce APV a un temps de montée $T_p = 50$ ns et est alignée en temps avec le croisement de faisceaux à une période de 25 ns. La déconvolution effectuée par l'APSP est montrée en figure 3.9 dans un cas réaliste, en comparaison avec le mode pic, mode dans lequel l'APSP stocke seulement la valeur prélevée au maximum de l'impulsion et non trois échantillons. On observe que la largeur du signal déconvolué, si elle est bien réduite par rapport au signal de sortie en mode pic, ne permettra pas d'éliminer complètement l'empilement d'interaction provenant de croisements de faisceaux successifs : la largeur à mi-hauteur du signal récolté est d'environ 40 ns, à comparer à la période de croisement de 25 ns. Le taux d'empilement final dépendra donc des seuils de détection adoptés (étudiés au chapitre suivant).

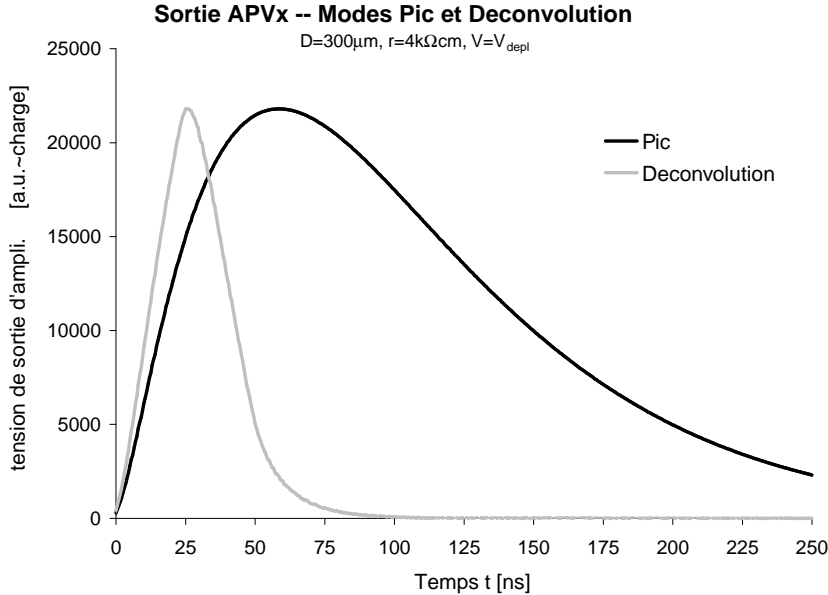


FIG. 3.9 – Courbe calculée de la sortie de l'APV en mode pic et en mode déconvolution.

3.2.2 L'électronique de lecture en salle

La carte FED [4] est un convertisseur analogique digital qui reçoit les données de huit APV transmises par liens optiques depuis l'opto-hybride. Il contient une puce FPGA capable de soustraire les piédestaux, d'agréger les pistes en amas suivant des algorithmes et des seuils programmables (différents algorithmes d'agrégation des pistes seront présentés au chapitre suivant). En sortie, il ne fournit que les signaux des pistes qui ont passé les différents seuils de l'algorithme d'agrégation, cela pour réduire le volume de données à transférer.

3.3 L'électronique de contrôle

Les signaux d'horloge, de déclenchement et de contrôle (TTC) [5], communs à tout le détecteur CMS, sont reçus par fibre optique dans les cartes TTCrx qui les transmettent aux modules électroniques locaux. La carte FEC [6] reçoit ces informations, y ajoute des signaux spécifiques venant du bus VME et envoie ces données au module de contrôle frontal en utilisant un lien optique [7]. L'unité de contrôle et de commande (CCU) [8] interprète les informations reçues et les transmet à l'électronique frontale.

La température, les tensions et les courants dissipés dans les détecteurs sont contrôlés par l'unité de contrôle du détecteur (DCU) [9], placée à la base d'une échelle ou d'un pétale. Ces données sont envoyées au CCU qui, à son tour, les transmet au FEC.

Le décalage de PLL¹⁶ [10] (1 ns) est utilisé pour ajuster la phase de l'horloge et le déclenchement, c'est-à-dire pour réaliser un alignement en temps des détecteurs entre eux.

Conclusion

Le trajectomètre à micro-pistes de silicium de CMS doit permettre de mesurer précisément les impacts laissés par les particules chargées dans les couches de détection. Cette mesure se fait dans un environnement difficile en terme de radiations, de délai entre chaque déclenchement d'acquisition et de taux de données à transférer.

Ainsi, les substrats de silicium ont été conçus pour résister aux radiations pendant une dizaine d'années de fonctionnement du LHC. Leur électronique de lecture et de contrôle doit également rester performante pendant toute la durée de l'expérience. L'utilisation d'une technologie 25 μm permet de satisfaire cette condition.

Les contraintes de durées entre deux acquisitions obligent à réduire le bruit électronique, en particulier grâce au liens optiques. Le flux données est limité en ne transmettant que les pistes des amas reconstruits par le FED.

Enfin, le trajectomètre de CMS sera le plus grand détecteur au silicium (223 m² de détection) construit jusque-là : à titre de comparaison, ATLAS utilisera 60 m² de silicium, CDF (run II) en utilise 1.9 m², Aleph et L3 en utilisaient respectivement 0.49 et 0.23 m².

Les performances des modules de détection mesurées lors d'un test sur faisceau sont présentées dans le chapitre suivant.

¹⁶Circuit servant à comparer, en fréquence et en phase, la sortie d'un oscillateur accordé par la tension (VCO) à celle d'un oscillateur de référence (à fréquence fixe). On utilise le PLL pour le décodage de tonalité, la démodulation, la synchronisation d'impulsions, la régénération de signaux, la filtration et la synthèse de fréquence.

Bibliographie

- [1] Addendum to the CMS Tracker TDR by the CMS Collaboration, CERN/LHCC 2000-016, CMS TDR 5 Addendum 1, 21 février 2000.
- [2] M. Raymond *et al.*, *The CMS Tracker APV25 0.25 μm CMOS Readout Chip*, Proceedings of the 6th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Krakow, CERN/LHCC/2000-042, p. 130-134.
APV25s1 user manual, <http://www.te.rl.ac.uk/med/>
- [3] S. Gadomski *et al.*, *The deconvolution method of fast pulse shaping at hadron colliders*, Nucl. Instrum. Meth. A320, 217 (1992)
- [4] *Front-end readout developments in the CMS data acquisition system*, Third Workshop on Electronics for LHC Experiments, Londres 1997, CERN-LHCC-97-60.
- [5] *Status Report on RD12 : Timing, Trigger and Control Systems for LHC Detectors*, CERN-LHCC-2000-002.
- [6] *A system for timing distribution and control of front-end electronics for the CMS tracker*, Third Workshop on Electronics for LHC Experiments, Londres 1997, CERN-LHCC-97-60, p. 208-212.
- [7] *A four-channel parallel analogue optical link for the CMS-Tracker*, Fourth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Rome 1998, CERN-LHCC-98-036, p. 344-348.
- [8] A. Marchioro, *CCU specification*, en préparation, CERN.
- [9] G. Magazzu, *DCU2 User Guide*, http://hep.ucsb.edu/people/affolder/cms_info.html, 6 décembre 2001.
- [10] *A 40 MHz Clock and Trigger Recovery Circuit for the CMS Tracker Fabricated in 0.25 μm CMOS Technology and using a Self-Calibrating Technique*, CERN-LHCC-2000-103.

Chapitre 4

Caractérisation des modules de détection du trajectographe de CMS

Introduction

La caractérisation des modules de détection du trajectographe de CMS en test sur faisceau est nécessaire pour s'assurer que les modules et l'électronique associée ont les performances attendues en terme d'efficacité de reconstruction d'impact et d'identification des croisements de faisceaux (empilement).

Après avoir présenté le dispositif expérimental et les méthodes de mesure du signal, les impulsions de signal seront étudiées, pour deux modes de fonctionnement du circuit frontal : le mode pic et le mode déconvolution (présentés au paragraphe 3.2.1).

Les performances (résolution, efficacité et empilement) seront étudiées pour différents algorithmes d'agrégation de pistes : ceux réservés pour une analyse finale, puis ceux pouvant être implémentés dans le module de numérisation et de transmission des données en ligne (FED). Une étude de l'effet du partage de charge sur la résolution des détecteurs sera présentée à la fin de ce chapitre.

4.1 Dispositif expérimental

Six détecteurs à micro-pistes au silicium de type tonneau externe (OB 7), non-irradiés, dont les caractéristiques ont été reportées dans le tableau 3.1, ont été placés transversalement à la ligne de faisceau de pions de 120 GeV/c dans la zone X5B sur le SPS. L'adjonction de blindage sur la ligne de vol des pions permet d'obtenir également un faisceau de muons de caractéristiques quasi-identiques.

L'ensemble des modules est contrôlé par le système final de modules de contrôle FEC et CCU. Les caractéristiques principales du système d'acquisition utilisé sont :

- Pas de suppression de zéro interne au FED utilisé (cette fonction sera implémentée dans le FED final).
- Lecture électrique (le système de lecture final comporte un étage de transmission optique pour minimiser les bruits électroniques captés).
- Le déclenchement est obtenu par la coïncidence de deux photo-multiplicateurs associés à une carte séquenceur qui distribue l'horloge et le signal de déclenchement vers l'électronique frontale et le FED.

Le positionnement des six détecteurs, dont trois sont tournés de 100 mrad, est représenté sur la figure 4.1.

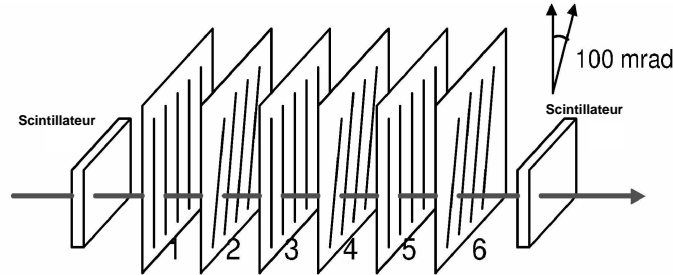


FIG. 4.1 – Schéma des six modules entre deux scintillateurs.

4.2 Détermination du signal et du bruit électronique

La détermination du signal et du bruit perçus sur une piste s'effectue en trois étapes :

1. Évaluation des piédestaux de l'électronique frontale : valeur moyenne dans le temps du signal converti (ADC) hors faisceau.
2. Évaluation du bruit de mode commun :
 - Après soustraction des piédestaux, le bruit de mode commun (CMN), c'est-à-dire le déplacement cohérent de la ligne de base des 128 pistes reliées à chaque APV, est évalué événement par événement. Il est calculé, pour l'APV i et l'événement k en éliminant les pistes transportant un signal important (signal de particules) :

$$\text{CMN}_{i,k} = \langle \text{ADC} - \text{Piédestal} \rangle_{i,k}$$

3. Après soustraction du bruit de mode commun événement par événement :
 - Le bruit intrinsèque d'une piste est calculé comme l'écart-type de la distribution

$$\text{ADC} - \text{Piédestal} - \text{CMN}$$

sur 1000 événements (hors signal de particules) et qui est approximativement égal à l'écart-type de la distribution

$$\text{ADC} - \text{Piédestal}$$

sur 128 pistes.

- Le signal de passage d'une particule est identifié par un nombre de coups ADC au-delà d'un seuil fixé par rapport au niveau de bruit, typiquement quelques écart-types.

La figure 4.2 présente le signal brut reçu sur les 512 pistes du troisième détecteur exposé au faisceau de muons, en mode déconvolution. Le piédestal extrait est égal à 286 coups ADC.

La figure 4.3 présente la distribution, ainsi que son ajustement gaussien, du nombre de coups ADC reçus sur une piste non touchée par une particule après soustraction du piédestal et du bruit de mode commun. L'ajustement donne un bruit, pour cette piste, égal à 2.85 coups ADC.

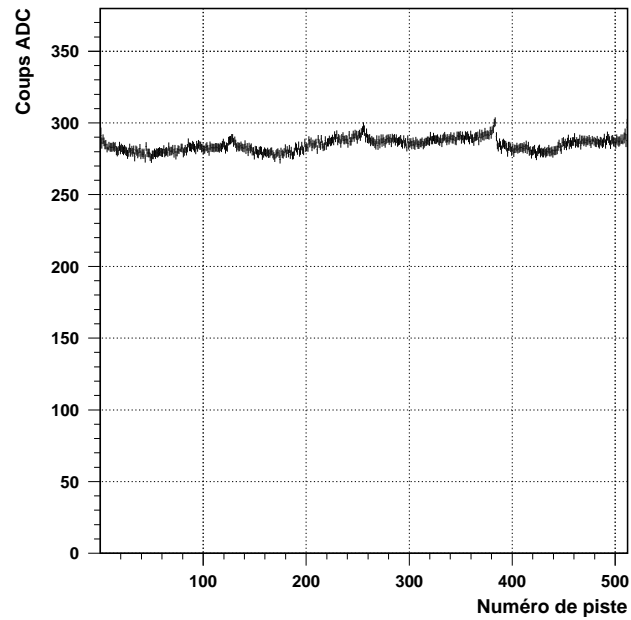


FIG. 4.2 – Valeur moyenne du signal brut reçu en coups ADC sur 512 pistes du troisième détecteur.

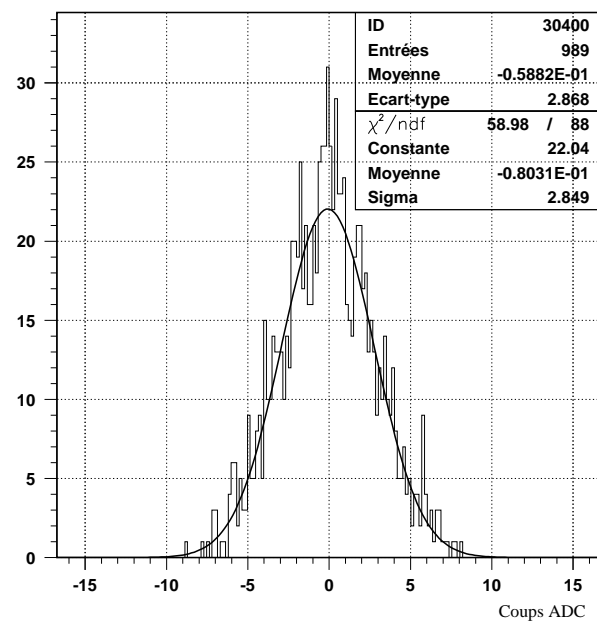


FIG. 4.3 – Bruit intrinsèque d'une piste, en mode déconvolution.

4.3 Alignement en temps des détecteurs et étude de la déconvolution

Afin d'obtenir une amplitude optimale, il est nécessaire d'ajuster le temps d'échantillonnage du signal au maximum de l'impulsion délivrée par un APV lors du passage d'une particule. Cela est réalisé de manière grossière (25 ns) en réglant la latence du déclenchement interne à l'APV et de manière plus fine (1 ns) en réglant la phase de l'horloge d'échantillonnage à l'aide de circuits PLL. Le temps d'échantillonnage t est alors, pour une valeur de latence et de pll donnée :

$$t = 25 \times (\text{latence}_{\text{max}} - \text{latence} + 1) + \frac{25}{24} \times \text{pll}. \quad (4.1)$$

Les amplitudes de signal (ou courbe de retard) ont été mesurées en fonction de ce paramètre, en mode pic et en mode déconvolution, sur le troisième détecteur. Le signal est retenu sur les dix pistes entourant la trace formée à partir des deux détecteurs de référence (la reconstruction de la trace et des amas est expliquée en détail dans les sections suivantes).

Les courbes de retard obtenues sont présentées sur la figure 4.4 pour la piste présentant le signal le plus élevé en mode pic et pour l'amas entier – les dix pistes –, la plus haute piste et les pistes voisines en mode déconvolution.

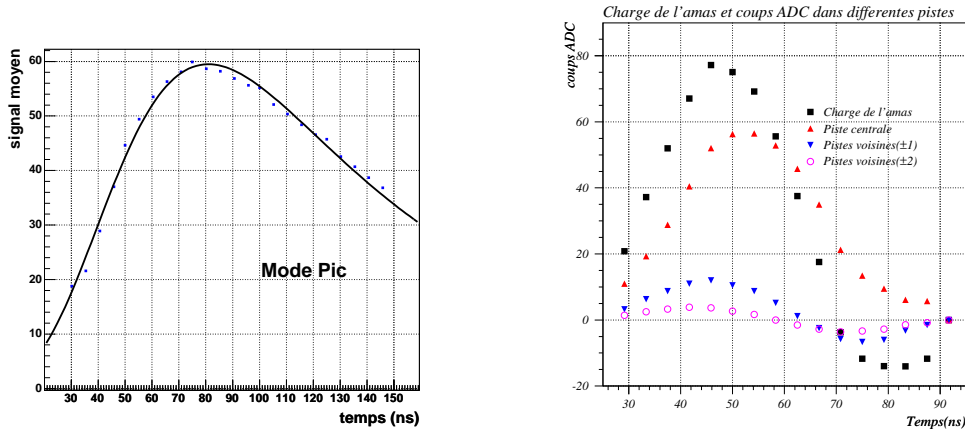


FIG. 4.4 – Courbe de retard en mode pic à gauche, et en mode déconvolution à droite.

Le temps de montée observé sur la courbe de retard en mode pic est d'environ 60-70 ns, alors que les poids de déconvolution (cf. section 3.2.1) ont été ajustés pour un temps de montée de 50 ns, les réglages de l'APV sur le temps de montée n'étaient donc pas parfaitement adaptés à la capacité des pistes et la déconvolution n'a donc pu être optimale. Comme présenté sur la figure 4.4, en mode déconvolution, le signal observé demeure assez large (environ 30 ns à mi-hauteur) : l'empilement du faisceau pulsé à 25 ns ne sera donc pas totalement réduit.

Les paramètres des APV n'ont pas été modifiés durant le test, car délicats à régler en ligne. Les résultats présentés ici ne seront donc pas complètement significatifs des performances finales, ils serviront à indiquer des tendances générales.

4.4 Reconstruction d'amas de pistes

Le signal délivré par le passage d'une particule dans le détecteur diffuse sur plusieurs pistes voisines. L'ensemble de ces pistes forme un amas, dont le signal est la somme des signaux de chaque piste et le bruit la somme quadratique des bruits. La formation d'un amas permet : de réduire le volume de données en traitant l'amas avant la transmission de données, une estimation plus fine du point de passage de la particule à partir du centre de gravité des charges de l'amas.

L'agrégation des pistes en amas peut se faire à deux niveaux :

- en ligne, exécuté par le processeur FPGA du FED, elle sert surtout à réduire le flux de données [2],
- après l'acquisition, l'analyse finale (représentée ici par l'algorithme dit TDR) est optimisée pour réduire l'empilement et les taux de faux amas dus au bruit électronique.

Les algorithmes en ligne seront étudiés en détail en section 4.9. L'alignement et les études de résolution et d'efficacité, présentées dans les sections suivantes, utilisent l'algorithme TDR.

La méthode TDR fonctionne de la manière suivante :

1. Chaque piste dont le rapport signal sur bruit, noté S/B , est supérieur à un seuil T_h est enregistrée comme germe.
2. Autour de chaque germe, les pistes adjacentes dont le rapport S/B est supérieur à T_l sont considérées comme faisant partie du même amas.
3. Finalement, l'amas est accepté si son rapport S/B est supérieur à T_c .

Plusieurs jeux de seuils (T_h, T_l, T_c) peuvent ainsi être définis. La figure 4.5 présente les signaux bruts des amas reconstruits et leur taille en nombre de pistes pour les seuils $(T_h, T_l, T_c) = (2,2,4), (5,3,8)$ et $(8,4,12)$. Une étude systématique de l'effet des seuils n'est pas l'objet de ce travail, le test sur faisceau étant trop éloigné des conditions finales d'utilisation des détecteurs : les détecteurs ne sont pas plongés dans un champ magnétique et les particules arrivent, en moyenne, perpendiculairement au faisceau. Néanmoins, on observe qualitativement sur la figure 4.5 la perte d'efficacité et de signal lorsque les seuils croissent, accompagnée d'une diminution normale du nombre de pistes des amas.

La distribution du plus grand signal perçu sur une piste (en traits pointillés) présente deux pics : le premier, à environ 25 coups ADC, est dû aux amas à deux pistes, dont la charge est également répartie entre les deux pistes ; le deuxième représente le signal le plus probable (50 coups ADC), qui est indépendant du choix de l'algorithme.

Pour des seuils bas, cas du jeu $(2,2,4)$, le bruit électronique commence à être confondu avec du signal. L'effet des seuils sur les performances des détecteurs est estimé plus précisément dans les sections suivantes.

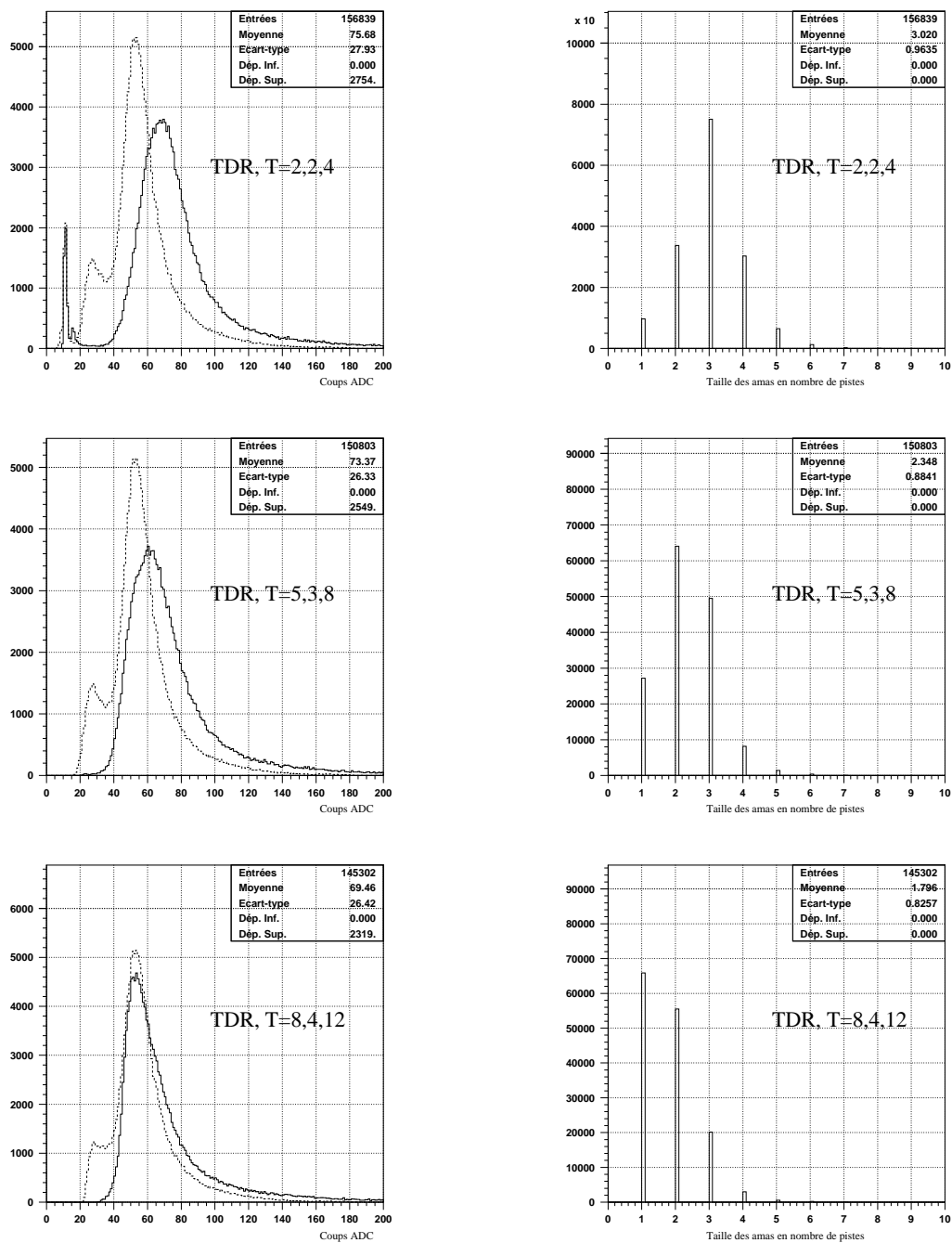


FIG. 4.5 – Signal brut, en coups ADC, de l'amas (trait plein) et de la piste présentant le plus fort signal (trait pointillé) à gauche et tailles des amas à droite, pour l'algorithme TDR.

4.5 Position des amas et profil des faisceaux

La figure 4.6 montre la position des amas reconstruits dans le premier détecteur, elle donne donc une indication sur le profil des faisceaux : le faisceau de pions est beaucoup moins étalé que le faisceau de muons, ceux-ci étant produits par désintégration de pions. Les zones d'inefficacité visibles sur les deux histogrammes sont dues aux pistes non connectées ou bruyantes du détecteur.

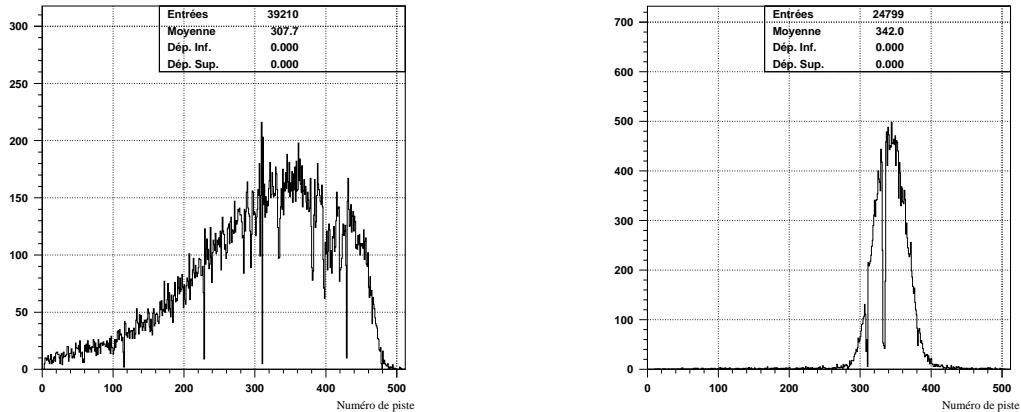


FIG. 4.6 – Position des amas reconstruits (faisceau de muons à gauche et de pions à droite).

Dans toute la suite du chapitre, par souci de simplicité, la reconstruction des amas et des traces se fera uniquement avec les premier, troisième et cinquième détecteurs, dont les pistes sont parallèles entre elles. De plus, pour minimiser les effets d'interactions multiples, les études porteront, sauf mention contraire, sur les prises de données en faisceau de muons.

4.6 Procédure d'alignement relatif

Pour estimer convenablement leur résolution et leur efficacité, il est nécessaire de procéder à un alignement des détecteurs entre eux. Compte tenu de la simplicité du dispositif expérimental, plusieurs approximations sont inévitables :

- les détecteurs sont parallèles entre eux,
- le faisceau est, en moyenne, perpendiculaire aux détecteurs.

Le décalage entre les modules peut être évalué en traçant les distributions des différences de positions (les résidus) des amas reconstruits dans le premier détecteur et ceux reconstruits dans les troisième et cinquième détecteurs. L'algorithme d'agrégation utilisé est l'algorithme TDR avec des seuils hauts (8, 4 et 12), pour minimiser la reconstruction de faux amas. De plus, toujours pour limiter les biais dus à la reconstruction de faux, seuls les amas des troisième et cinquième détecteurs se trouvant dans une fenêtre de plus ou moins dix pistes par rapport à l'amas reconstruit dans le premier module sont considérés. La procédure d'alignement est schématisée sur la figure 4.7 et les courbes de décalage obtenues sur la figure 4.8.

Les décalages mesurés, correspondant aux valeurs moyennes des ajustements gaussiens des distributions de résidus, sont résumés dans le tableau 4.1. Le décalage entre le premier et

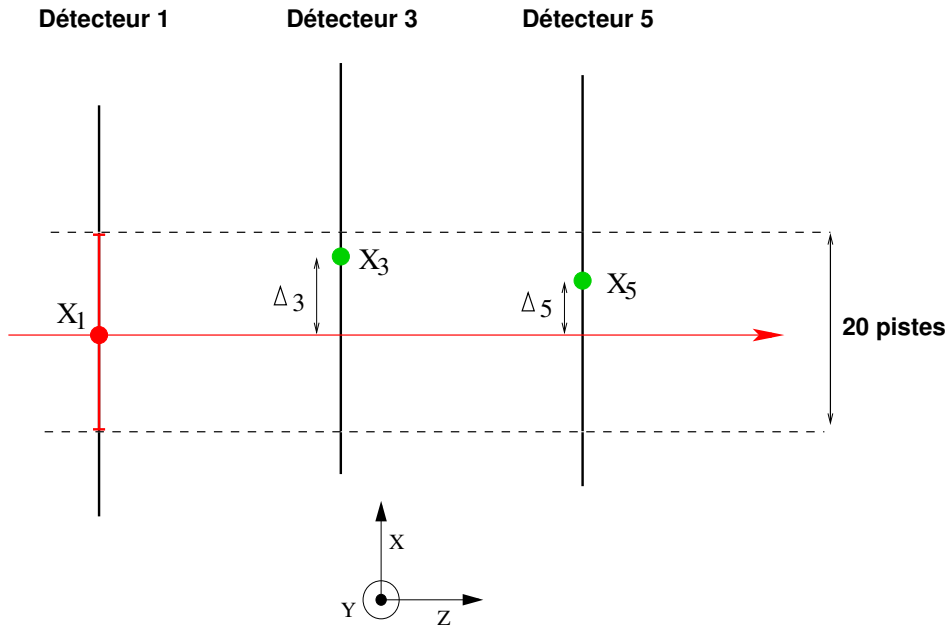


FIG. 4.7 – Alignement relatif des troisième et cinquième modules.

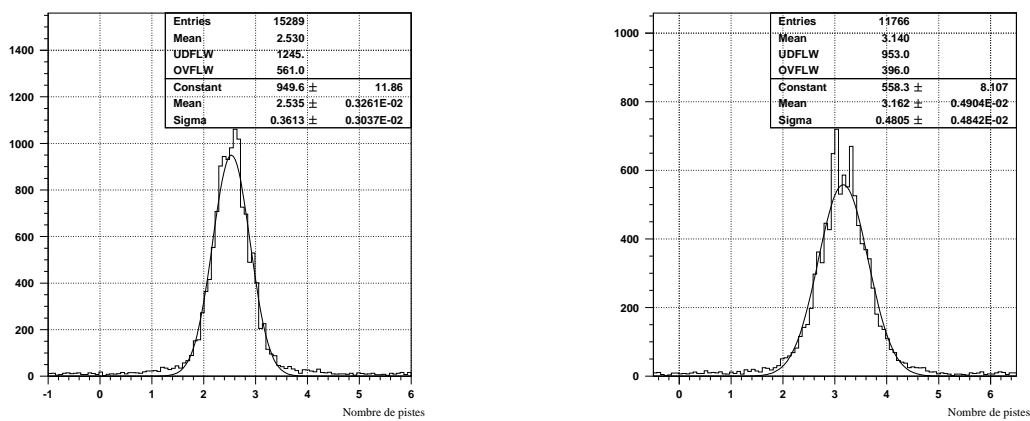


FIG. 4.8 – Résidus des positions des amas reconstruits entre les premier et troisième détecteurs à gauche et entre les premier et cinquième détecteurs à droite.

le troisième détecteurs est de $463.9 \pm 0.5 \mu m$; le décalage entre le premier et le cinquième détecteur est de $578.6 \pm 0.9 \mu m$.

Décalages mesurés	
Détecteurs 1 et 3	Détecteurs 1 et 5
2.535 ± 0.003 pistes	3.162 ± 0.005 pistes
$463.9 \pm 0.5 \mu m$	$578.6 \pm 0.9 \mu m$

TAB. 4.1 – Décalages mesurés entre les détecteurs.

4.7 Calcul de résolution

Pour mesurer la résolution des détecteurs, la première étape est d'obtenir la distribution du résidu dans le troisième module, définie comme étant la distance de l'amas à la trace, celle-ci étant construite par association de deux amas dans les premier et cinquième détecteurs, comme présenté sur la figure 4.9. Pour limiter les queues de distribution dues à la prise en compte d'amas venant d'autres traces de particules que la trace de référence, seuls les événements où un unique amas a été reconstruit dans les premier et cinquième détecteurs sont retenus. La distribution des résidus est ajustée par une mixture de deux gaussiennes¹⁷. L'écart-type de la distribution est défini comme étant l'intervalle dans lequel se trouve 68.3% des événements. L'incertitude de l'estimation est choisie comme étant l'incertitude obtenue sur l'ajustement de la gaussienne centrale.

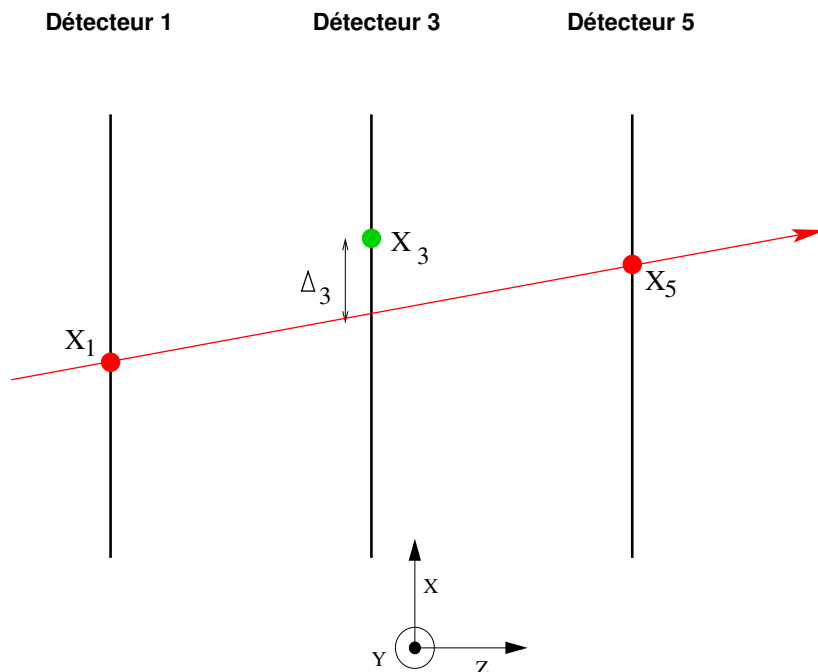


FIG. 4.9 – Calcul du résidu du troisième détecteur.

¹⁷L'ajustement par une mixture de gaussienne permet de caractériser la partie centrale de la distribution (par la première gaussienne) ainsi que les queues de distribution (par la deuxième gaussienne).

La figure 4.10 présente la distribution du résidu pour un algorithme donné, ici le TDR ($T_h = 5$, $T_1 = 3$ et $T_c = 8$).

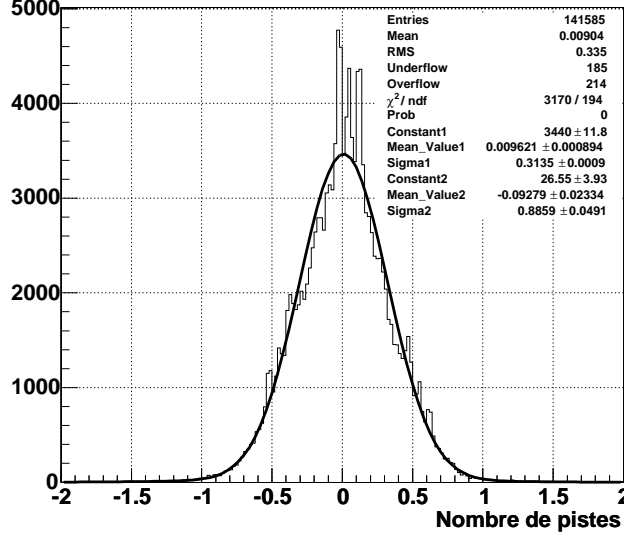


FIG. 4.10 – Distribution du résidu du troisième détecteur pour l'algorithme TDR 5.3.8.

L'incertitude σ_δ , associée à la mesure du résidu $\delta = x_3 - \frac{(x_1+x_5)}{2}$, est calculée à partir de la somme quadratique de la résolution intrinsèque au point x_3 , σ_x , et de l'incertitude sur la position de la trace dans le troisième détecteur, $\sigma_x/\sqrt{2}$:

$$\sigma_\delta^2 = \sigma_x^2 + \sigma_x^2/2 \quad (4.2)$$

À partir de la mesure de l'incertitude sur le résidu, on peut donc obtenir la résolution intrinsèque d'un détecteur (ici donnée pour l'algorithme TDR 5.3.8) :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_\delta = \sqrt{\frac{2}{3}} \times (0.3045 \pm 9.10^{-4}) \times 183 \mu\text{m} = 45.5 \pm 0.2 \mu\text{m} \quad (4.3)$$

Cette résolution est calculée à partir des positions des amas, obtenues par un centre de gravité de charge. En comparaison, la résolution donnée par une distribution plate (sans centre de gravité) serait :

$$\text{pas}_{\text{inter-piste}} \times 0.683 = 183 \times 0.683 = 125 \mu\text{m}.$$

La formation d'un amas et le calcul d'un centre de gravité améliorent donc la résolution d'un facteur 2.7. Une étude de la diffusion de charge sera présentée en détail en fin de chapitre. Les résolutions obtenues pour différents seuils de l'algorithme TDR sont résumées dans le tableau 4.2.

	TDR 2 2 4	TDR 5 3 8	TDR 8 4 12
Résolution en μm	51.2 ± 0.2	45.5 ± 0.2	44.6 ± 0.2

TAB. 4.2 – Résolutions obtenues avec les algorithmes TDR.

Le tableau 4.3 présente les résolutions obtenues en ne variant que le seuil sur les pistes voisines; les résultats sont similaires à ceux obtenus précédemment. L'amélioration de la

résolution est donc principalement liée à l'augmentation des seuils sur les pistes voisines. L'effet principal de ces seuils, visible sur la figure 4.5, est de diminuer la fréquence d'acceptation de la troisième piste des amas à trois pistes : le calcul de position par barycentre de charge utilise alors seulement les deux pistes principales. L'amélioration du résidu indique donc que la troisième piste d'un amas n'apporte aucune information supplémentaire dans le calcul de la position (cet effet sera confirmé dans le dernier paragraphe consacré à l'étude du partage de charge).

	TDR 5 2 8	TDR 5 3 8	TDR 5 4 8
Résolution en μm	49.3 ± 0.2	45.5 ± 0.2	44 ± 0.2

TAB. 4.3 – Résolutions obtenues en variant seulement le seuil T_l sur les pistes voisines.

4.8 Évaluation des efficacités et des taux de faux amas

Un amas reconstruit est considéré comme vrai s'il appartient (à plus ou moins $5 \times \sigma_{\text{resol.}}$) à la trace de référence. L'efficacité d'un algorithme est alors définie comme le rapport du nombre d'amas reconstruits dans le troisième détecteur, et appartenant à la trace de référence, sur le nombre total de traces formées.

Les efficacités obtenues sont présentées dans le tableau 4.4 pour trois jeux de seuils de l'algorithme TDR.

	TDR 2 2 4	TDR 5 3 8	TDR 8 4 12
Efficacité en %	98.69 ± 0.03	98.62 ± 0.03	95.35 ± 0.05

TAB. 4.4 – Efficacités obtenues avec les algorithmes TDR.

Les efficacités sont similaires pour les jeux de seuils (2,2,4) et (5,3,8) alors qu'elle diminue sensiblement avec les seuils (8,4,12). Du point de vue de l'efficacité, le choix (5,3,8) apparaît donc comme le plus intéressant.

Tout amas reconstruit en plus de l'amas *vrai* (celui qui appartient à la trace) et se trouvant à une distance supérieure à $5 \times \sigma_{\text{resol.}}$ de la trace, est considéré comme *faux*. Dans les conditions d'opération au LHC, les faux amas reconstruits ont deux origines :

- les faux amas reconstruits à partir du bruit des pistes. Cette contribution, avec les seuils utilisés (entre 4 et 8 σ), est négligeable car le bruit est gaussien (figure 4.3).
- Les faux amas d'empilement reconstruits à partir des signaux laissés par les passages des particules chargées produites lors de croisements de faisceaux différents.

Pour évaluer l'empilement temporel, des prises de données en déclenchements spéciaux ont été effectuées avec un faisceau de pions fréquencés à 40 MHz et à haute intensité (ce qui maximise l'effet d'empilement).

Le premier type de déclenchement, appelé déclenchement 0010, permet d'obtenir un empilement nul car seuls les événements isolés de 75 ns des autres événements sont retenus. À l'inverse, le deuxième type de déclenchement, appelé déclenchement 0011, sélectionne uniquement les événements immédiatement suivis ou précédés d'un autre événement ; l'empilement y est donc maximal.

La contribution de l'empilement au taux de faux amas est alors obtenue en soustrayant le taux de faux obtenu en déclenchement 0010 à celui obtenu en déclenchement 0011.

La figure 4.11 présente les tailles des faux amas reconstruits (avec l'algorithme TDR 5,3,8) pour les deux types de déclenchement. On peut voir que l'empilement se manifeste par la présence du pic d'amas à une piste sur l'histogramme avec déclenchement 0011. Les faux amas à grand nombre de pistes communs aux deux histogrammes indiquent que ceux-ci sont de vrais amas physiques, pris à tort comme faux par la méthode de reconstruction de trace utilisée ici. Il s'agit en fait d'amas multiples générés par des produits d'interaction des pions incidents dans les matériaux du banc de mesure.

Les taux de faux amas en déclenchement 0010 et 0011 ainsi que l'empilement calculé sont présentés dans le tableau 4.5, pour les trois jeux de seuils. On observe logiquement que l'empilement décroît si les seuils sont plus élevés.

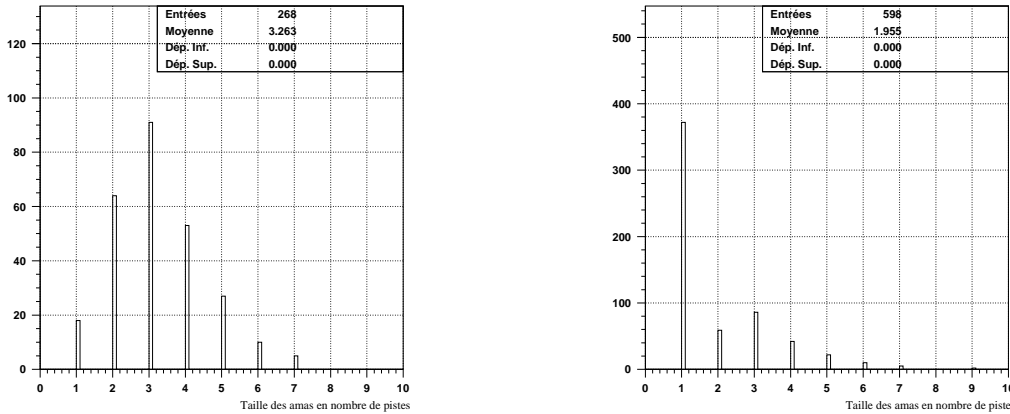


FIG. 4.11 – Tailles des faux amas reconstruits pour deux types de déclenchement : 0010 à gauche et 0011 à droite.

Seuils	Taux de faux 0010 en %	Taux de faux 0011 en %	Empilement en %
TDR 2,2,4	8.8 ± 0.3	24.3 ± 0.5	15.5 ± 0.8
TDR 5,3,8	4.2 ± 0.2	10.2 ± 0.4	6.0 ± 0.6
TDR 8,4,12	3.8 ± 0.2	4.5 ± 0.3	0.7 ± 0.5

TAB. 4.5 – Taux de faux amas et empilements obtenus avec les algorithmes TDR.

4.9 Étude des algorithmes d'agrégation en ligne

Les algorithmes d'agrégation en ligne [1] sont implémentables dans le processeur FPGA du FED. Ce paragraphe compare les performances des algorithmes d'agrégation en ligne suivants :

- L'algorithme **FED 1**, le plus simple, accepte toutes les pistes dont le rapport S/B dépasse un seuil T_h .
- L'algorithme **FED 2**, pour rejeter les faux amas qui n'ont souvent qu'une seule piste

sans perdre de l'efficacité, accepte toutes les pistes dont le rapport S/B est supérieur à T_1 sauf dans le cas d'amas à une piste où le seuil est alors T_h .

- L'algorithme **FED 3**, accepte toutes les pistes dont le rapport S/B est supérieur à T_h et ses voisines immédiates.

Les résolutions et efficacités obtenues sont présentés dans le tableau 4.6, pour des valeurs de seuil modérées : $T_h = 4$, $T_1 = 3$. Si les algorithmes FED1 et FED2 affichent des performances similaires aux algorithmes TDR, l'algorithme FED3 ne semble pas adapté : il présente la moins bonne résolution et l'efficacité la plus faible.

	FED 1	FED 2	FED 3
Résolution en μm	46.6 ± 0.2	49.2 ± 0.2	72.4 ± 0.2
Efficacité en %	98.60 ± 0.03	98.68 ± 0.03	94.25 ± 0.05

TAB. 4.6 – Résolutions et efficacités obtenues pour les algorithmes FED.

Le tableau 4.7 montre les résultats obtenus pour les algorithmes FED 1 et FED2 avec différents seuils. Pour un choix correct des seuils appliqués, on observe que les deux algorithmes permettent d'atteindre, du point de vue de l'efficacité, des performances similaires. La résolution, pour des seuils supérieurs à 4 sur les pistes voisines, n'a pas pu être calculée : le seuil élevé affecte les amas à deux et trois pistes où seule la piste la plus haute est conservée ; la distribution des résidus se trouve alors fortement biaisée et l'ajustement par double gaussienne n'est plus valable.

FED1			
T_h	5	6	7
Résolution en μm			
Efficacité en %	98.54 ± 0.03	98.50 ± 0.03	98.40 ± 0.03
FED2			
T_1 et T_h	3 et 5	4 et 6	5 et 7
Résolution en μm	48.3 ± 0.2	45.3 ± 0.2	
Efficacité en %	98.67 ± 0.03	98.58 ± 0.03	98.50 ± 0.03

TAB. 4.7 – Résultats obtenus pour différents seuils.

4.10 Efficacité et empilements obtenus pour les différents algorithmes

Les courbes d'efficacité en fonction du temps d'échantillonnage des impulsions de signal permettent d'évaluer l'impact de l'empilement d'interaction dans les détecteurs d'une façon différente de celle présentée au paragraphe 4.8 (les résultats devraient néanmoins être compatibles). L'avantage de cette méthode est qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un faisceau de haute intensité ; les prises de données en faisceau de muons peuvent donc être utilisées, ce qui limite les interactions multiples.

Pour les différents algorithmes d'agrégation choisis (seulement les trois algorithmes les plus performants étudiés ci-dessus : FED 1, FED 2 et TDR), la figure 4.12 présente l'évolution de l'efficacité en fonction du temps. Les données ont été obtenues en effectuant un balayage en

latence et pll sur le troisième détecteur comme présenté au paragraphe 4.3.

À partir de cette courbe en temps, on peut caractériser l'empilement d'interactions provenant de croisements de faisceaux différents par l'efficacité de reconstruction à plus ou moins 25 ns du temps de référence, *i.e.* celui pour laquelle l'efficacité est optimale. L'empilement est calculé en sommant les efficacités à ± 25 ns du temps obtenu pour l'efficacité optimale (les résultats, avec variation des seuils, sont présentés figure 4.13).

L'algorithme FED 2 paraît le plus intéressant pour être implémenté dans le FED final. En effet, pour une même valeur d'empilement, l'algorithme FED 2 est, dans la région d'intérêt $65 \text{ ns} < t < 90 \text{ ns}$, plus efficace que l'algorithme FED 1.

Les algorithmes FED 2 et TDR produisent des résultats similaires. Pour une analyse finale, l'algorithme TDR sera néanmoins préféré car, ayant un seuil de plus que l'algorithme FED 2, il permet un ajustement plus fin pour atteindre les performances requises.

On remarque finalement que l'empilement obtenu avec l'algorithme TDR (5,3,8) est égal à $6.7 \pm 0.7 \%$, ce qui est en accord avec la valeur trouvée précédemment par la méthode des déclenchements spéciaux ($6.0 \pm 0.6 \%$).

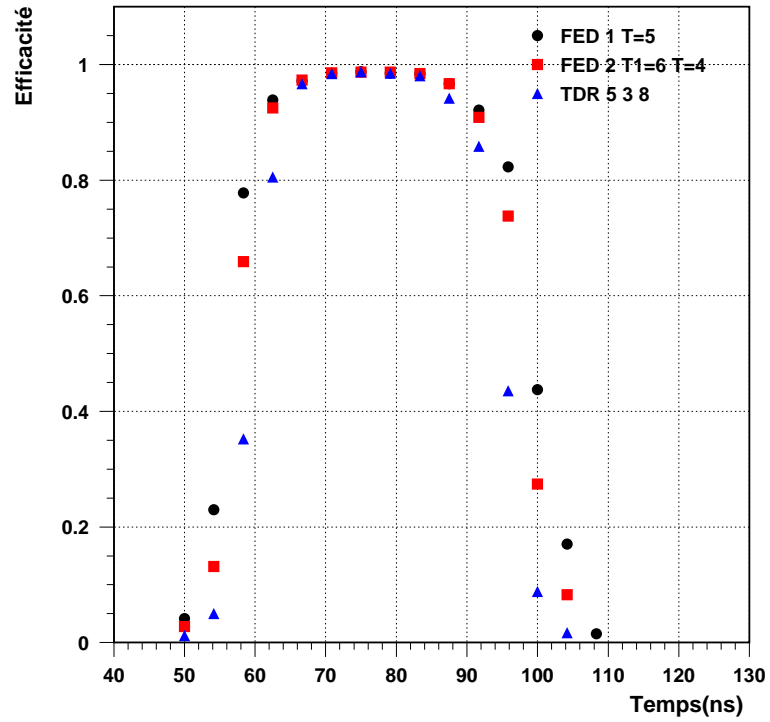


FIG. 4.12 – Variations de l'efficacité en fonction du temps.

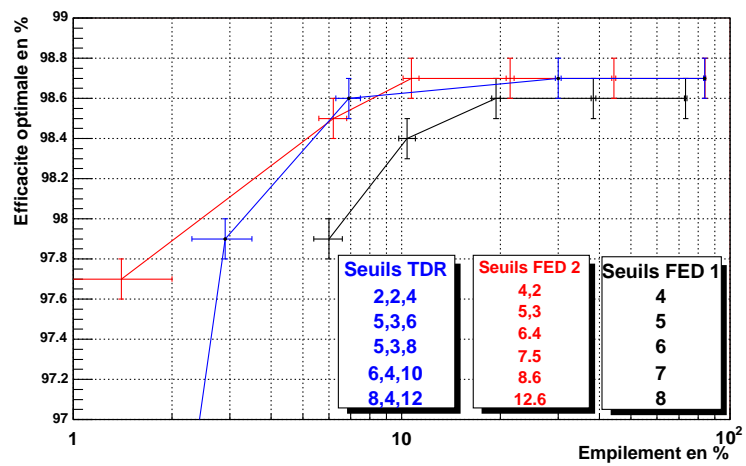


FIG. 4.13 – Efficacité optimale et empilement obtenu en faisant varier les seuils des différents algorithmes (les lignes continues ne servent qu'à guider l'œil).

4.11 Étude du partage de charge et de la résolution

Les positions des amas sont calculées suivant le centre de gravité des charges. Cela suppose que la position soit directement proportionnelle au rapport des charges collectées par les différentes pistes.

Pour étudier la corrélation entre le partage de charge et la position de passage des particules, on définit le rapport d'asymétrie de charge η pour les amas à deux et trois pistes :

$$\eta = \frac{Q_{\text{gauche}} - Q_{\text{droite}}}{Q_{\text{gauche}} + Q_{\text{centrale}} + Q_{\text{droite}}}, \quad (4.4)$$

la charge centrale étant nulle dans le cas d'amas à deux pistes.

Le faisceau étant supposé uniforme, la distribution du faisceau sur le détecteur est plate. La distribution des amas reconstruits doit donc l'être également¹⁸. Pour estimer correctement la diffusion de charge et sa relation avec la position de l'amas reconstruit, il convient de sélectionner avec soin l'algorithme de reconstruction et les traces.

Dans le cas des amas à deux pistes, l'effet de la diffusion de charge sera maximal pour les événements où la particule est passée entre les deux pistes. La sélection de ces amas sera possible en ne considérant que les traces formées par les particules qui sont passées près d'une piste dans les modules de référence (le décalage entre le troisième détecteur et les deux détecteurs référents étant demi-entier) et qui sont donc formées par deux amas à une ou trois pistes, comme illustré en figure 4.14. Pour cela l'algorithme choisi pour la reconstruction des amas dans les détecteurs de référence sera l'algorithme TDR (8,2,8). Celui choisi pour le troisième détecteur sera l'algorithme TDR 5-3-8 qui reconstruit mieux les amas à deux pistes.

Dans le cas des amas à trois pistes, la particule doit être passée près d'une piste dans le troisième détecteur et donc entre deux pistes dans les détecteurs extérieurs (une illustration est donnée en figure 4.15). Nous choisirons donc des amas à deux pistes pour former les traces. L'algorithme utilisé sera le même dans les trois détecteurs : l'algorithme TDR 3-3-8 (les seuils sur chaque piste étant relativement bas, on minimise les biais possibles sur la taille des amas reconstruits), car il reconstruit un nombre important d'amas à deux et trois pistes.

La distribution en η obtenue ainsi que la position relative à la piste la plus à gauche des amas à deux et trois pistes est présentée figure 4.16.

Les positions sont évidemment directement proportionnelles aux rapports d'asymétrie car calculées comme étant le centre de gravité des charges récoltées sur les différentes pistes. On remarque que la distribution des amas à trois pistes est, comme prévu, fortement piquée sur la piste centrale, et que la distribution des amas à deux pistes présente, elle, deux pics importants proches des deux pistes. Ces deux pics sont dus aux particules qui sont passées près d'une piste et dont la charge d'ionisation a été principalement récoltée sur la piste la plus proche. Dans le cas d'amas à deux pistes, le surplus d'événements au centre de la distribution représente les particules qui sont passées entre les deux pistes et dont la charge récoltée s'est uniformément diffusée.

Du fait de la différence des rapports de charge entre les amas à deux et trois pistes, l'étude de la diffusion de charge sera différente dans les deux cas. Elle est présentée dans les deux paragraphes suivants.

¹⁸La distribution des particules touchant une seule piste est également plate, mais pas celle des amas reconstruits, localisée sur le centre de la piste.

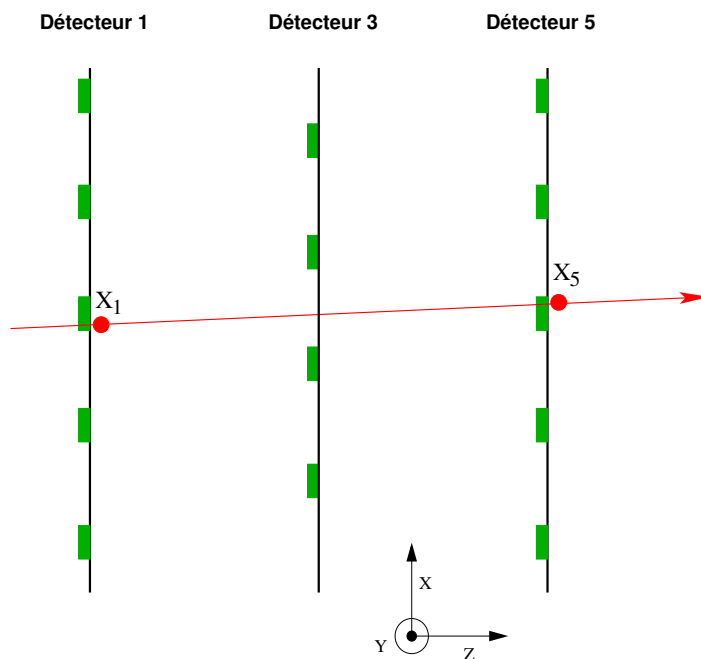


FIG. 4.14 – Principe de reconstruction d'amas à deux pistes dans le détecteur central : la trace de référence passe près d'une piste dans les premier et cinquième détecteurs.

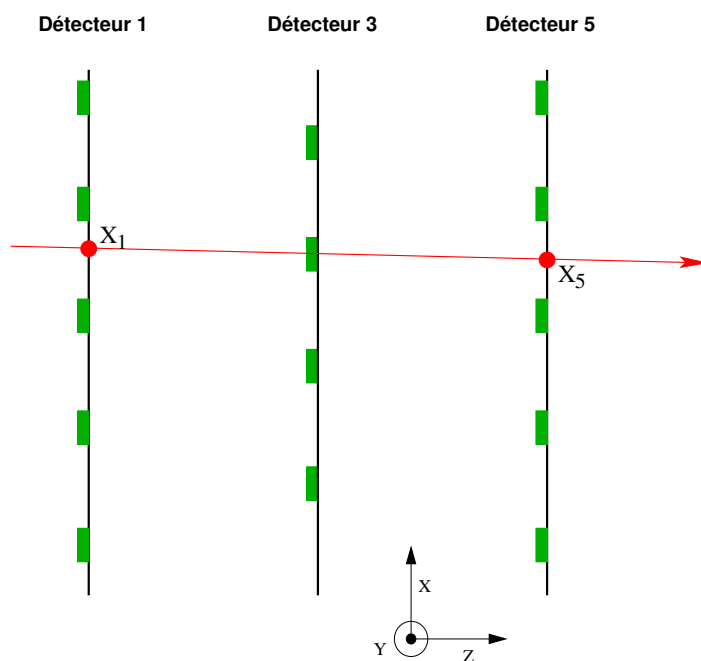


FIG. 4.15 – Principe de reconstruction d'amas à trois pistes dans le détecteur central : la trace de référence passe entre deux pistes dans les premier et cinquième détecteurs.

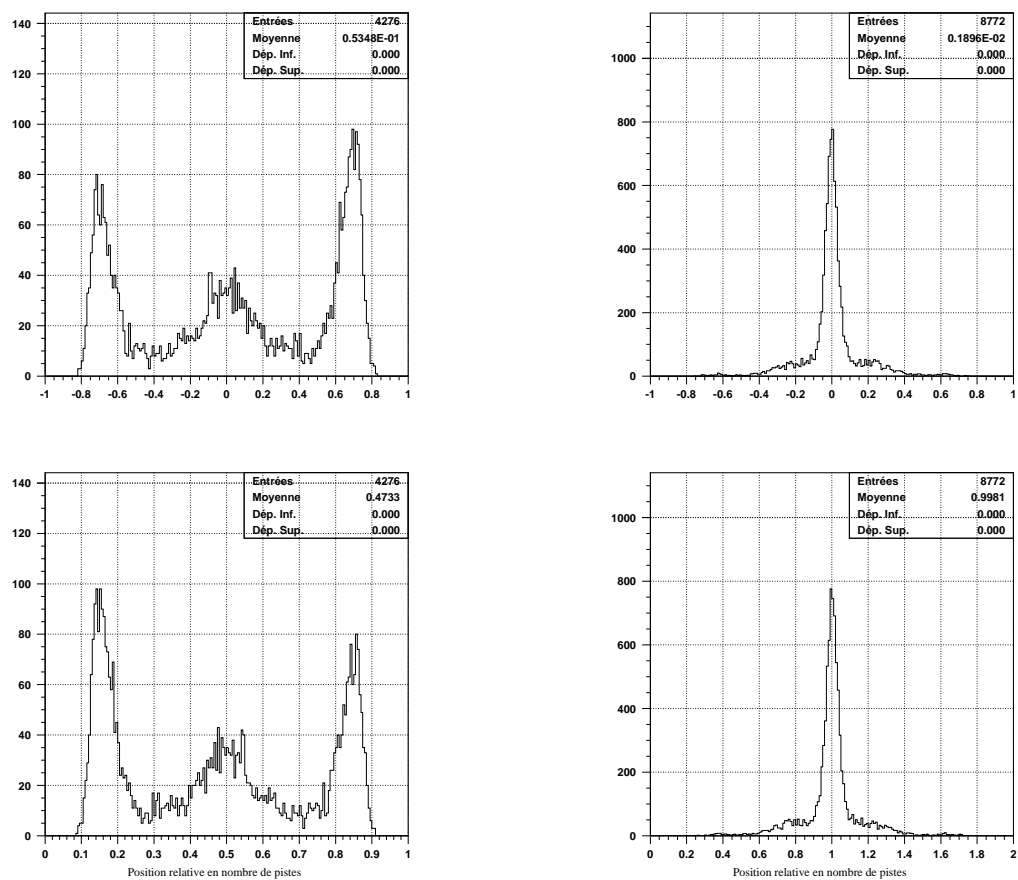


FIG. 4.16 – Fonctions η , en haut, et positions relatives des amas, en bas, pour les amas à deux pistes, à gauche, et à trois pistes, à droite.

4.11.1 Correction apportée aux amas à deux pistes

Dans l'hypothèse d'un faisceau uniforme, et sans sélection particulière des traces, la distribution des amas reconstruits entre les pistes devrait être plate. Elle ne l'est pas car la diffusion de charge dans le silicium n'est pas linéaire, comme on le suppose en faisant un centre de gravité classique :

$$\mathbf{x} = \frac{\sum V_i x_i}{\sum V_i}. \quad (4.5)$$

En rendant plate la distribution des amas reconstruits, on devrait donc améliorer l'estimation de la position et par là même la résolution.

L'hypothèse d'uniformité du faisceau entraîne que le nombre ΔN de coups reçus sur une largeur Δx reste le même quelle que soit la position de la mesure dans le faisceau, donc :

$$\left(\frac{dN}{dx}\right) = \text{constante}, \quad (4.6)$$

ce qui entraîne

$$\left(\frac{dx}{d\eta}\right) = \frac{\left(\frac{dN}{d\eta}\right)}{\left(\frac{dN}{dx}\right)} = \text{cte} \times \left(\frac{dN}{d\eta}\right). \quad (4.7)$$

On obtient alors pour la position :

$$x(\eta_1) - x(\eta_0) = \int_{\eta'=\eta_0}^{\eta'=\eta_1} \left(\frac{dx}{d\eta'}\right) d\eta' = \text{cte} \times \int_{\eta'=\eta_0}^{\eta'=\eta_1} \left(\frac{dN}{d\eta'}\right) d\eta' \quad (4.8)$$

Or, le pas, égal à 183 μm , est donné par :

$$\text{pas} = x(\eta = 1) - x(\eta = -1) = \text{cte} \times \int_{-1}^1 \left(\frac{dx}{d\eta'}\right) d\eta'. \quad (4.9)$$

On peut donc normaliser la relation précédente et obtenir la position finale Δx correspondant à une valeur η_1 de η :

$$\Delta x = \frac{\int_{-1}^{\eta_1} \left(\frac{dx}{d\eta'}\right) d\eta'}{\int_{-1}^1 \left(\frac{dx}{d\eta'}\right) d\eta'} \times \text{pas}. \quad (4.10)$$

Si le faisceau est bien supposé uniforme, des précautions sont à prendre quant à la sélection des traces : nous avons précisé au paragraphe précédent que, pour que les effets de diffusion de charge soient maximaux, on ne retenait que les traces passant près d'une piste dans les détecteurs de référence et donc entre deux pistes dans le détecteur central. Il y a sélection des traces et la distribution corrigée des amas à deux pistes ne devra donc pas être plate dans la zone médiane entre les deux pistes. Nous corrigerons donc les positions relatives en deçà de $0.3 \times \text{pas}$ et au delà de $0.7 \times \text{pas}$, sans corriger la partie centrale de la distribution donnée sur la figure 4.16 en bas à gauche.

Les résultats obtenus sont montrés sur la figure 4.17, qui présente la position relative corrigée des amas à deux pistes et le résidu obtenu dans le troisième détecteur avant et après correction. On peut remarquer sur ces deux figures que la correction apportée aplatit la distribution en dehors de la zone médiane en supprimant les deux pics non physiques de présence d'amas près des pistes et améliore sensiblement le résidu. Nous présenterons les résultats finaux sur les résolutions après l'étude de la correction des amas à trois pistes, pour évaluer l'impact global de ce type de correction.

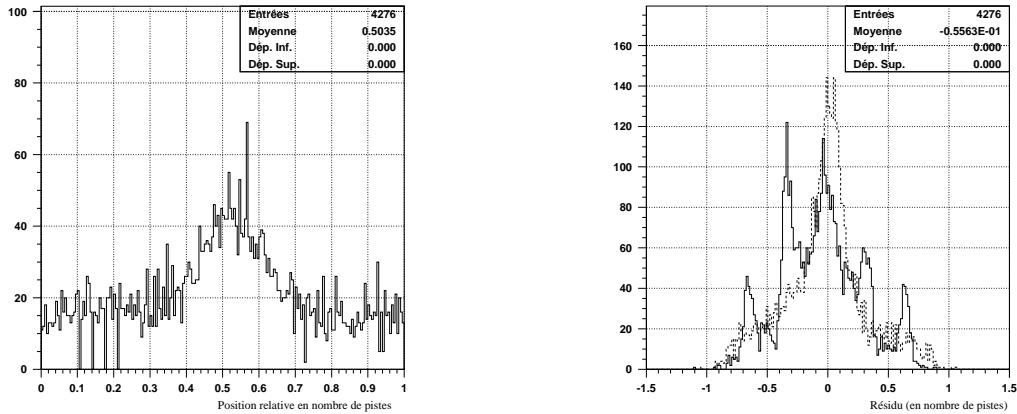


FIG. 4.17 – Position relative des amas reconstruits après correction (à gauche) et résidu obtenu (à droite) avant (trait plein) et après (trait pointillé) correction.

4.11.2 Correction apportée aux amas à trois pistes

La correction des amas à deux pistes montre une nette amélioration du résidu obtenu. On peut essayer d’apporter le même type de correction aux amas à trois pistes. Pourtant, si dans le cas des amas à deux pistes la procédure était assez intuitive, il n’en est pas de même pour les amas à trois pistes : la distribution en η (présentée en figure 4.16) ne fait pas ressortir l’effet d’événements asymétriques.

On observe également, sur la figure 4.18 qui montre la corrélation entre les charges mesurées à droite et à gauche de la piste centrale, que la répartition de la charge dans les amas à trois pistes est très inégale et ne se fait véritablement que sur la piste centrale et sur une des deux autres pistes. On peut considérer que les amas à trois pistes sont en fait, du moins pour ce jeu de seuil, des amas à deux pistes auxquels on a ajouté soit du bruit soit du signal très faible. On peut donc essayer de corriger les amas à trois pistes de la même façon que les amas à deux pistes en ne retenant que les deux pistes de plus haut signal.

La figure 4.19 montre la position des amas à trois pistes transformés en amas à deux pistes après suppression de la piste ayant le signal le plus faible et ce, avant et après la correction apportée (la même que celle des vrais amas à deux pistes). On note qu’après suppression d’une piste, la distribution en position des amas est très similaire à celle obtenue pour les amas à deux pistes et que la correction entraîne un aplatissement de cette distribution, ce qui donne une indication favorable quant à la validité de la méthode.

Pour évaluer précisément l’amélioration obtenue, la figure 4.20 présente les résidus obtenus dans le troisième détecteur avant et après correction des amas à trois pistes : l’amélioration est visible, la distribution après correction étant fortement affinée.

4.11.3 Résolutions obtenues avec correction dans tous les détecteurs

L’amélioration des résidus obtenue dans le troisième détecteur montre l’impact des corrections apportées aux amas à deux et trois pistes, cependant ces résidus ont été obtenus en sélectionnant des traces particulières *i.e.* celles pour lesquelles les corrections sont les plus probantes. Pour statuer définitivement sur l’utilité de telles corrections, il faut étudier les effets globaux sur la résolution pour vérifier que la correction d’amas n’appartenant pas à

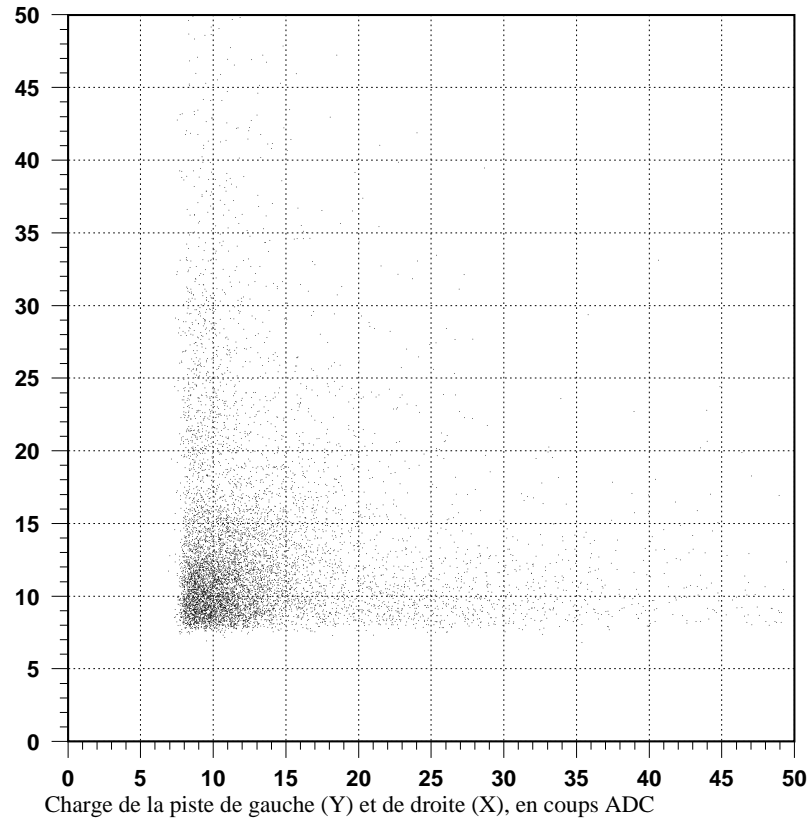


FIG. 4.18 – Répartition de la charge dans les amas à trois pistes.

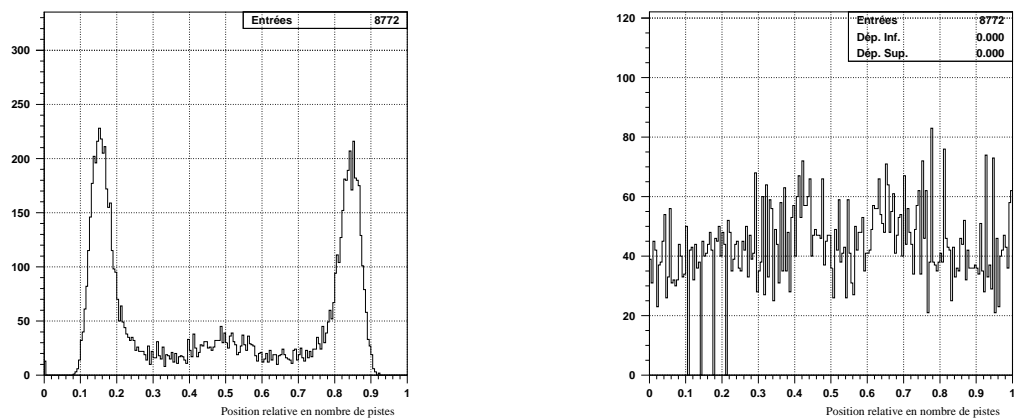


FIG. 4.19 – Position des amas à trois pistes après suppression d'une piste, avant correction (à gauche) et après (à droite). À comparer à la figure 4.16, en bas à droite.

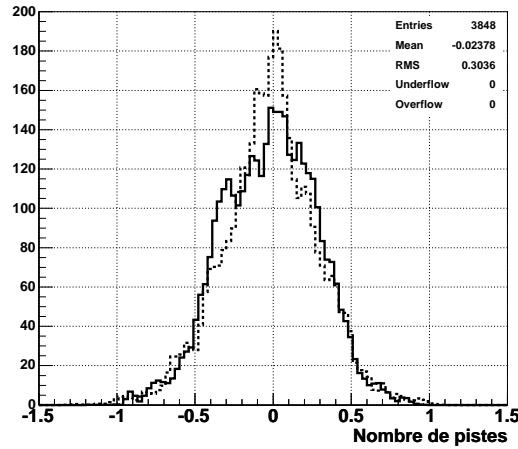


FIG. 4.20 – Résidu obtenu avant (trait plein) et après (trait pointillé) correction des amas à trois pistes.

ces traces sélectionnées n'entraîne pas de biais importants. La figure 4.21 montre les résidus obtenus dans le troisième détecteur sans coupure sur les tailles d'amas constituant les traces et dans le cas où la correction est effectuée dans les trois détecteurs. L'algorithme TDR 5-3-8 a été utilisé.

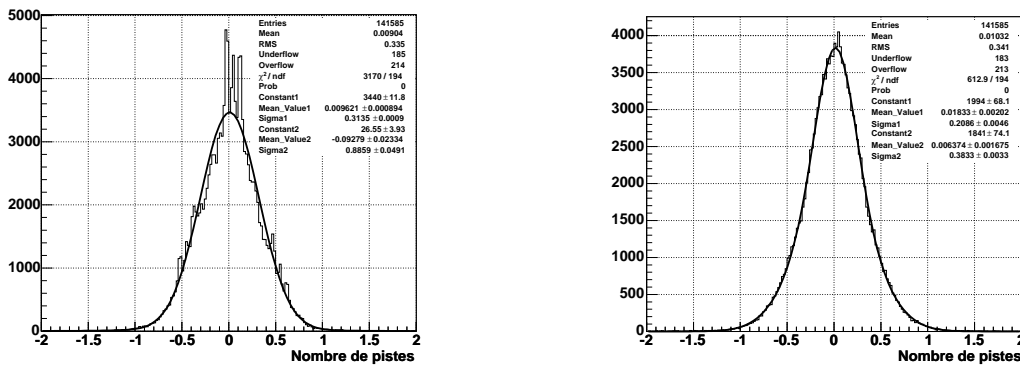


FIG. 4.21 – Résidu obtenu avant (à gauche) et après (à droite) correction dans toutes les détecteurs.

Si la valeur absolue de la résolution obtenue est inchangée et égale à environ $45.5 \mu\text{m}$, l'amélioration apportée par la correction est néanmoins nettement visible : la distribution des résidus est lissée et est correctement ajustée par une mixture de deux gaussiennes.

En conclusion, si la valeur absolue de la résolution n'est pas améliorée, les résultats prouvent que la méthode de correction du partage de charge présente un certain intérêt. Cependant, pour être optimale, cette correction devrait être étudiée avec un télescope donnant la position exacte du passage des particules entre les pistes du détecteur analysé.

Conclusion

Les modules de détection du trajectographe de CMS et leur électronique doivent reconstruire efficacement et précisément les impacts laissés par les particules chargées. L'étude de leurs performances lors de leur exposition au faisceau du SPS, fréquenté à 40 MHz, a montré que le réglage des APV était délicat. Les résolutions, obtenues grâce au partage de charge sont de l'ordre de $45 \mu\text{m}$, pour un pas entre les pistes de $183 \mu\text{m}$. L'étude des différents algorithmes d'agrégation de pistes a montré que l'algorithme FED 2 paraît être le plus intéressant pour une reconstruction en ligne par le FED. Pour une analyse finale, l'algorithme TDR reste le meilleur choix car plus finement ajustable. Globalement, le rapport signal sur bruit des détecteurs, avant irradiation, est largement suffisant pour atteindre aisément une efficacité de plus de 98% avec un empilement limité, de l'ordre de 6%.

Bibliographie

- [1] I.R. Tomalin, *On Calibration, Zero Suppression Algorithms and Data Format for the Silicon Tracker FEDs*, CMS-IN 2001/025 , 2 juillet 2001.
- [2] O. Kodolova *et al.*, *Expected Data Rates from the Silicon Strip Tracker*, CMS Note 2002/047, 27 novembre 2002.

Chapitre 5

La reconstruction de traces et de vertex dans CMS

Introduction

Les algorithmes de reconstruction de traces dans CMS doivent permettre de trouver les traces de haut p_T (problème de reconnaissance de forme) et de mesurer précisément leurs paramètres au vertex d'interaction primaire (problème d'ajustement de données). L'algorithme classique de reconstruction de traces de CMS est le filtre de Kalman (**KF**), algorithme mis en œuvre pour la première fois dans l'expérience DELPHI par P. Billoir [1] et R. Frühwirth [2]. Cet algorithme, ainsi qu'une version étendue qui tend à devenir le nouveau standard : le filtre à recuit déterministe [3, 4] (**DAF**) sont présentés en section 5.1.

Reconstruire les traces en se fondant uniquement sur l'un des deux algorithmes précités en partant des impacts du détecteur pixel serait beaucoup trop coûteux en terme de temps de calcul, la combinatoire étant trop importante : l'événement sous-jacent produit de nombreuses particules de faible P_T qui ne laissent que quelques impacts dans les premières couches de détection avant de s'enrouler sous l'effet du champ magnétique. Pour minimiser le temps de calcul, la reconstruction proprement dite ne commence qu'après création de « germes » de traces à l'aide du détecteur pixel : parmi tous les impacts présents, des paires (ou des triplets) d'impacts qui peuvent être relié(e)s par une hélice sont sélectionné(e)s. Chaque paire (ou triplet) est enregistré(e) comme germe si la trace (*i.e.* l'hélice passant par les impacts) a un $p_T > 0.9\text{GeV}/c$ (dans le cas d'une paire, l'hélice est également contrainte par la position transverse du faisceau). Tous les germes sont alors propagés aux couches supérieures par un des algorithmes de reconstruction cités ci-dessus. Cette étape de présélection, nécessaire pour reconstruire des traces dans un environnement bruyant comme lors de collisions de paquets de protons, ne représente que moins de 5% du temps de reconstruction total des traces. Cette présélection, comme il sera montré aux chapitres 7 et 8, permet également de ne reconstruire les traces qu'au sein des jets fournis par les analyses calorimétriques, préservant ainsi le temps de calcul tout en réduisant le bruit de fond pour une recherche de vertex.

A l'instar de la reconstruction de traces, la reconstruction de vertex d'interaction se décompose également en un problème de reconnaissance de forme (trouver des ensembles de traces compatibles entre elles) et en un problème d'ajustement (ajuster la position du vertex aux traces sélectionnées). L'algorithme standard de recherche d'ensembles de traces compatibles est le Reconstructeur de Vertex Principal [5] (**PVR**), présenté en section 5.2.1. L'algorithme de Recuit Déterministe, développé dans cette thèse, est présenté en détail dans les chapitres

suivants. L'ajustement du vertex aux traces sélectionnées est assuré soit par un ajustement par moindres carrés, soit par d'autres techniques nouvellement développées [6] comme l'ajustement adaptatif. Ces deux techniques sont présentées en section 5.2.2.

5.1 La reconstruction de traces

5.1.1 Reconstruction avec filtre de Kalman

Reconstruire une trace est un problème de reconnaissance de forme : il s'agit de trouver parmi les impacts laissés dans les détecteurs par les particules ceux qui forment une hélice. C'est de plus un problème d'ajustement puisqu'il faut, à partir des impacts sélectionnés, trouver les paramètres de l'hélice en question. La situation de départ est complexe : il faut, à partir de tous les impacts laissés par toutes les particules trouver toutes les traces. En introduction, une solution au problème de la multiplicité des traces a été évoquée ; des germes de traces sont d'abord construits puis traités séquentiellement. Le filtre de Kalman permet la recherche des bons impacts en même temps que l'ajustement des paramètres de la trace. La stratégie utilisée par cet algorithme est la suivante : le développement de la trace est considéré comme un problème dynamique où l'on passe d'un état de la trace au suivant en parcourant les différentes couches de détection. Les deux équations représentant le système sont :

$$\mathbf{P}_{n+1} = \mathbf{F}_n \mathbf{P}_n + \mathbf{w}_n \quad (5.1)$$

$$\mathbf{x}_n = \mathbf{H}_n \mathbf{P}_n + \varepsilon_n \quad (5.2)$$

où \mathbf{P}_n et \mathbf{x}_n sont respectivement le vecteur des paramètres de la trace et la mesure de celle-ci à l'étape n . La matrice \mathbf{H}_n permet de passer de l'état de la trace à sa mesure dans la couche n . Une paramétrisation judicieuse des traces (voir ci-dessous) permet de définir une matrice \mathbf{H}_n constante :

$$\mathbf{H}_n = \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

L'équation 5.1 représente la dynamique du système, c'est-à-dire le moyen de passer de l'étape n à l'étape $n+1$ par une transformation linéaire \mathbf{F}_n ¹⁹. Le terme \mathbf{w}_n est une variable aléatoire de valeur moyenne nulle représentant, ici, la diffusion multiple lors de la traversée d'une couche de détection. Par souci de simplicité, la perte d'énergie lors du même passage à travers les détecteurs n'apparaît pas explicitement ici même si elle est, bien sûr, prise en compte dans la reconstruction des traces.

L'équation 5.2 est l'équation de mesure qui permet de relier les paramètres de la trace \mathbf{P} aux coordonnées des impacts \mathbf{x} en tenant compte d'une incertitude gaussienne ε_n .

Le modèle de trace considéré est le modèle curvilinéaire (dimension 5) :

- (x_t, y_t) les coordonnées (x, y) dans le repère curvilinéaire [3],
- λ l'angle de plongée défini par $\tan \lambda = p_z/p_T$,
- φ défini par $\tan \varphi = p_y/p_x$,
- q/p le moment inverse dont le signe dépend de la charge q (courbure de la trace).

¹⁹Dans le cas d'une hélice, la transformation n'est pas linéaire mais on peut montrer que l'on peut s'y ramener [2].

La grandeur physique sous-jacente est l'impulsion de la particule \mathbf{p} qui est complètement déterminée par ces paramètres (on rappelle que $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$) :

$$\begin{aligned} p_x &= p \cos \lambda \cos \varphi \\ p_y &= p \cos \lambda \sin \varphi \\ p_z &= p \sin \lambda \end{aligned} \quad (5.4)$$

Avec les définitions suivantes pour les variances des variables en présence :

$$\mathbf{C}_n = \text{Cov}(\mathbf{P}_n) \quad (5.5)$$

$$\mathbf{Q}_n = \text{Cov}(\mathbf{w}_n) \quad (5.6)$$

$$\mathbf{U}_n = \text{Cov}(\varepsilon_n), \quad (5.7)$$

la reconstruction d'une trace s'effectue itérativement selon les deux étapes suivantes :

1. L'estimation des paramètres de trace d'une couche de détection à l'autre

Le vecteur des paramètres \mathbf{P}_n et sa variance sont prédits par extrapolation :

$$\mathbf{P}_n^e = \mathbf{F}_{n-1} \mathbf{P}_{n-1} \quad (5.8)$$

$$\mathbf{C}_n^e = \mathbf{F}_{n-1} \mathbf{C}_{n-1} \mathbf{F}_{n-1}^T + \mathbf{Q}_{n-1} \quad (5.9)$$

2. La mise à jour des grandeurs une fois la mesure ajoutée à la trace

À l'étape n , le vecteur des paramètres de la trace et sa variance s'écrivent :

$$\mathbf{P}_n = \mathbf{C}_n [(\mathbf{C}_n^e)^{-1} \mathbf{P}_n^e + \mathbf{H}_n^T \mathbf{G}_n \mathbf{x}_n] \quad (5.10)$$

$$\mathbf{C}_n = [(\mathbf{C}_n^e)^{-1} + \mathbf{H}_n^T \mathbf{G}_n \mathbf{H}_n]^{-1} \quad (5.11)$$

avec

$$\mathbf{G}_n = (\mathbf{U}_n)^{-1} \quad (5.12)$$

À ce moment, l'ajout définitif de l'impact à la trace est décidé en fonction de l'augmentation du χ^2 de la trace lors du passage de la couche $n-1$ (sans l'impact) à n (avec l'impact) :

$$\begin{aligned} \delta\chi^2 &= (\mathbf{P}_n - \mathbf{P}_n^e)^T (\mathbf{C}_n^e)^{-1} (\mathbf{P}_n - \mathbf{P}_n^e) \\ &+ (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_n^e)^T \mathbf{G}_n (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_n^e) \end{aligned} \quad (5.13)$$

Si $\delta\chi^2$ est inférieur à une valeur de tolérance fixée, le point est ajouté et la reconstruction continue à la prochaine couche de détection. Sinon, le point n'est pas ajouté et la reconstruction passe de toute façon à la couche suivante. Après deux couches successives sans impact ajouté à la trace, la reconstruction s'arrête.

Lissage de la trace

Au début de la propagation, les paramètres ajustés sont très libres car estimés à partir d'un ajustement sur peu de points (pour la première propagation il n'y a que les trois points du germe), le réajustement successif permet de contraindre de plus en plus les paramètres. La fin de la trace est donc connue beaucoup plus précisément que le début, c'est pourquoi le filtre de Kalman est réitéré en partant de la fin de la trace jusqu'au vertex pour contraindre les paramètres de la trace dans les premières couches de détection.

Prise en compte de la diffusion multiple

La méthode du filtre de Kalman permet un ajustement optimal parce qu'elle tient compte non seulement de l'incertitude de mesure commise sur chaque impact mais aussi de la diffusion multiple qui engendre des déviations successives de la particules traversant une couche par rapport à la trajectoire qu'elle aurait en l'absence d'interaction avec la matière. La prise en compte de la diffusion multiple est détaillée dans la référence [7].

Les performances obtenues avec le filtre de Kalman dans la reconstruction de traces sont présentées dans la section suivante, en comparaison avec les résultats obtenus avec le filtre à recuit déterministe.

5.1.2 Reconstruction avec filtre à recuit déterministe

L'algorithme du filtre à recuit déterministe [3, 4] (**DAF**) a été développé pour améliorer les performances de la reconstruction de traces, c'est-à-dire obtenir une meilleure efficacité et un taux de fausses traces plus bas. L'idée principale est de remplacer l'assignation dite « dure » (oui ou non) d'un impact à la trace, comme c'est le cas dans le filtre de Kalman, par une assignation dite « douce » où l'impact est alors associé à la trace avec un certain poids, poids qui est ensuite pris en compte dans l'ajustement de la trace. À chaque couche de détection, plusieurs impacts proches d'une même trace peuvent alors être en « compétition » et l'assignation finale de l'un ou de l'autre se fait en réduisant itérativement la portée de l'assignation et en réajustant la trace à chaque itération ; la probabilité d'assignation (le poids) d'un impact est fondée sur son résidu²⁰, *i.e.* la distance à la trace.

Après reconstruction, ajustement et lissage de la trace par le filtre de Kalman standard, les paramètres de la trace peuvent être prédits à chaque couche de détecteur, en utilisant l'information de toutes les autres couches. La probabilité d'assignation peut alors être calculée à chaque surface. Si la probabilité d'assignation d'un impact est inférieure à une certaine valeur de coupure, l'impact sera rejeté à la prochaine itération ; il peut toutefois réapparaître après la mise à jour des poids de tous les impacts lors d'une itération suivante.

L'efficacité de reconstruction de traces²¹ d'événements $b\bar{b}$ ²² est présentée sur la figure 5.1 en fonction de la pseudo-rapacité η et de l'impulsion transverse des jets. Dans tous les cas, le filtre à recuit déterministe est plus efficace de 2 à 5% que le filtre de Kalman standard, l'efficacité globale variant entre 80% et 95%.

²⁰Le résidu r_i d'une mesure x_i d'un paramètre x est défini par $r_i = (x_i - x)$

²¹L'efficacité de reconstruction de traces est définie comme étant la fraction de traces reconstruites associées à des traces simulées. Une trace reconstruite est associée à une trace simulée si elles partagent 50% de leurs impacts.

²²On appelle événement $b\bar{b}$ un événement di-jets QCD où deux quarks, b et \bar{b} sont produits dans l'état final. Les deux jets reconstruits sont appelés *jets de b* .

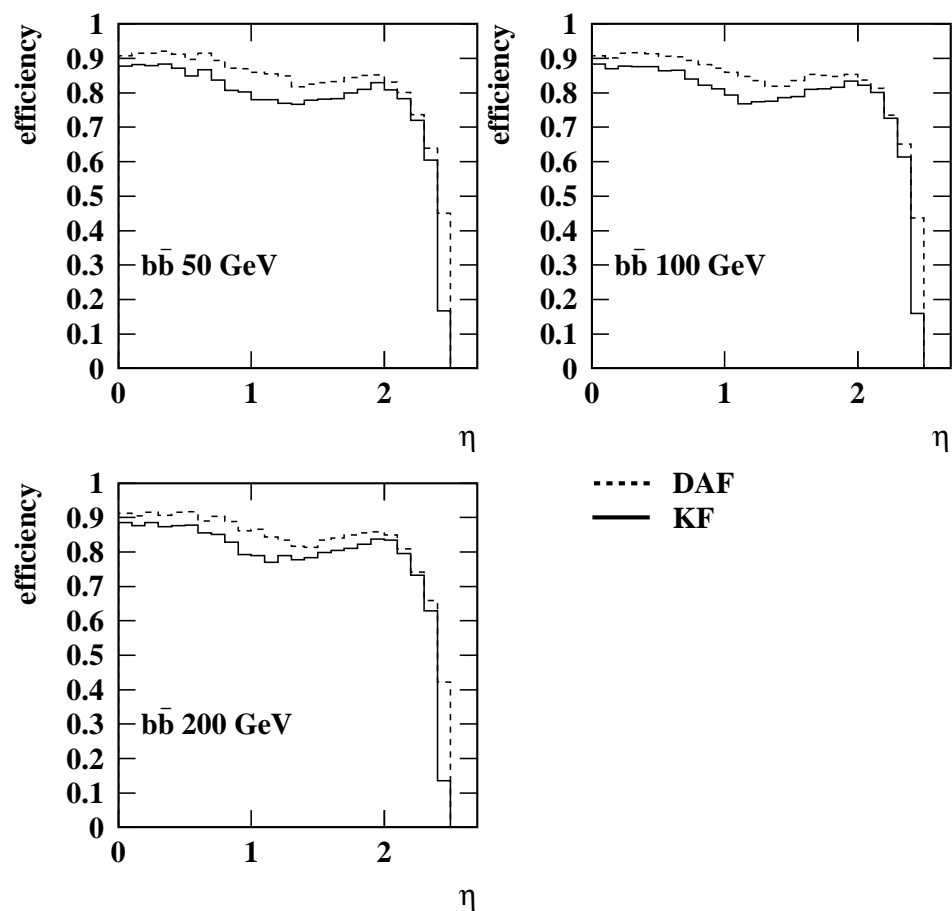


FIG. 5.1 – Efficacité de reconstruction de traces dans des jets de b pour le filtre à recuit déterministe (DAF) et pour le filtre de Kalman (KF) [3].

Le taux de fausses traces reconstruites²³ dans des événements $b\bar{b}$ est présenté sur la figure 5.2 en fonction de η et de l'impulsion transverse des jets. Pour des jets de $P_T = 50$ GeV/c, les taux de faux sont comparables pour les deux algorithmes et toujours inférieurs à 2%. Pour des impulsions transverses plus grandes, le filtre à recuit déterministe produit un taux de faux significativement plus faible que le filtre de Kalman. Le taux de faux est en général beaucoup plus grand dans la région du bouchon que dans le tonneau.

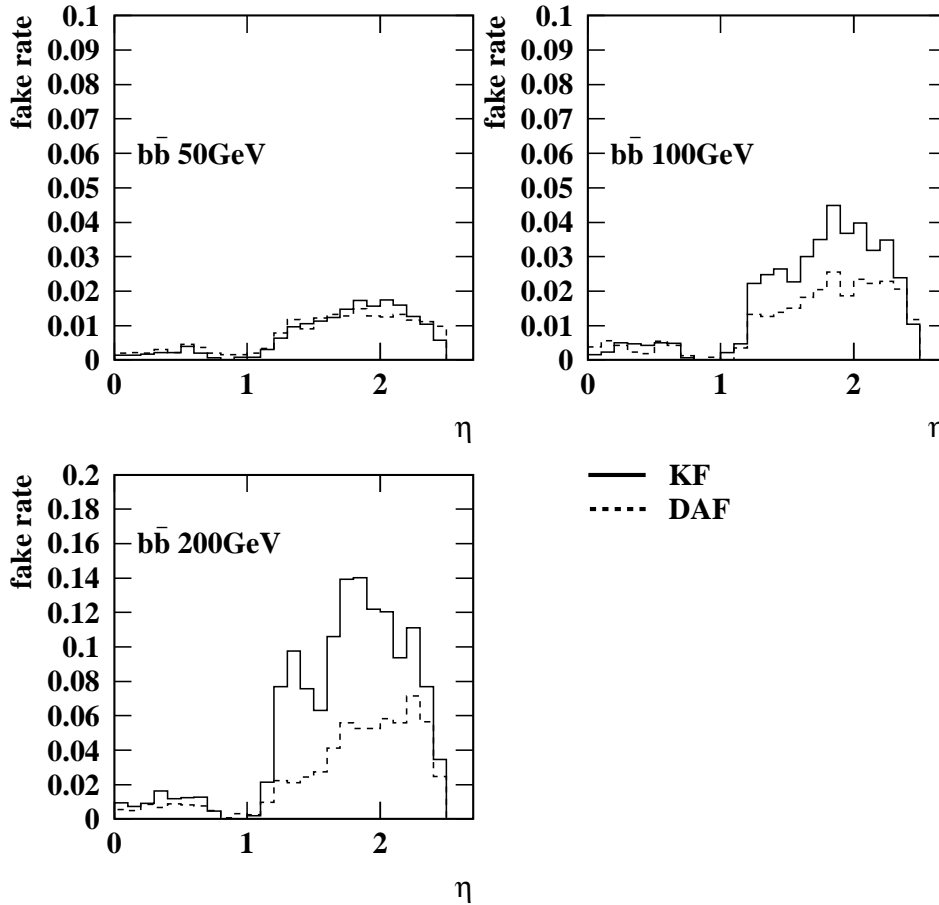


FIG. 5.2 – Taux de fausses traces reconstruites dans des jets de b pour le filtre à recuit déterministe (DAF) et pour le filtre de Kalman (KF) [3].

La figure 5.3 montre la résolution transverse et longitudinale sur le paramètre d'impact de traces ($P_T > 15$ GeV/c) de jets de b ($E_T = 200$ GeV) en fonction de la région du détecteur. Dans tous les cas, le filtre à recuit déterministe montre une résolution meilleure que le filtre de Kalman.

La figure 5.4 présente la distribution de probabilités de χ^2 pour les mêmes traces que précédemment. La distribution obtenue avec le filtre de Kalman montre un fort pic à 0 et a une valeur moyenne trop petite (0.33 au lieu de 0.5). La distribution donnée par le filtre à recuit déterministe, si elle n'est pas encore parfaitement plate, est bien meilleure que celle donnée par le filtre de Kalman (la valeur moyenne est ici égale à 0.43).

²³Une trace est dite fautive si elle n'a pas été associée à une trace simulée.

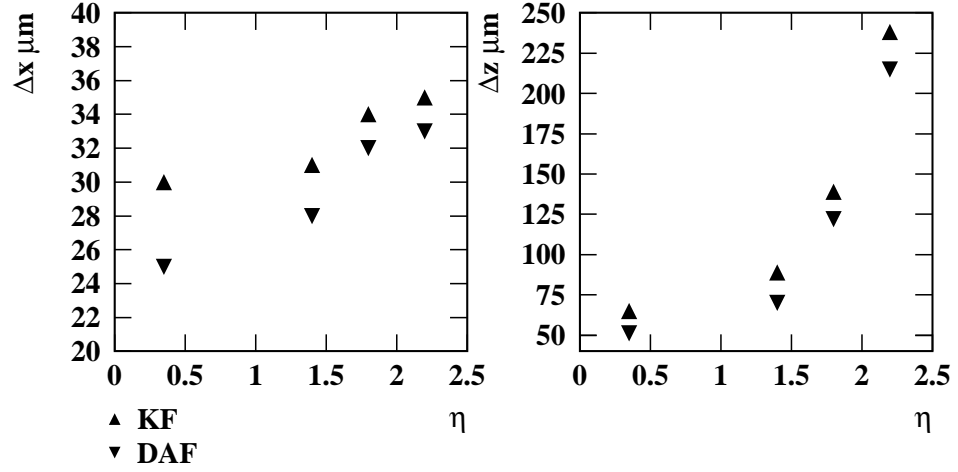


FIG. 5.3 – Résolutions sur le paramètre d'impact des traces ($P_T > 15 \text{ GeV}/c$) dans le plan transverse (à gauche) et suivant \vec{z} à droite, pour différentes valeurs de η . Les jets de b ont une énergie transverse $E_T = 200 \text{ GeV}$ [3].

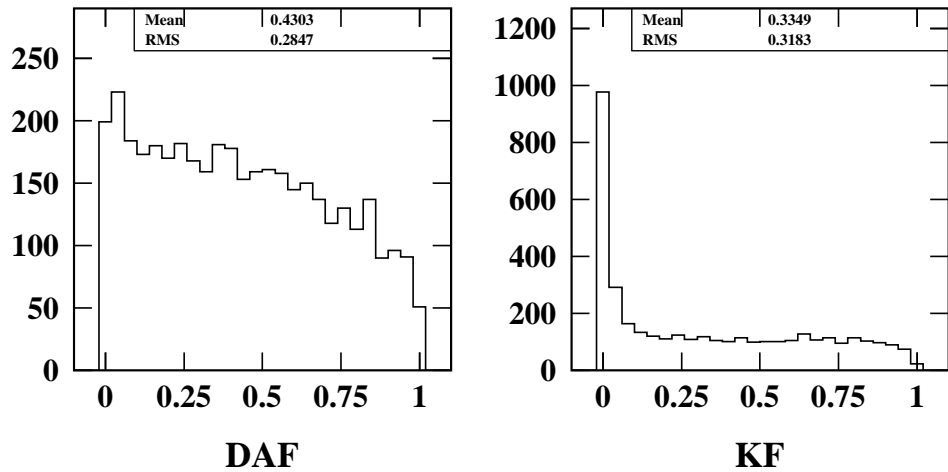


FIG. 5.4 – Distributions des probabilités de χ^2 pour des traces ($P_T > 15 \text{ GeV}/c$) ajustées dans la région $0 < |\eta| < 0.7$. Les jets de b ont une énergie transverse $E_T = 200 \text{ GeV}$ [3].

Dans toute la suite de cette thèse, la reconstruction de traces se fera par filtre à recuit déterministe.

5.2 La reconstruction de vertex

La reconstruction de vertex permet tout d'abord de différencier le point de collision $p - p$ du signal recherché de toutes les autres collisions $p - p$ produites à chaque croisement de paquet, à savoir une moyenne de 3.5 collisions à basse luminosité et 17.3 à haute luminosité. On parle alors de reconstruction du vertex primaire.

La reconstruction de vertex primaire est en fait effectuée deux fois : une première fois à l'aide des paires ou triplets d'impacts du détecteur à pixels, on isole alors le vertex primaire de signal des autres vertex d'empilement et la reconstruction totale des traces peut commencer à partir des germes issus de ce vertex ; puis une seconde fois, après reconstruction des traces complètes pour améliorer la résolution sur la position du vertex primaire (la résolution de l'estimation de la position du vertex primaire suivant \vec{z} , de l'ordre de $25 \mu\text{m}$, est alors environ deux fois plus précise que celle obtenue seulement avec les paires ou triplets d'impacts du détecteur à pixels).

La reconstruction de vertex permet également de retrouver les vertex dits « secondaires », c'est-à-dire les vertex de désintégration des particules ayant un temps de vie suffisamment long pour que leur vertex de désintégration puisse être différentiable du vertex d'interaction primaire, comme par exemple les mésons beaux ou charmés ou encore le lepton tau. L'intérêt de reconstruire un vertex secondaire est double :

- Il permet une signature de l'événement (par exemple, tel événement contient un méson beau, tel autre aucun), ce qui est utile pour ne sélectionner que les événements ayant la signature recherchée et réduire ainsi le bruit de fond ; cette recherche de signature est appelée « étiquetage ».
- Il permet de contraindre plus fortement une reconstruction de masse d'une particule. Par exemple, dans le cas de la reconstruction d'un quark t se désintégrant en $W^+ + b$ avec $W^+ \rightarrow q\bar{q}'$, la reconstruction du vertex de désintégration du méson beau produit permet une estimation de son impulsion « chargée » très précise (la résolution sur l'impulsion des traces étant de l'ordre du pour cent), augmentant alors la précision de la masse invariante du système $b + q + \bar{q}'$.

L'algorithme standard de reconstruction de vertex de CMS est l'algorithme de Reconstruction de Vertex Principal (**PVR**), présenté ci-dessous. Les chapitres 6 et 7 présentent également un nouvel algorithme : le recuit déterministe.

5.2.1 L'algorithme de Reconstruction de Vertex Principal

L'algorithme de Reconstruction de Vertex Principal (**PVR**) est un algorithme diviseur, ce qui veut dire que toutes les traces sont réparties itérativement en sous-ensembles de traces compatibles entre elles. L'algorithme général est le suivant :

1. Toutes les traces sont ajustées en un vertex commun.
 - (a) La compatibilité de chaque trace au vertex, définie comme étant la fraction au χ^2 total de l'ajustement apportée par la trace, est calculée.
 - (b) Si la compatibilité de la trace la moins compatible (c'est-à-dire apportant la plus grande fraction au χ^2) est supérieure à 0.128, alors la trace est rejetée et le vertex est réajusté à partir des traces restantes et l'algorithme recommence l'étape 1(a).

2. Quand toutes les traces incompatibles ont été retirées, le vertex est enregistré si la probabilité du χ^2 , $P(\chi_{\text{obs}}^2 > \chi_{\text{ndf}}^2)$, est supérieure à 0.05. L'algorithme recommence alors à l'étape 1 à partir de l'ensemble des traces incompatibles.
3. Quand il n'y a plus de traces incompatibles, la reconstruction s'arrête.

L'algorithme est appelé Reconstruction de Vertex Principal parce qu'à chaque itération il trouve le vertex principal d'un ensemble donné de traces. Aucune différence n'est faite entre vertex primaire et secondaires, et l'algorithme les cherche tous à la fois. Il est à noter que cet algorithme recherche et ajuste les vertex dans le même temps puisqu'il procède à l'ajustement du vertex à l'ensemble courant des traces à chaque itération.

Les performances obtenues avec l'algorithme **PVR** sont évaluées dans le chapitre 7, en comparaison avec l'algorithme de recuit déterministe. L'ajustement d'un vertex à un ensemble de traces est, quant à lui, présenté dans la section suivante.

5.2.2 L'ajustement de vertex

L'ajustement d'un vertex à un ensemble de traces consiste à trouver la position du vertex, \vec{x} , qui minimise une certaine fonction F des distances réduites entre le vertex et les traces. Un estimateur F bien connu est l'estimateur par moindres carrés, qui est efficace²⁴ et non-biaisé²⁵ si les conditions suivantes sont remplies :

- La relation entre les paramètres des traces et les paramètres ajustés du vertex est linéaire.
- Les paramètres des traces ont des incertitudes gaussiennes parfaitement connues.
- Toutes les traces proviennent effectivement du vertex ajusté.

La première condition n'est pas remplie dans le cas de propagation d'une particule dans un champ magnétique, la trajectoire étant alors elliptique et non pas rectiligne. L'approximation linéaire est néanmoins valable au voisinage du vertex, l'estimation de la position du vertex restant précise et la contribution à l'incertitude sur cette position, négligeable.

Les deux autres conditions sont plus problématiques. Les résidus des paramètres des traces dévient très souvent d'une distribution gaussienne et présentent de larges queues dues à une diffusion multiple non-gaussienne ou à la résolution des détecteurs (ou, dans le cas de simulations détaillées, à la mauvaise simulation de la matière ou de la résolution du détecteur), ce qui entraîne une estimation imparfaite de la matrice de covariance des paramètres des traces. De plus, les vertex de désintégration de particules ayant une temps de vie court, comme un τ ou des mésons charmés ou beaux, peuvent être difficiles à distinguer du vertex primaire, entraînant alors une mauvaise assignation des traces produites par ces désintégration au vertex primaire.

De telles traces contaminantes, que ce soit dû à de mauvaises paramétrisations des traces ou à de mauvaises assignations, sont appelées « traces hors liaison ». *A contrario*, des traces parfaitement paramétrées et venant effectivement du vertex sont appelées « traces en liaison ». Les traces ayant une mauvaise paramétrisation sont appelées traces hors liaison de type 1 alors que les traces ne venant pas du vertex sont appelées traces hors liaison de type 2. L'estimateur par moindres carrés cesse d'être non-biaisé dès que le lot de trace est contaminé.

²⁴Un estimateur est dit efficace si la variance de sa distribution d'échantillonnage est égale à la variance minimale atteignable, donnée par l'inégalité de Rao-Cramér [9, 10].

²⁵L'estimateur t d'un paramètre θ est dit non biaisé si sa distribution d'échantillonnage se concentre autour de θ de façon telle que la moyenne de tous les t possibles est égale à θ .

Plusieurs estimateurs robustes²⁶, insensibles à la contamination, ont été développés pour l'ajustement de vertex dans CMS [6, 11]. Les résultats en simulation rapide, rassemblés en section 5.2.3, sont encourageants et montrent une nette amélioration par rapport à l'estimation standard par moindres carrés [11].

La section suivante présente l'estimateur standard par moindres carrés ainsi qu'un estimateur robuste : l'ajustement adaptatif.

5.2.3 L'ajustement par moindres carrés et l'ajustement adaptatif

Lorsque N traces ont des incertitudes gaussiennes connues et proviennent effectivement d'un même vertex, l'estimateur par moindres carrés de la position \vec{x} est non-biaisé et efficace, la fonction de coût F, s'écrit alors :

$$F = \sum_{i=1}^N (\vec{x} - g(\vec{p}_i))^T \mathbf{G}^T \mathbf{C}_i^{-1} \mathbf{G} (\vec{x} - g(\vec{p}_i)), \quad (5.14)$$

où \vec{p}_i et \mathbf{C}_i sont respectivement les paramètres et la matrice de covariance de la trace i, et g est la fonction de mesure qui transforme \vec{p}_i en une contrainte à deux dimensions sur les coordonnées du vertex. La matrice \mathbf{G} est, quant à elle, la matrice jacobienne $\partial \vec{p} / \partial \vec{x}$; la matrice $\mathbf{G}^T \mathbf{C}_i^{-1} \mathbf{G}$ représente donc les poids de la contrainte $g(\vec{p}_i)$ dans l'ajustement du vertex. L'équation 5.14 est une application du formalisme du filtre de Kalman à l'ajustement de vertex [12].

Dans ce cas particulier, la fonction F suit une distribution de χ^2 avec 2N-3 degrés de liberté.

Par souci de simplification, le cas unidimensionnel est maintenant considéré. La fonction F, dans le cas d'un ajustement par moindres carrés devient alors :

$$F = \sum_{i=1}^N \frac{(x - x_i)^2}{\sigma_i^2}. \quad (5.15)$$

où σ_i est l'incertitude attachée à la mesure x_i .

Pour qualifier le degré de contamination à partir duquel un estimateur cesse d'être non-biaisé, on définit le « point de rupture » b, comme étant la fraction de traces hors liaison à partir de laquelle les paramètres du vertex ajusté pourraient souffrir d'un biais. S'il y a plus de $b \times N$ traces hors liaison dans le lot des N traces assignées au vertex, le biais de l'estimation des paramètres du vertex sera proportionnel aux biais des paramètres des traces hors-liaison, ces derniers étant, *a priori*, inconnus. Le point de rupture de l'estimateur par moindres carrés est 1/N, ce qui veut dire qu'une seule trace contaminante suffit à introduire un biais.

Parmi tous les estimateurs robustes développés [6], l'ajustement adaptatif apparaît comme le plus efficace; sa fonction principale est d'assigner un faible poids aux traces les moins compatibles avec le vertex. Le poids w_i , assigné à la trace i, est défini par :

$$w_i(r_i) = \frac{\exp\left(\frac{-r_i^2}{2T}\right)}{\exp\left(\frac{-r_i^2}{2T}\right) + \exp\left(\frac{-r_{\text{coup.}}^2}{2T}\right)} \leq 1 \quad (5.16)$$

²⁶Un estimateur t d'un paramètre θ est dit robuste si ses caractéristiques statistiques sont insensibles à une déviation de la distribution des échantillons par rapport à la distribution attendue. Le plus souvent, on appelle robuste un estimateur restant non-biaisé en présence de diverses contaminations dans l'ensemble des échantillons.

où $r_i = (x - x_i)/\sigma_i$ est la distance réduite de la trace i au vertex, et $r_{\text{coup.}}$, fixé par défaut à 3, est la distance réduite pour laquelle la fonction des moindres carrés devient inférieure à 0.5, la trace étant alors rejetée. T est un paramètre pour contrôler la « dureté » du rejet des traces. La méthode est itérative et a besoin d'une position estimée initiale du vertex pour calculer les premières distances aux traces, de la même façon qu'une reconstruction de trace à besoin d'un germe pour commencer. La recherche de la position initiale est détaillée dans la référence [13]. Il y a ensuite itération jusqu'à ce que la position du vertex converge. L'ajustement adaptatif est en fait un ajustement par moindres carrés itératif avec re-pondération des entrées à chaque itération. La fonction de coût minimisée à l'itération k s'écrit :

$$F^k = \sum_{i=1}^N (r_i^k)^2 w_i^k, \quad (5.17)$$

les poids w_i ayant été calculés lors de l'itération précédente.

Propriétés statistiques des estimateurs en présence de contamination

Cette section présente les résultats obtenus en simulation rapide, dans un environnement parfaitement contrôlé, en comparant les propriétés statistiques des ajustements par moindres carrés et adaptatif. L'environnement contrôlé permet de simuler les deux types de contamination, de façon parfaitement connue. Les détails de cette analyse peuvent être trouvés en référence [6], seuls quelques résultats importants sont reportés ici.

La reconstruction des traces est simulée en faisant fluctuer le point d'impact suivant une distribution gaussienne (dont la déviation standard est $\sigma_0 = 50 \mu\text{m}$ pour les traces en liaison). Les traces hors liaison de type 1 (*i.e.* celles dont les paramètres sont mal estimés) sont simulées en faisant fluctuer le point d'impact suivant une distribution gaussienne de déviation standard $\sigma_1 = 10 \times \sigma_0$. La même matrice de covariance étant utilisée pour les traces en liaison et les traces hors liaison de type 1 lors de l'ajustement du vertex, la méthode génère des queues dans les distributions des résidus des paramètres et dans les distributions des résidus normalisés²⁷ : en effet, les traces de type 1 sont alors 10 fois moins précises que ce qu'elle devraient être. Les traces hors liaison de type 2 sont, quant à elles, simulées en générant un deuxième vertex près du vertex principal. Les deux vertex sont distants de Δy suivant l'axe \vec{y} et les traces sont contenues dans des cônes d'ouverture $\theta = 1.6$ rad et de direction \vec{x} .

Les propriétés statistiques considérées sont les suivantes :

- La distribution de probabilité de χ^2 , $P(\chi_{\text{ndf}}^2 \geq \chi_{\text{obs}}^2)$, qui, dans le cas idéal, doit suivre une distribution plate entre 0 et 1 et dont la valeur moyenne doit donc être 0.5.
- La distribution des résidus des coordonnées du vertex principal.
- La distribution des résidus normalisés des coordonnées du vertex principal.

La figure 5.5, présente l'évolution de la valeur moyenne de $P(\chi_{\text{ndf}}^2 \geq \chi_{\text{obs}}^2)$ avec le degré de contamination pour une contamination de type 1 (à gauche) et de type 2 (à droite). La probabilité de χ^2 de l'ajustement adaptatif reste stable avec l'augmentation de la contamination

²⁷Le résidu normalisé d'une mesure x_i d'un paramètre x est défini par $(x_i - x)/\sigma_i$, σ_i étant l'incertitude attachée à la mesure x_i . Idéalement, si les incertitudes sont correctement estimées, une distribution de résidus normalisés suit une distribution gaussienne centrée en zéro et d'écart-type un.

et proche de 0.5, au contraire du cas de l'ajustement par moindres carrés, très rapidement perturbé par la contamination.

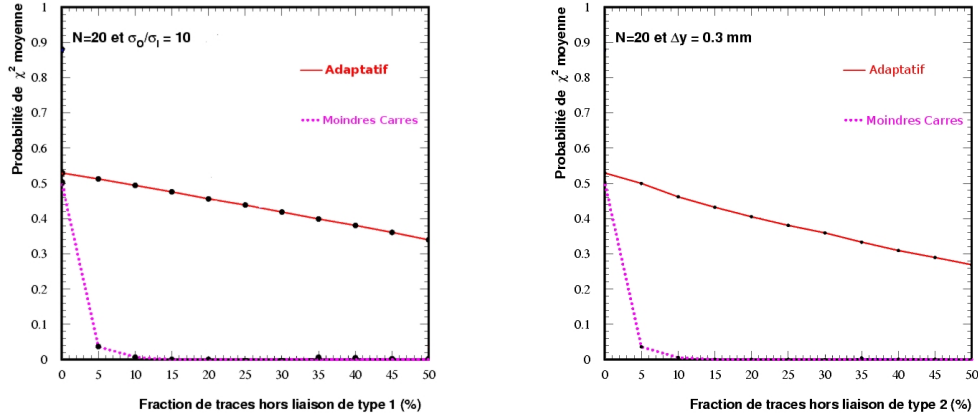


FIG. 5.5 – Probabilité de χ^2 moyenne du vertex principal ajusté en fonction de la fraction de traces hors liaison de type 1 (à gauche) et de type 2 (à droite) présentes dans un ensemble total de 20 traces [6].

Les figures 5.6 et 5.7 montrent l'évolution du RMS des résidus et du RMS des résidus normalisés en fonction du degré de contamination de type 1. Sur la figure 5.6, la variance obtenue en n'ajustant que les traces en liaison avec un ajustement par moindres carrés est également montrée; cette variance représente la variance idéale, ou variance minimale atteignable par les estimateurs (Minimum Variance Bound).

Alors que l'ajustement par moindres carrés dévie très rapidement du cas idéal à mesure que le degré de contamination de type 1 augmente, l'ajustement adaptatif produit des résultats comparables au cas idéal et paraît donc être insensible à la présence de traces hors liaison de type 1. Les figures 5.8 et 5.9 présentent l'évolution du biais des distributions de résidus, pour différentes valeurs d'espacement entre les deux vertex, ainsi que le RMS des résidus, en fonction du degré de contamination de type 2.

Sur la figure 5.8, quand l'espacement entre les deux vertex $\Delta y = 0.1\text{mm}$, c'est-à-dire $2\sigma_0$, ajustement adaptatif et moindres carrés subissent le même biais, l'ajustement adaptatif ne pouvant alors discriminer les traces contaminantes. Pour des espacements plus grands (3 ou $5\sigma_0$), l'ajustement adaptatif devient quasiment non-biaisé, les traces éloignées se voyant alors assignées un faible poids lors de l'ajustement. La figure 5.9 montre le RMS de la distribution des résidus pour un espacement $\Delta y = 0.5\text{mm} = 5\sigma_0$. Là encore, l'ajustement adaptatif produit un résultat semblable au cas idéal. Il peut paraître surprenant que l'ajustement par moindres carrés produise, selon \vec{y} , un résidu proche du résidu optimal alors qu'il diverge rapidement suivant l'axe \vec{x} . Cela vient du fait que les positions des vertex sont fixées. L'ajustement par moindres carrés ajuste un vertex « virtuel » se trouvant entre les deux vertex générés et ce en utilisant toutes les traces (en liaison et hors liaison), ce qui produit une estimation fautive, mais précise en ce sens où elle ne varie que très peu d'un événement à un autre.

L'ajustement adaptatif, qui dans tous les cas produit de meilleurs résultats que l'ajustement standard par moindres carrés et se montre relativement peu sensible à la présence de

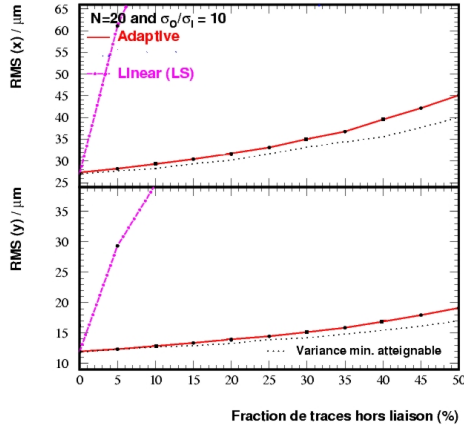


FIG. 5.6 – RMS des distributions de résidus suivant la direction transversale \vec{y} et longitudinale \vec{x} au cône et suivant la fraction de traces hors liaison de type 1 [6].

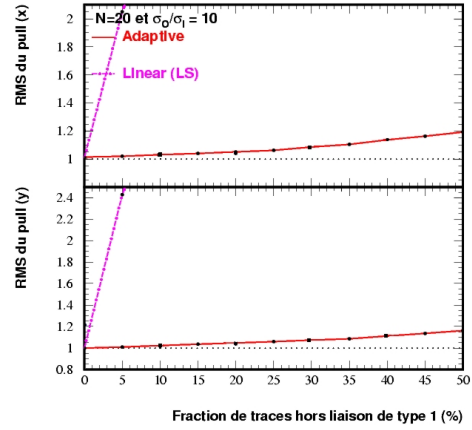


FIG. 5.7 – RMS des distributions de résidus normalisés suivant la direction transversale \vec{y} et longitudinale \vec{x} au cône et suivant la fraction de traces hors liaison de type 1 [6].

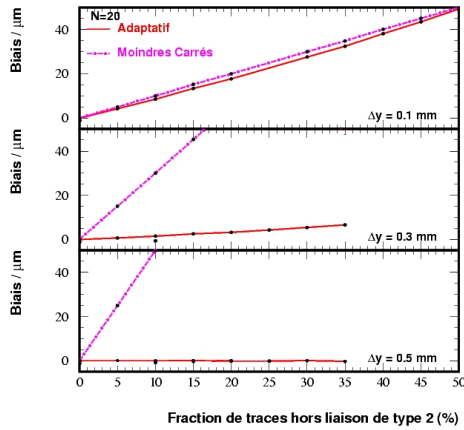


FIG. 5.8 – Biases moyen sur la position y du vertex en fonction de la fraction de traces hors liaison de type 2 et pour différents espacements [6].

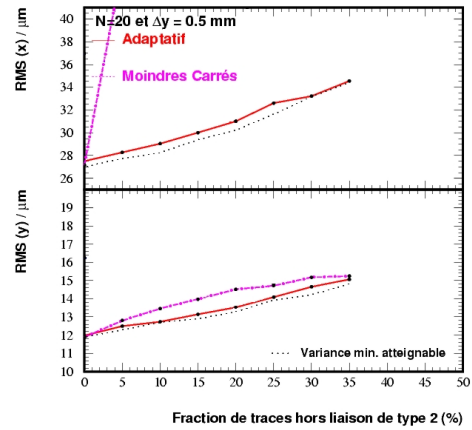


FIG. 5.9 – RMS des distribution de résidus suivant les directions \vec{x} et \vec{y} en fonction de la fraction de traces hors liaison de type 2 [6].

traces contaminantes, sera l'ajustement de vertex utilisé dans toute la suite de cette thèse.

Conclusion

La reconstruction de traces et de vertex dans CMS doit être assez efficace et précise pour pouvoir séparer les événements signant la physique recherchée des événements de bruit de fond. Les algorithmes doivent en outre être suffisamment robustes pour fonctionner dans un environnement fortement bruité. Les approches itératives fonctionnant sur la base d'assignations douces ont montré leur supériorité par rapport aux méthodes d'ajustement standard. Les chapitres suivants décrivent le développement d'un algorithme de recuit déterministe, algorithme lui aussi adaptatif et également fondé sur des assignations douces probabilistes, utilisé dans le cadre de la recherche de vertex.

Bibliographie

- [1] P. Billoir, Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 352-366
- [2] R. Frühwirth, *Application Of Kalman Filtering to track and vertex fitting*, Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 444.
- [3] M. Winkler, *A comparative study of track reconstruction methods in the context of CMS physics*, Thèse, Mai 2002.
- [4] R. Frühwirth, T. Todorov and M. Winkler, A comparative study of the Deterministic Annealing Filter at CMS, CMS IN 2003/043.
- [5] The TriDAS project - Technical Design Report, Volume 2 : Data acquisition and High Level Trigger, CERN/LHCC 02-26 (2002), ISBN 92-9083-111-4, chapter 14.4, pages 270-276.
- [6] J. D'Hondt, P. Vanlaer, R. Frühwirth and W. Waltenberger, Sensitivity of Robust Vertex Fitting Algorithms, CMS NOTE 2004/002, to appear in IEEE - Transactions on Nuclear Science.
- [7] P. Billoir, S. Qian, Nucl. Instr. and Meth. A 294 (1990) 219-228
- [8] P. Astier et al., Nucl. Instr. and Meth. A 450 (2000) 138-154
- [9] C. R. Rao, *Bull. Calcutta Math. Soc.*, 37 (1945) 81.
- [10] H. Cramér, *Mathematical Methods of Statistics*, Princeton Univ. Press, 1946.
- [11] R. Frühwirth et al., *New developments in vertex reconstruction for CMS*. Nucl. Instr. and Meth., A502 (2003) 699.
- [12] R. Frühwirth et al., *Vertex Reconstruction and track bundling et the LEP collider using robust algorithms*, Comput. Phys. Commun. 96 (1996) 189.
- [13] T. Boccali et al., *Vertex reconstruction framework and its implementation for CMS*, archive e-Print : physics/0306014, compte-rendu de la conférence 2003 sur le Calcul en Physique Nucléaire et des Hautes-Energies (CHEP 03), La Jolla, Californie.

Chapitre 6

Le recuit déterministe pour la recherche d'amas

Introduction

Le problème de la recherche d'amas est un problème très général recouvrant de nombreux domaines. On peut le considérer dans sa forme la plus simple, trouver le nombre d'amas regroupant des objets plus petits, jusqu'à des formes plus compliquées de classification de données selon une multitude de critères en considérant non plus l'espace à trois dimensions mais l'espace des critères de classification. Le cas de la recherche de vertex se ramène à la formulation simple de recherche dans l'espace réel à trois dimensions de « paquets » de points. En regardant la figure 6.1, on voit immédiatement un ensemble de quatre amas de

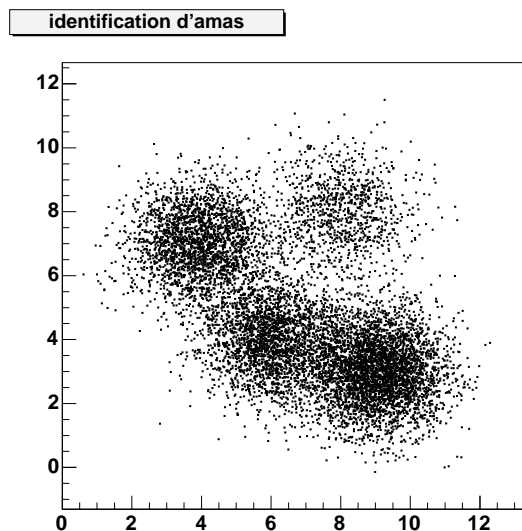


FIG. 6.1 – *Illustration de la recherche d'amas à 2 dimensions.*

petits points. La densité de points localisée en différents endroits fait clairement apparaître (pour le cerveau humain) ces quatre amas. On peut même remarquer que l'amas du haut à droite est moins dense que celui du bas à droite et que les deux amas de gauche semblent de la même densité. Deux aspects importants de la recherche d'amas se dégagent donc :

- le nombre de « paquets » dans lesquels se rangent les points,

- la densité de chaque « paquet » qui permet de définir le caractère certain ou non de son existence : un amas peu dense (en haut à droite) est considéré comme moins bien connu qu'un amas dense (en bas à droite).

La connaissance de ces amas de points passe donc intuitivement par des effets de moyenne (la position de l'amas) et de densité (probabilité d'existence).

L'algorithme du recuit déterministe [1,2], issu de la théorie de l'information, se place dans ce cadre puisqu'il consiste à définir les amas comme des objets placés à la valeur moyenne de la position des points avec une probabilité d'association entre chaque point et chaque amas. Le recuit déterministe utilise pour cela une analogie avec la physique statistique [3], dont nombre des concepts seront retrouvés ici.

6.1 Présentation du problème

La recherche d'amas est définie comme le partitionnement d'un ensemble de données en sous-groupes, chacun d'eux étant aussi homogène que possible. Le problème du partitionnement s'exprime souvent mathématiquement comme la minimisation d'une fonction, appelée généralement fonction de coût. Dans le cas présenté ici, la grandeur importante est la distance d entre les points. La fonction de coût apparaît donc concrètement comme la notion de distorsion :

$$D = \sum_x p(x)d(x, y(x)) = \frac{1}{N} \sum_x d(x, y(x)) \quad (6.1)$$

où l'on appelle $\{x\}$ l'ensemble des points x à partitionner et $\{y\}$ l'ensemble des amas y . Dans la suite, on appellera **prototype** le point désigné par le vecteur y car c'est seulement à la fin de l'algorithme, une fois l'assignation de tous les points à tous les prototypes effectuée, que l'on peut parler d'amas. La mesure de la distorsion D est obtenue par le calcul de la distance moyenne entre tous les points et tous les prototypes pondérée par un coefficient, $p(x)$, représentant la connaissance *a priori* de chacun des points. On se limite dans une première approche à considérer N points sans information particulière, soit avec $p(x) = 1/N \quad \forall x$. On peut alors trouver la solution au problème du partitionnement si l'on trouve l'ensemble des prototypes qui « représente » le mieux l'ensemble des points, c'est-à-dire qui s'en approche le plus au sens de la distorsion. Il faut donc trouver le minimum de la fonction de distorsion avec le minimum de prototypes : il s'agit d'un problème d'optimisation sous contrainte dont la fonction de coût présente certainement des minima locaux. Bien que variées [4-6], les solutions itératives apportées oscillent toutes autour de deux étapes d'ajustement complémentaires :

- l'optimisation du calcul des poids affectés à chaque association prototype-point,
- l'optimisation de la position du prototype connaissant ces associations.

Si on laisse le système évoluer, *i.e.* si le coût global est calculé avant chaque ajustement, alors *on peut démontrer* que cette procédure itérative est monotone décroissante en fonction de la distorsion. La convergence vers un minimum local de la distorsion est donc assurée.

6.2 Le recuit déterministe

6.2.1 Recherche de l'énergie libre minimale

Plusieurs formes de recuit déterministe ont été développées suivant le principe itératif commun évoqué plus haut. Les plus récents s'insèrent dans un cadre purement probabiliste, où chaque point est contenu dans tous les amas à la fois avec une certaine probabilité. On

parlera donc de *probabilité d'association entre un point et un prototype* $p(x,y)$.

Le cadre probabiliste représente la plus grosse différence et la plus grande amélioration apportée par le recuit déterministe par rapport à toutes les autres méthodes de partitionnement classiques évoquées plus haut. En d'autres termes, le partitionnement obtenu par méthode classique ne sera qu'un cas particulier du partitionnement obtenu par recuit déterministe : celui où les probabilités d'association valent $\mathbf{0}$ ou $\mathbf{1}$. Ce dernier est communément appelé partitionnement « dur » par opposition au partitionnement « doux » probabiliste.

Dans ce cadre probabiliste, la distorsion peut s'écrire :

$$\begin{aligned} D &= \sum_x \sum_y p(x,y) d(x,y) \\ &= \sum_x p(x) \sum_y p(y|x) d(x,y) \end{aligned} \quad (6.2)$$

où $p(x,y)$ est la distribution de probabilité jointe et $p(y|x)$ la probabilité d'associer un prototype y à un point x donné. À la limite du partitionnement « dur », chaque point est associé à un unique prototype avec une probabilité égale à $\mathbf{1}$. La distorsion (6.2) devient alors identique à la distorsion (6.1) obtenue dans le partitionnement « dur » classique.

La minimisation de la distorsion donnée par (6.2) par rapport aux paramètres libres $\{y, p(y|x)\}$ produirait immédiatement une solution de partitionnement « dur » puisqu'il est toujours avantageux d'assigner chaque point au prototype « le plus proche ». Dans la recherche d'un partitionnement « doux », il nous faut donc remplacer la recherche directe de la distorsion minimale par une minimisation de la distorsion à un certain degré de désordre donné lié au nombre de prototypes. La mesure du désordre étant donnée par l'entropie (ou *entropie de Shannon*) :

$$S(X, Y) = - \sum_x \sum_y p(x,y) \log [p(x,y)]. \quad (6.3)$$

La recherche du partitionnement optimal peut alors être reformulée comme étant la minimisation du lagrangien :

$$F = D - TS \quad (6.4)$$

où T est un multiplicateur de Lagrange. Si l'on considère un système physique dont l'énergie moyenne est D et dont l'entropie est S , alors le lagrangien F est exactement l'énergie libre du système (ou potentiel thermodynamique) et le paramètre T sa température. De même que la température d'un système gouverne son degré de désordre, le multiplicateur de Lagrange T (que nous appellerons température par analogie) gouvernera également le degré de désordre imposé à l'association.

La minimisation de F consiste donc, à une température donnée, en deux actions :

- **maximisation de l'entropie** (effet important dans les hautes températures),
- **minimisation de la distorsion** (effet important dans les basses températures).

La compréhension de ce qui précède peut se faire par analogie avec *le principe d'entropie maximale*. Supposons que l'on fixe le niveau de distorsion attendu et que l'on cherche à estimer la distribution de probabilité d'association. L'objectif est de caractériser la solution aléatoire tout en diminuant graduellement le niveau de distorsion jusqu'à obtenir une distorsion minimale. Pour estimer la distribution, on utilise le principe d'entropie maximale de Jaynes [7] qui s'expose comme suit : *de toutes les distributions de probabilité qui satisfont à un ensemble donné de contraintes, on choisit celle qui maximise l'entropie*. Nous chercherons

donc la distribution de probabilité qui maximise S , et ce pour un niveau de distorsion donné D . Le lagrangien à maximiser est donc

$$S - \beta D \quad (6.5)$$

β étant le multiplicateur de Lagrange. On obtient donc l'optimisation des lagrangiens (6.4) et (6.5) simultanément avec la même solution pour $\beta = 1/T$, les deux formulations sont donc strictement équivalentes.

Pour analyser plus précisément l'énergie libre F , on peut décomposer l'entropie jointe en deux termes : $S(X, Y) = S(X) + S(Y|X)$ où $S(X) = -\sum_x p(x) \log p(x)$ est l'entropie de l'ensemble des points, qui est indépendante du partitionnement. On peut donc enlever ce terme constant de la définition du lagrangien et ne conserver que l'entropie conditionnelle :

$$S(Y|X) = -\sum_x p(x) \sum_y p(y|x) \log[p(y|x)] \quad (6.6)$$

La minimisation de F par rapport aux probabilités d'association $p(y|x)$ donne la distribution de Gibbs

$$p(y|x) = \frac{1}{Z_x} e^{-\frac{d(x,y)}{T}} \quad (6.7)$$

avec la normalisation

$$Z_x = \sum_y e^{-\frac{d(x,y)}{T}} \quad (6.8)$$

correspondant à la fonction de partition canonique de la physique statistique. Le minimum de l'énergie libre (noté F^*) par rapport aux probabilités d'association $p(y|x)$ est obtenu en insérant (6.7) dans (6.4)

$$\begin{aligned} F^* &= \min_{\{p(y|x)\}} F \\ &= -T \sum_x p(x) \log Z_x \\ &= -T \sum_x p(x) \log \sum_y e^{-\frac{d(x,y)}{T}}. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Pour minimiser l'énergie libre par rapport aux positions des prototypes, on recherche leurs états stables, c'est-à-dire de variation de distorsion nulle ($dD/dy=0$) :

$$\sum_x p(y|x) \frac{d}{dy} d(x, y) = 0 \quad (6.10)$$

pour chaque prototype y . Ce qui amène à la position exacte des prototypes (le terme « déterministe » dans le nom de l'algorithme vient de là) :

$$y = \frac{\sum_x x p(x) p(y|x)}{\sum_x p(x) p(y|x)} \quad (6.11)$$

Pratiquement, l'algorithme consiste alors à trouver l'ensemble des prototypes minimisant la valeur de F^* pour une valeur de la température donnée. Le processus de recuit consiste à partir d'une température élevée et chercher le minimum au fur et à mesure que la température décroît. L'itération centrale est donc la succession de deux étapes :

- fixer les prototypes et utiliser l'équation (6.7) pour calculer les associations ;
- fixer les associations et optimiser la position des prototypes en utilisant l'équation (6.11).

La façon dont fonctionne le système peut être comprise en observant l'évolution des probabilités d'association en fonction de la température :

- À très haute température ($T \rightarrow \infty$) les distributions sont uniformes, chaque point est donc associé également à tous les prototypes, c'est-à-dire à tous les amas. Les associations sont extrêmement douces.
- À mesure que T diminue, les distributions deviennent plus discriminantes et les associations moins douces.
- À température nulle, la classification devient dure, chaque point est associé au prototype le plus proche.

En partant d'une haute température, où chaque point influence tous les prototypes, et en refroidissant doucement le système, on localise graduellement les influences des points sur les prototypes.

En résumé, le processus est un recuit car il maintient l'énergie libre à sa valeur minimale (à l'équilibre thermique) au fur et à mesure que la température décroît ; il est déterministe parce qu'il minimise l'énergie libre directement en optimisant le système, il ne réchauffe jamais le système à l'inverse d'un processus de simulation stochastique de la dynamique du système comme le recuit simulé.

La figure 6.2 donne une représentation du processus dans le cas d'un partitionnement unidimensionnel de cinq points (en noir) et avec un seul prototype, représenté par le maximum de la probabilité d'assignation (point rouge), au fur et à mesure que la température décroît (les hautes températures sont en rouge, les basses en bleu). Le partitionnement final n'est pas idéal puisqu'un seul amas, sur les trois visibles a été trouvé. Ce problème vient du choix initial du nombre de prototypes (un seul dans ce cas) qui n'est pas adapté au nombre d'amas à trouver.

Comme on ne connaît pas, *a priori*, le nombre d'amas à trouver et donc le nombre de prototypes nécessaires au partitionnement, une adaptation automatique du système est indispensable : c'est le rôle du mécanisme de transition de phase.

6.2.2 Détermination du nombre de prototypes : transitions de phase

De même qu'un système physique peut, sous certaines conditions, subir des transitions de phase (de l'eau liquide qui gèle quand la température critique est atteinte), nous allons voir que notre système peut également produire des transitions de phase qui consisteront en la création de nouveaux prototypes. Ce phénomène est très important car il fournit une manière de contrôler l'ordre de grandeur du nombre de partitions à trouver en le reliant à l'échelle de la solution, c'est-à-dire à la température minimale à fixer.

Commençons par considérer le cas des très hautes températures ($T \rightarrow \infty$). Les probabilités d'association (6.7) sont uniformes et l'équation (6.11) devient :

$$y = \frac{1}{N} \sum_x x, \quad (6.12)$$

le seul prototype est donc placé au centre de la distribution de points.

Il faut maintenant poser les bases du raisonnement concernant la possibilité de cet algorithme à générer des prototypes. Plutôt que de considérer le nombre de prototypes exacts, représentant directement le nombre d'amas recherchés, considérons un nombre *a priori* non défini de prototypes se répartissant en prototypes effectifs. C'est le nombre de prototypes effectifs qui

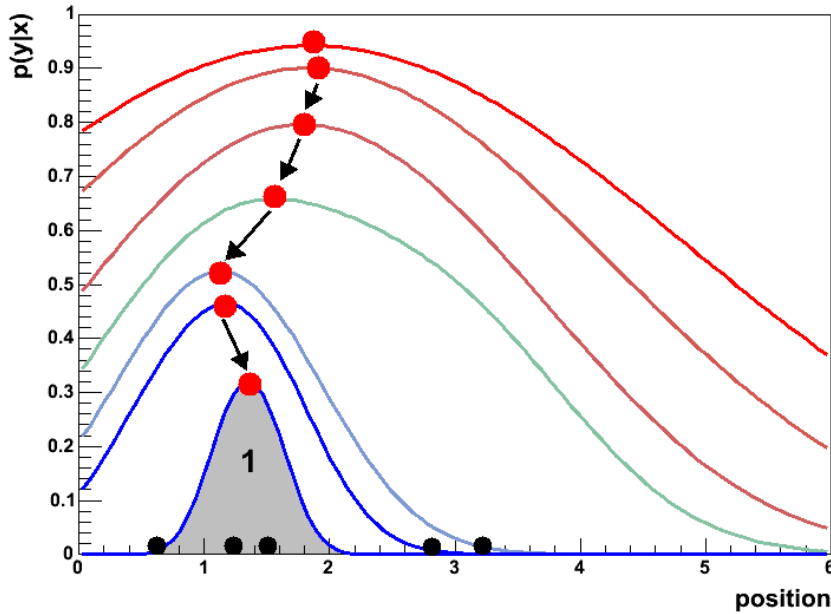


FIG. 6.2 – Partitionnement à une dimension d'un ensemble de 5 points avec un unique prototype.

est la vraie taille du modèle. À haute température, l'ensemble des prototypes se résume en un seul prototype effectif. On dira donc qu'il n'y a qu'un seul amas : l'ensemble total des points. À mesure que l'on abaisse la température, la taille du modèle change. On considère donc le nombre de prototypes effectifs comme caractérisant la phase du système : à chaque transition de phase, ce nombre augmente et fait ainsi apparaître les amas. Pour comprendre l'évolution du système, une analyse de la transition de phase est nécessaire.

Mathématiquement, au-dessus de la température critique, la solution trouvée n'est pas un minimum de l'énergie libre ; elle le devient dès que la température ambiante égale la température critique. Il est donc naturel de définir le point critique comme le point pour lequel le Hessien de F^* devient négatif. Le calcul du Hessien étant très compliqué à cause du grand nombre de données possibles, on lui substitue une approche variationnelle.

Si l'on note $Y + \epsilon\Psi = \{y + \epsilon\psi_y\}$ l'ensemble perturbé des prototypes, où ψ_y est la perturbation appliquée à y et ϵ un scalaire positif utilisé pour échelonner l'amplitude de la perturbation, la condition d'optimisation de la position des prototypes peut être réécrite comme suit :

$$\frac{d}{d\epsilon} F^*(Y + \epsilon\Psi)|_{\epsilon=0} = 0 \quad \forall \Psi. \quad (6.13)$$

La condition de transition de phase est quant à elle obtenue par :

$$\frac{d^2}{d\epsilon^2} F^*(Y + \epsilon\Psi)|_{\epsilon=0} = 0 \quad \forall \Psi \quad (6.14)$$

où l'égalité (6.14) indique que le minimum atteint avec (6.13) n'est pas stable. L'état obtenu peut être qualifié de *méta-stable* en ce sens où il n'y aura divergence que s'il y a perturbation (de la même manière qu'une flaque d'eau ne gèle que si elle est perturbée, par exemple par une vibration ou une poussière). Après différentiation de l'équation (6.14) on obtient

$$\sum_y p(y) \psi_y^t \left[\mathbf{I} - \frac{2}{T} \mathbf{C}_{x|y} \right] \psi_y + \sum_x p(x) \left[\sum_y p(y|x) (x-y)^t \psi_y \right]^2 = 0 \quad (6.15)$$

où

$$\mathbf{C}_{x|y} = \sum_x p(x|y) (x-y)(x-y)^t \quad (6.16)$$

est la matrice de covariance de la distribution *a posteriori* $p(x|y)$ de l'amas correspondant au prototype effectif y . L'équation (6.15) étant valable quelle que soit la perturbation ψ , on peut chercher à la simplifier en utilisant une perturbation particulière. Le second terme de l'équation étant toujours positif ou nul, on peut chercher une perturbation particulière qui l'annule, de sorte que l'équation ne contienne plus que le premier terme, seul sujet à un changement de signe en fonction de la température. Pour ce faire, on suppose qu'il y a plusieurs prototypes coïncidents au même prototype effectif y_0 . Il y aura bifurcation de la solution et annulation du deuxième terme de l'équation (6.15) si l'on choisit une perturbation satisfaisant

$$\begin{cases} \psi_y = 0 \quad \forall y \neq y_0 \\ \sum_{y \in Y: y=y_0} \psi_y = 0. \end{cases} \quad (6.17)$$

Avec cette perturbation le second terme de l'équation (6.15) devient

$$\sum_x p(x) \left[p(y_0|x) (x-y_0)^t \sum_{y \in Y: y=y_0} \psi_y \right]^2$$

qui est annulé par la condition (6.17).

En conclusion, la condition pour la transition de phase requiert que la distribution de points et le prototype effectif y_0 satisfassent la condition :

$$\det \left[\mathbf{I} - \frac{2}{T} \mathbf{C}_{x|y_0} \right] = 0. \quad (6.18)$$

La température critique T_c est, par suite, déterminée comme étant

$$T_c = 2\lambda_{\max} \quad (6.19)$$

où λ_{\max} est la plus grande valeur propre de la matrice de covariance $\mathbf{C}_{\{x|y_0\}}$. En d'autres termes, une transition de phase aura lieu dès que la température sera inférieure à deux fois la variance le long de l'axe principal de l'amas. La séparation des prototypes se fera donc suivant cet axe.

La figure 6.3 présente le même problème de partitionnement que sur la figure 6.2 avec, cette fois, mécanisme de transition de phase. Le bon nombre d'amas est maintenant trouvé grâce à deux transitions de phase successives (représentées par les flèches) durant le refroidissement.

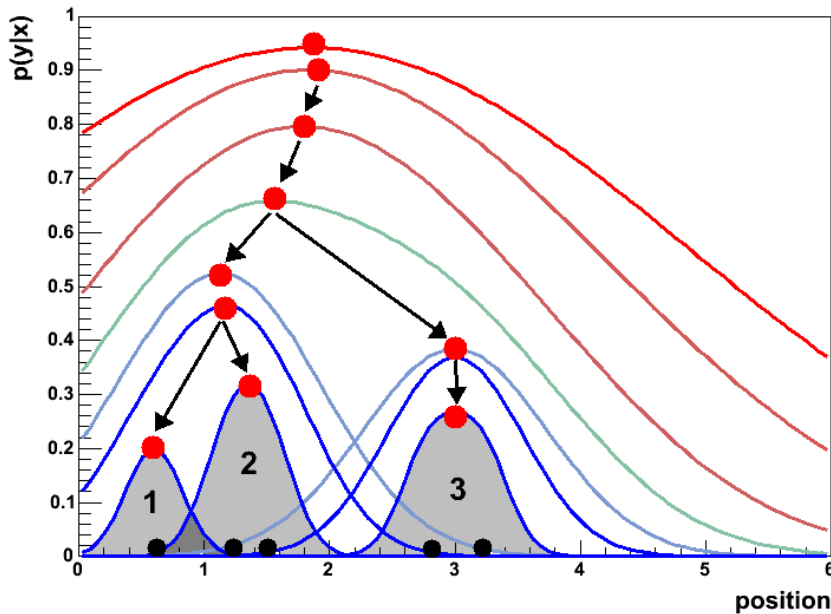


FIG. 6.3 – Partitionnement à une dimension d'un ensemble de 5 points avec mécanisme de transitions de phases.

La figure 6.4 illustre également le processus de recuit déterministe sur une recherche à deux dimensions, avec représentation de la valeur propre la plus grande λ de la matrice de covariance de l'amas. Les six étapes présentées sont les suivantes :

1. À haute température, le processus est initialisé avec un seul prototype placé au centre de gravité de tous les points avec un poids égal à un. À ce stade, il n'y a qu'une seule partition (qu'un seul amas) et tous les points sont associés au même prototype. La valeur propre maximale de la matrice de covariance $C_{\{x|y\}}$ est λ . Le vecteur propre associé à λ est porté par l'axe principal de la partition (ou composante principale de l'amas) représenté par la double flèche. La valeur propre λ est recalculée à chaque abaissement de température.
2. La température a atteint la température critique. Il y a transition de phase et un deuxième prototype est créé. Chaque prototype subit une perturbation (dans le cas présent c'est une translation) suivant l'axe principal de l'amas de $+\epsilon/2$ pour l'un et $-\epsilon/2$ pour l'autre, de sorte que la minimisation de la distortion les fasse migrer vers deux nouvelles zones de forte influence : les centres de gravité des deux partitions.
3. Les nouvelles valeurs propres des deux matrices de covariance sont recalculées à chaque itération.
4. La température a atteint la température critique de l'amas de gauche, il y a transition de phase pour cet amas.
5. La température a atteint la température critique de l'amas de droite, il y a transition

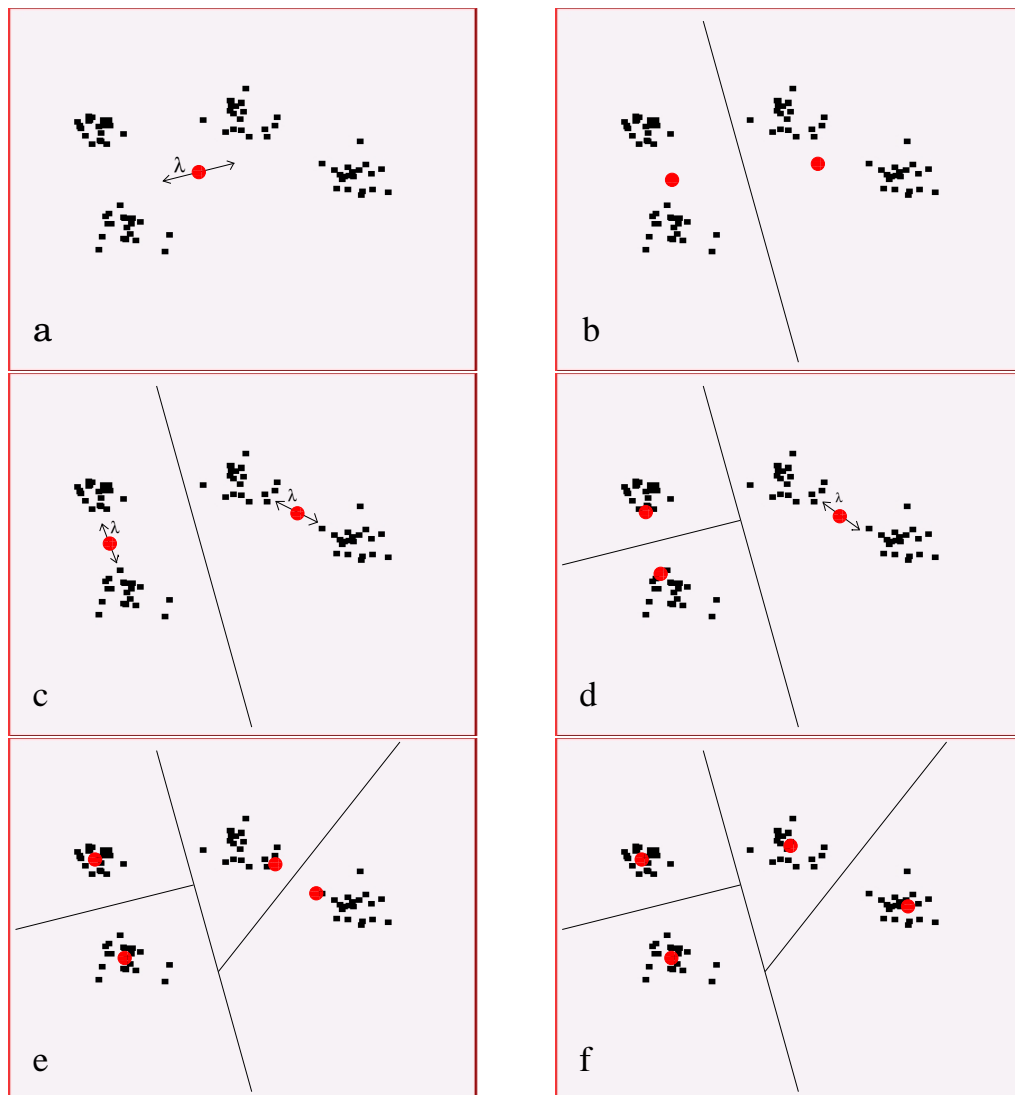


FIG. 6.4 – Illustration d'un processus de recuit déterministe dans le partitionnement d'un ensemble de distributions gaussiennes de points.

de phase pour cet amas.

6. A mesure que la température s'abaisse, les portées des interactions sont de plus en plus petites et les prototypes se stabilisent près des points les plus proches.

Conclusion

Le recuit déterministe est une solution efficace au problème général du partitionnement de données. Fondé sur des assignations douces entre des prototypes et chaque donnée, il permet, après adaptation automatique à la topologie et au nombre d'amas à trouver, d'obtenir une représentation simplifiée de l'ensemble des données : l'ensemble des prototypes finaux.

Le processus, dont le fonctionnement a été illustré sur le partitionnement d'ensembles de points, peut être appliqué à n'importe quelle topologie, comme le partitionnement de traces

venant de différents vertex.

Cette application spécifique à la recherche de vertex et les performances obtenues sont présentées dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] K. Rose, E. Gurewitz et G. C. Fox, "A deterministic annealing approach to clustering", *Pattern Recognition Lett.*, vol. 11, num. 9, p. 589-594, 1990
- [2] K. Rose, "Deterministic Annealing for clustering, compression, classification, regression and related optimization problems" *Proc. IEEE*, vol. 86, num. 11, p. 2210-2239, 1998
- [3] "Statistical mechanics and phase transitions in clustering", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 8, p. 945-948, 1990
- [4] S. P. Lloyd, "Least squares quantization in PCM", *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. IT-28, p. 129-137, 1982
- [5] J. MacQueen, "Some methods for classification and analysis of multivariate observations", *Proc. 5th Berkeley Symp. Math. Statistics and Probability*, p. 281-297, 1967
- [6] G. Ball and D. Hall, "A clustering technique for summarizing multivariate data", *Behav. Sci.*, vol. 12, p. 153-155, 1967
- [7] E.T. Jaynes, "Information theory and statistical mechanics", *Papers on Probability, Statistics and Statistical Physics*, R.D. Rosenkrantz, Ed. Dordrecht, The Netherlands : Kluwer, 1989.

Chapitre 7

Application du recuit déterministe à la recherche de vertex

La recherche de vertex peut être vue comme un problème de partitionnement. L'ensemble des traces d'un événement est alors l'ensemble des vecteurs d'entrée $\{x\}$ (nous verrons également d'autres définitions de vecteurs d'entrée) et le problème consiste alors à trouver des sous-ensembles de traces dans lesquels chaque trace provient du même vertex. Ce chapitre présente les méthodes d'application du recuit déterministe à la recherche de vertex puis les résultats obtenus, et ce en comparaison avec l'algorithme de reconstruction de vertex principal PVR.

7.1 Résultats et mise au point avec des vertex fictifs

La mise au point d'un algorithme de reconstruction de vertex nécessite d'avoir un lot de données à analyser représentant le plus simplement possible un ou plusieurs vertex, c'est-à-dire seulement un ensemble de traces ne provenant pas toutes du même point, et ce, sans aucune réalité physique (le détecteur n'étant pas simulé). Ce n'est qu'après s'être assuré que l'algorithme reconstruit bien ces vertex fictifs, que l'on pourra l'appliquer à des événements simulés.

7.1.1 Reconstruction de vertex fictifs : le cas le plus simple

Le cas le plus simple que l'on puisse imaginer pour la reconstruction de vertex est le suivant : deux ensembles de quelques traces séparées d'un centimètre et contenues dans deux cônes de même orientation (voir figure 7.1 et table 7.1).

Le choix de topologie le plus simple pour partitionner un ensemble de trace est de définir chaque entrée comme étant une trace et la distance prototype-entrée comme étant le carré de la distance minimale d'approche de la trace au prototype. Avec ce choix de topologie, le recuit déterministe (tout comme le PVR) est très efficace et trouve tous les vertex du cas fictif le plus simple.

7.1.2 Reconstruction de vertex fictifs : un cas plus réaliste

Pour vérifier l'intérêt de la méthode, l'étude sur un cas plus réaliste, présenté table 7.2 est nécessaire. Cette étude a porté sur 500 événements fictifs réalistes et a montré une faible

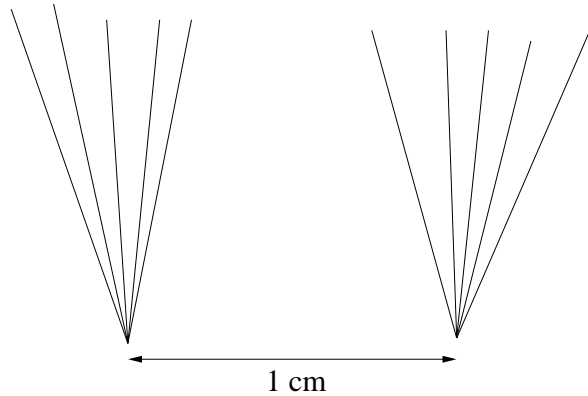


FIG. 7.1 – Deux vertex fictifs idéaux séparés d'un centimètre (cas le plus simple).

TAB. 7.1 – Topologie du cas le plus simple.

	Vertex primaire	Vertex secondaire
Nombre de traces	9 à 11	4 à 5
Impulsion totale en GeV/c	30	20
Dispersion gaussienne de la position	50 μm	50 μm
Ouverture angulaire	15 degrés	15 degrés
Direction des jets par rapport à l'axe PV-SV	perpendiculaire	perpendiculaire
Distance entre les vertex	1 mm à 1 cm	

efficacité (de l'ordre de 20%) du recuit déterministe à trouver le vertex secondaire, alors que l'algorithme PVR est pleinement efficace (environ 100%).

TAB. 7.2 – Topologie du cas réaliste.

	Vertex primaire	Vertex secondaire
Nombre de traces	9 à 11	4 à 5
Impulsion totale en GeV/c	30	20
Dispersion gaussienne de la position	50 μm	50 μm
Ouverture angulaire	180 degrés	15 degrés
Direction des jets par rapport à l'axe PV-SV	perpendiculaire	parallèle
Distance entre les vertex	1 mm à 1 cm	

Problème du partitionnement des traces

L'inefficacité du recuit déterministe à trouver le vertex secondaire est liée à la définition même de la distorsion. En effet, comme représenté sur la figure 7.2, la distance minimale d'approche entre un prototype et une trace est bien plus faible que la distance entre les deux vertex qui, elle, est la vraie dimension du problème du partitionnement. Dans un tel cas, le premier prototype, à haute température, est placé au centre de gravité de toutes les traces : le vertex primaire. Ensuite, à mesure que la température décroît, aucun prototype ne peut migrer

vers le vertex secondaire car la distance à chaque trace (et donc la mise à jour des positions des prototypes) est trop faible, ce qui explique que le vertex primaire est systématiquement trouvé alors que le vertex secondaire ne l'est pas.

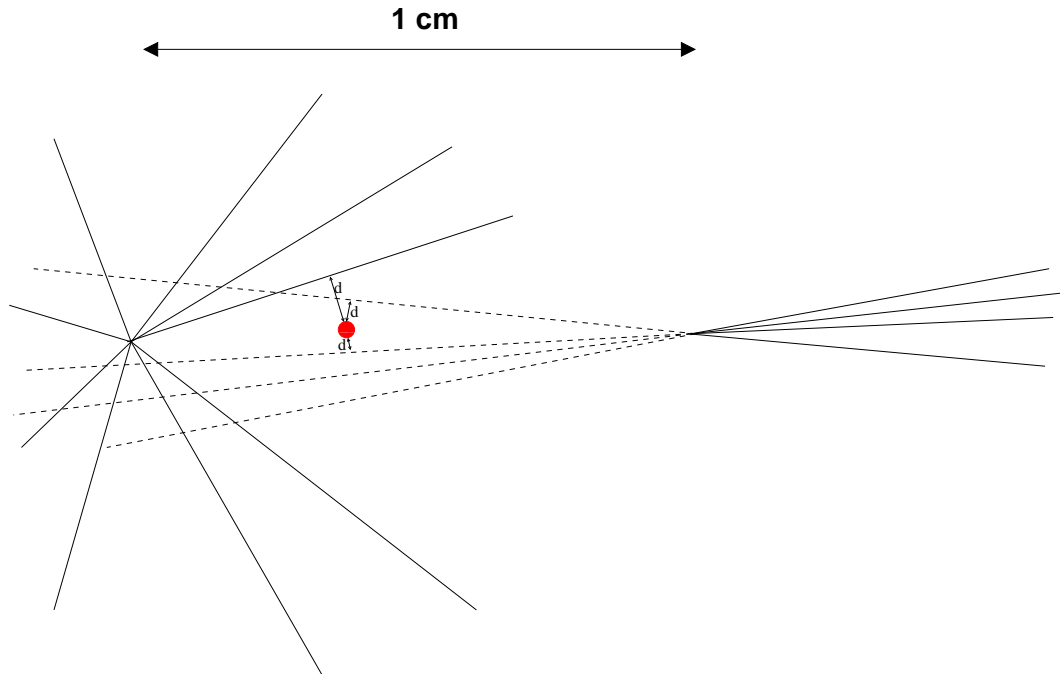


FIG. 7.2 – Définition de la distance d trace-prototype (vertex fictifs du cas réaliste).

Partitionnement des points APEX

Pour éviter le problème topologique évoqué ci-dessus, une nouvelle approche a été adoptée [1] : le formalisme du **point apex**. Le concept principal en est le suivant : *on substitue chaque trace par le point le plus « représentatif » possible* : le point apex, toute la difficulté étant de définir correctement ce point.

Dans le cas de la recherche de vertex, on peut définir l'apex comme étant le point de la trace le plus proche du vertex. Il est à noter que le remplacement trace-apex n'est pas forcément unique et qu'une même trace peut être représentée par plusieurs apex.

Le problème de partitionnement d'un ensemble de traces en sous-ensembles est alors remplacé par le partitionnement d'un ensemble de points, comme illustré figure 7.3.

La recherche des points apex se fait en plusieurs étapes, en itérant sur l'ensemble de toutes les traces :

- On projette toutes les autres traces sur la trace courante. La projection est réalisée en calculant le point de plus petite approche comme étant le point pour lequel la distance normale entre les deux traces est la plus petite (un exemple est donné figure 7.4).
- Chaque point de projection, P_{3D} , de la trace courante est alors redéfini dans un repère unidimensionnel R_{1D} où la nouvelle position, P_{1D} , représente la distance curviligne du

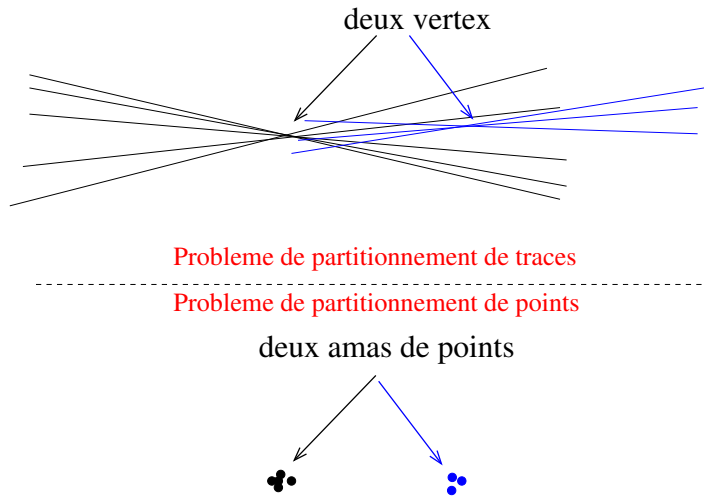


FIG. 7.3 – Illustration de changement de topologie : remplacement des traces par leurs apex.

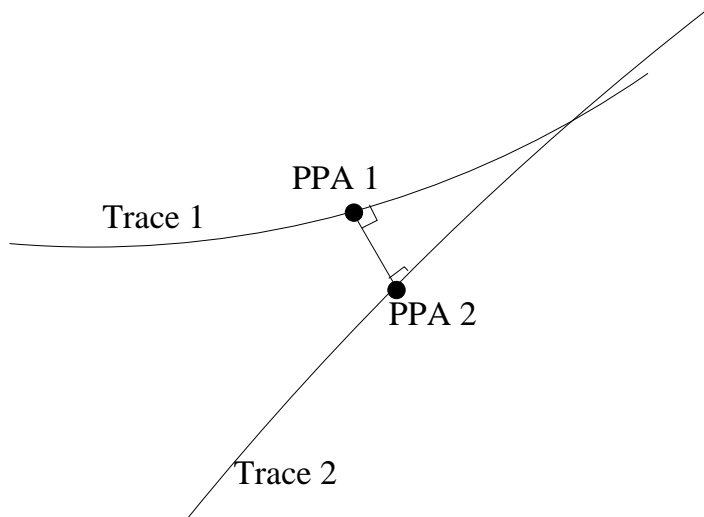


FIG. 7.4 – Illustration du calcul des points de plus petite approche (PPA).

point P_{3D} à l'origine du repère R_{3D} ²⁸. À chaque point est également attaché un poids : l'inverse de la distance entre la trace courante et la trace projetée. Une trace proche de la trace courante (par exemple en venant du même vertex) engendrera donc un point P_{1D} de poids fort alors qu'une trace éloignée (ne provenant pas du même vertex) aura un poids plus faible.

- Parmi l'ensemble des points P_{1D} de la trace courante, le point apex A_{1D} peut être recherché par différents algorithmes de partitionnement [1]. L'algorithme utilisé ici renvoie le barycentre des deux points voisins ayant le plus grand poids.
- Finalement, le point apex A_{1D} dans le repère R_{1D} est transformé en point apex A_{3D} dans le repère R_{3D} . La trace courante est remplacée par A_{3D} .

²⁸Strictement parlant, la distance curviligne n'est pas calculée vis-à-vis de l'origine du repère R_{3D} mais vis-à-vis du point d'impact de la trace.

7.1.3 Mise en œuvre de l'algorithme de Recuit Déterministe

L'implémentation du recuit déterministe pour une recherche de vertex fondée sur les points apex comporte différentes étapes successives :

- Étant donné un ensemble de traces reconstruites, tous les points apex sont calculés.
- Le recuit est alors appliqué sur l'ensemble des points apex. Au début, un unique prototype est associé à tous les points apex. À mesure que la température décroît d'un facteur de refroidissement défini (voir ci-dessous), les conditions de transition de phase sont étudiées, et, si nécessaire, un nouveau prototype est créé. À chaque étape, les probabilités d'assignation et les positions des prototypes sont mises à jour. À la fin du processus, quand la température minimale T_{\min} choisie est atteinte, les prototypes sont fixés et les points apex définitivement assignés à un seul prototype si la probabilité d'assignation est supérieure à une certaine valeur de coupure. Seuls les prototypes qui ont été associés à au moins deux apex sont retenus comme candidats vertex.
- Pour chaque prototype, les points apex associés sont remplacés par leur trace d'origine. Chaque prototype devient alors un germe de vertex : un point associé à un ensemble de traces.
- Les positions des germes de vertex sont ajustés aux traces, le germe devient un vertex reconstruit.

Avec cette mise en œuvre, le recuit déterministe cherche tous les vertex (primaire et secondaires) dans le même temps, sans connaissance préalable du nombre de vertex à trouver.

L'algorithme contient trois paramètres ajustables :

- la température minimale T_{\min} , exprimée en cm^2 , est la condition d'arrêt de l'algorithme. Elle représente l'échelle de distance à laquelle deux amas ne seront plus discernables. Par exemple, dans la recherche de deux vertex séparés d'environ $300 \mu\text{m}$, la température minimale fixée sera de l'ordre de $2 \times (300 \mu\text{m})^2 \approx 0.002 \text{ cm}^2$.
- Le facteur de refroidissement R , compris entre 0 et 1. À chaque étape, la température diminue suivant la relation $T = T \times R$.
- La probabilité finale minimale d'assignation d'un apex à un prototype.

Avec cette procédure, fondée sur le partitionnement des points apex, le recuit est parfaitement efficace (de l'ordre de 100%) pour trouver les vertex fictifs. Les performances obtenues dans un environnement réaliste, avec simulation complète du détecteur, sont présentées dans la section suivante.

7.2 Recherche de vertex d'événements $b\bar{b}$

Pour évaluer les performances du recuit déterministe dans une recherche réaliste de vertex $B\bar{B}$, le cadre du programme d'analyse utilisé est le suivant :

- 4000 événements $b\bar{b}$ ($E_t = 100$ GeV, $\eta < 1.4$, sans empilement) ont été générés avec le programme PYTHIA et une simulation détaillée [5] de la réponse du détecteur a été utilisée. Les événements ont été reconstruits avec le programme ORCA [2] (version 7.6.1).
- Pour chaque événement :
 - les traces sont reconstruites avec le filtre à recuit déterministe (DAF) (chapitre 5) ;
 - les germes de vertex produits par recuit sont ajustés avec l'ajustement adaptatif (chapitre 5).

7.2.1 Définition des efficacités, puretés et taux de faux dans la reconstruction de vertex

Pour évaluer la qualité d'un algorithme de reconstruction de vertex, il est nécessaire de définir un certain nombre d'estimateurs de qualité :

- La **pureté** P_i d'un vertex reconstruit R est définie, étant donné un vertex simulé S_i , par la fraction de traces du vertex R correctement associées aux traces simulées du vertex S_i . Un vertex reconstruit est alors considéré comme vrai si, après avoir calculé toutes les puretés P_i (en associant successivement le vertex reconstruit à chaque vertex simulé S_i), la pureté la plus grande, P_j , est supérieure (strictement) à 50%. Le vertex reconstruit est alors dit « associé » au vertex simulé S_j . Si l'on ne trouve aucune pureté supérieure à 50%, alors le vertex reconstruit est considéré comme faux.
- L'**efficacité de reconstruction** de vertex est définie comme étant la fraction de vertex simulés ayant été associés à un vertex reconstruit. On définit une efficacité de reconstruction de vertex primaire et une de vertex secondaires.
- Le **taux de faux global** présente deux contributions possibles : les vertex reconstruits non-associés (les « faux ») et les vertex reconstruits associés à un vertex simulé préalablement associé à un autre vertex reconstruit car partageant plus de traces avec lui ; on parlera alors de « vertex jumeaux ». Le taux de faux est défini globalement, *i.e.* sans distinction entre vertex primaire ou secondaire.
- L'**efficacité d'assignation** des traces est la fraction de traces simulées d'un vertex S_j associé à un vertex R ayant été correctement assignées à une trace reconstruite du vertex R .

7.2.2 Sélection des vertex simulés

Une sélection des vertex simulés est nécessaire pour obtenir une évaluation des performances de reconstruction de vertex indépendante de l'efficacité de reconstruction de trace. Pour s'en assurer, un vertex simulé est retenu – et appelé reconstruisible – si au moins deux de ses traces ont été reconstruites.

La question de l'agglomération ou non des vertex simulés proches (par exemple, la désintégration d'un méson charmé issu d'une première désintégration d'un méson B) n'est pas encore résolue au sein de la collaboration. Ici, le choix a été fait de n'agglomérer aucun vertex simulé, et ce pour les raisons suivantes :

- L'agglomération des vertex se fait suivant un critère de distance entre deux vertex : si cette distance est inférieure à une certaine valeur de coupure, les deux vertex sont agglomérés en un seul vertex, appelé vertex composite. Comme les efficacités de reconstruction sont définies à partir du nombre de vertex simulés, composites ou non, elles dépendent donc fortement de la valeur de coupure choisie ; il est par conséquent difficile de comparer des analyses n'ayant pas la même valeur de coupure.
- Un vertex composite n'a pas de position définie ; donc l'évaluation de la résolution obtenue sur une reconstruction de vertex est biaisée.
- L'effet d'agglomérer des vertex est juste le changement du nombre total de vertex simulés et donc le changement de l'estimation globale de l'efficacité, indépendamment de l'algorithme de reconstruction choisi ; l'agglomération n'apporte donc aucune information supplémentaire dans une étude comparative d'algorithmes.
- Si la valeur de coupure sur la distance est trop grande, il peut y avoir introduction d'un biais dans l'estimation du taux de faux vertex : si les deux vertex simulés originaux sont reconstruits, l'un des deux est considéré comme vrai et l'autre comme faux (car associé au même vertex composite).
- Comme il sera montré plus loin, il pourrait être possible, sous certaines conditions, de reconstruire tous les vertex, même s'il sont très proches. Pour l'amélioration des algorithmes, il est plus productif d'essayer d'approcher ce cas idéal et donc de reconstruire tous les vertex que de chercher uniquement les désintégrations principales de mésons B.

7.2.3 Caractéristiques des vertex simulés

Les vertex simulés primaires et secondaires doivent être distingués pour permettre de définir une efficacité de reconstruction pour chacun. Comme le vertex simulé primaire est produit, avec une certaine probabilité, dans la ligne de faisceau, les valeurs de coupures suivantes ont été appliquées (ce sont les valeurs par défaut du programme de reconstruction) :

- un vertex simulé reconstructible est primaire si sa position dans le plan transverse, présentée sur la figure 7.5, est compatible avec la ligne de faisceau avec une probabilité supérieure à 5% ;
- un vertex simulé reconstructible est secondaire si sa position dans le plan transverse est compatible avec la ligne de faisceau avec une probabilité inférieure à 1%. La distribution de la distance transverse entre vertex primaire et secondaire est présentée figure 7.7.

Un vertex simulé primaire (respectivement secondaire) contient en moyenne 54 (resp. 3) traces, comme montré figure 7.6 (resp. figure 7.8).

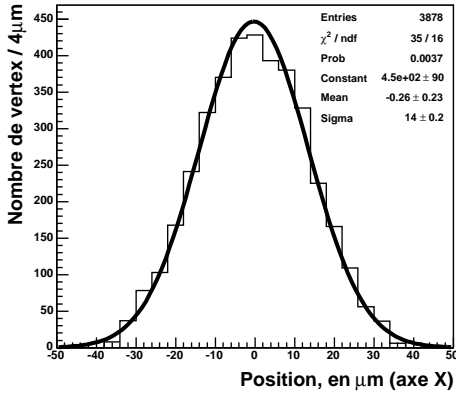


FIG. 7.5 – Distribution de la position transverse du vertex primaire, pour 4000 événements $b\bar{b}$

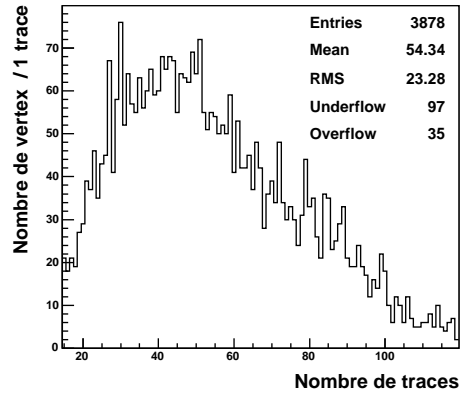


FIG. 7.6 – Distribution du nombre de traces du vertex primaire, pour 4000 événements $b\bar{b}$

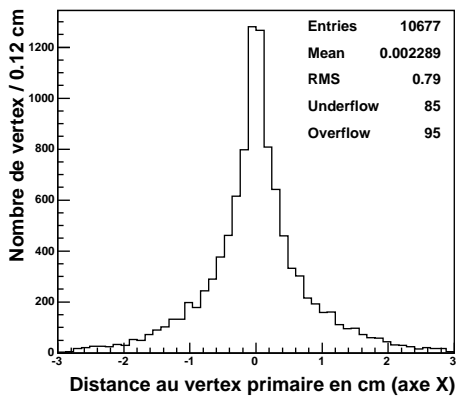


FIG. 7.7 – Distribution de la distance transverse des vertex secondaires au vertex primaire, pour 4000 événements $b\bar{b}$

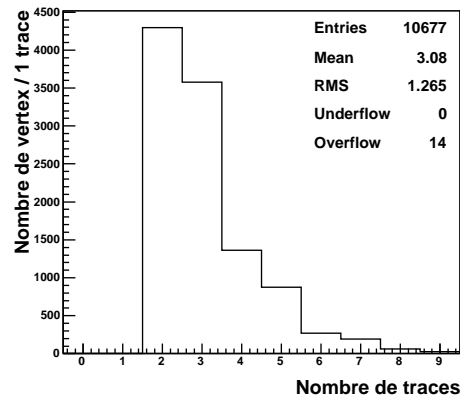


FIG. 7.8 – Distribution du nombre de traces des vertex secondaires, pour 4000 événements $b\bar{b}$

7.2.4 Performances de la reconstruction de vertex

Optimisation des paramètres du recuit déterministe

Afin de déterminer leur valeur optimale, les différents paramètres ont été variés et testés sur un ensemble limité de 150 événements. Les résultats obtenus sont présentés ci-dessous. Le premier et plus important paramètre à fixer est la température minimale T_{\min} . Cette dernière a été variée dans un intervalle compris entre 10^{-4} et 10^{-1} cm^2 , ayant préalablement fixé le facteur de refroidissement à 0.5 et la coupure de probabilité d'assignation à 0.5. Les résultats sont présentés sur les figures 7.9 à 7.13, et comparés à ceux de l'algorithme PVR. Choisir une température minimale égale à 0.01 cm^2 est un bon compromis pour conserver une efficacité élevée et obtenir un faible taux de faux vertex, tout en conservant une bonne assignation des traces aux vertex. Pour l'optimisation des autres paramètres, cette température minimale sera conservée.

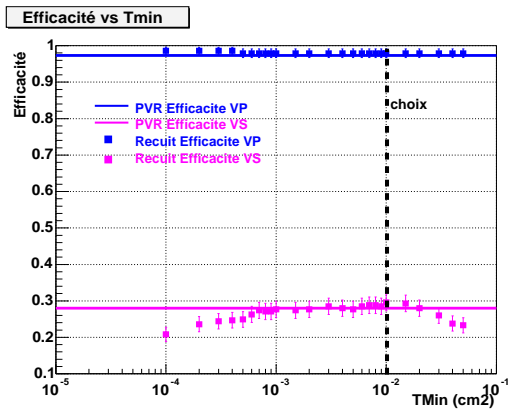


FIG. 7.9 – Efficacités de reconstruction de vertex en fonction de la température minimale

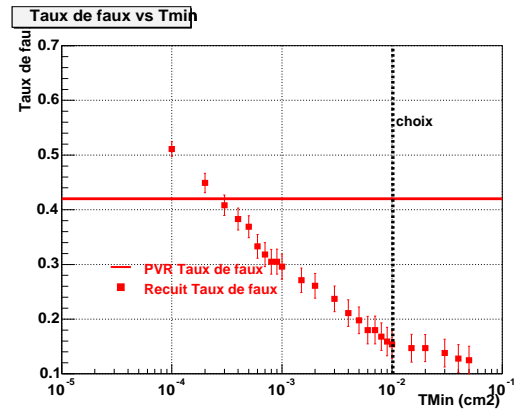


FIG. 7.10 – Taux de faux vertex en fonction de la température minimale

Le deuxième paramètre du recuit est le facteur de refroidissement. Les efficacités de reconstruction de vertex ainsi que le taux de faux et le temps de calcul CPU sont présentés sur les figures 7.15 7.14, pour une large gamme de facteur de refroidissement et en comparaison avec les résultats de l'algorithme PVR.

La figure 7.15 montre que les efficacités de reconstruction de vertex secondaires et le taux de faux vertex ne deviennent sensibles au facteur de refroidissement que pour une valeur inférieure à 20%. En revanche, le temps CPU est en augmentation constante avec ce paramètre, comme cela était prévisible. Une valeur égale à 40% peut être considérée comme optimale. Pour cette valeur, le temps de calcul est réduit d'un facteur 1.5 par rapport à l'algorithme PVR.

Pour une recherche exclusive du vertex primaire, un facteur de refroidissement inférieur à 10% fournit une efficacité de 98% et un taux de faux de 10% en réduisant le temps de calcul d'un facteur deux par rapport à l'algorithme PVR.

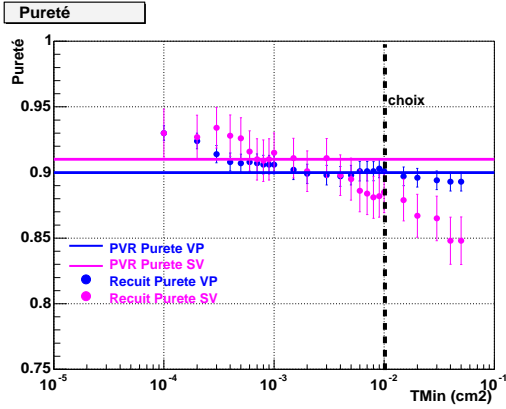


FIG. 7.11 – Pureté des vertex en fonction de la température minimale

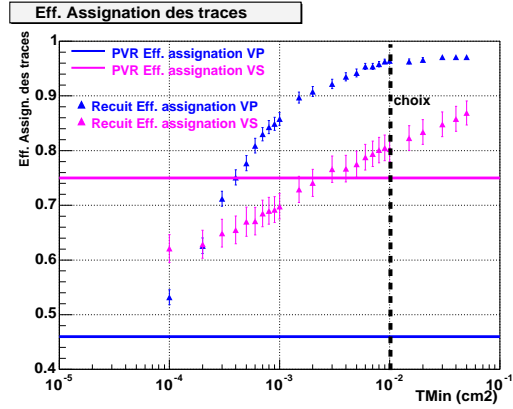


FIG. 7.12 – Efficacité d'assignation des traces en fonction de la température

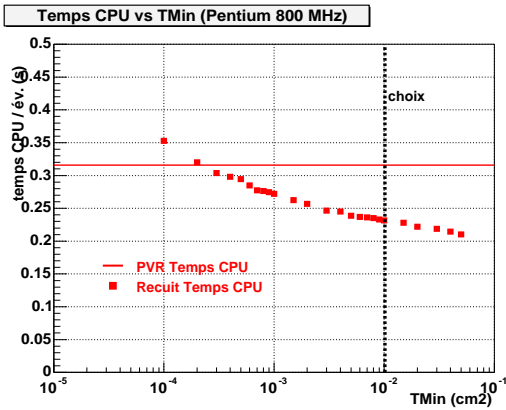


FIG. 7.13 – Temps CPU de reconstruction de vertex, sur un processeur à 800 MHz, en fonction de la température minimale

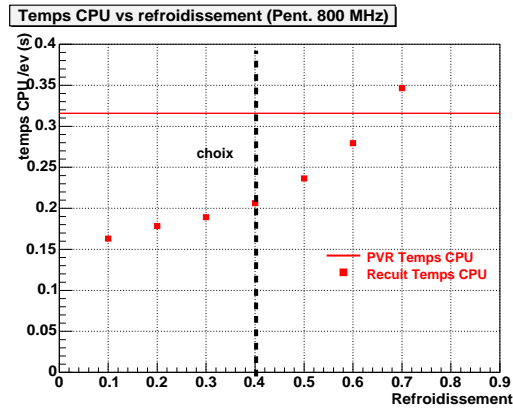


FIG. 7.14 – Temps CPU de reconstruction de vertex, sur un processeur à 800 MHz, en fonction du facteur de refroidissement

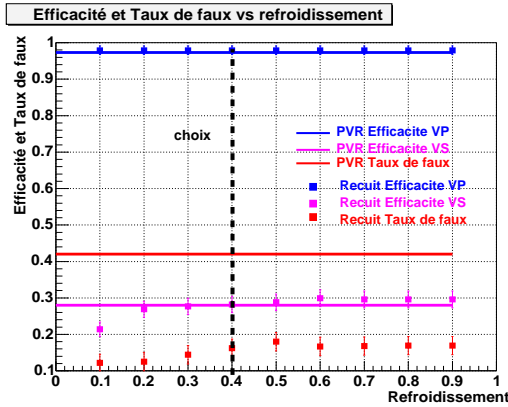


FIG. 7.15 – Efficacité de reconstruction de vertex en fonction du facteur de refroidissement

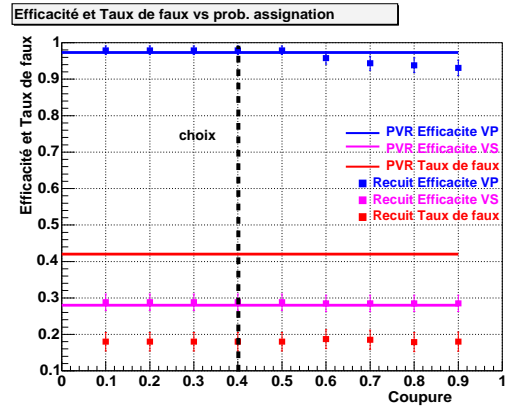


FIG. 7.16 – Efficacité de reconstruction de vertex en fonction de la coupure sur la probabilité d'assignation des apex

Le dernier paramètre de l'algorithme est la coupure sur la probabilité d'assignation d'un point apex à un prototype. Les efficacités obtenues et l'évolution du taux de faux vertex par rapport à ce paramètre ($T_{\min} = 0.01$, facteur de refroidissement = 0.4) sont montrés sur la figure 7.16. La sensibilité à ce paramètre est faible et une valeur médiane égale à 40% peut être adoptée.

TAB. 7.3 – Paramètres optimisés du recuit déterministe pour des événements $b\bar{b}$.

T_{\min} en cm^2	Facteur de refroidissement	Coupure sur le poids d'assignation
0.01	40%	40%

7.2.5 Étude des performances dans une recherche globale de vertex

Cette section présente les résultats obtenus avec les paramètres optimisés du recuit déterministe (table 7.3), pour 4000 événements $b\bar{b}$ générés dans la région centrale du détecteur, sans interaction d'empilement. La reconstruction est faite globalement, *i.e.* toutes les traces sont prises en compte par la reconstruction de vertex pour trouver aussi bien le vertex primaire que les vertex secondaires. Le résumé des performances de l'identification des vertex est présenté dans la table 7.4 en comparaison avec les résultats de l'algorithme PVR (dont les paramètres sont : coupure sur la probabilité d'assignation des traces égale à 5% et coupure sur la probabilité de l'ajustement du vertex égale à 5%).

Alors que des efficacités similaires sont obtenues avec les deux méthodes, le faible taux de faux vertex de 17% pour le recuit (à comparer aux 44% avec l'algorithme PVR) est une amélioration importante. Ce résultat est corrélé à la pureté du vertex primaire et à l'efficacité d'assignation des traces. Dans le cas du recuit, la pureté est égale à 91% avec une efficacité d'assignation des traces de 93%. Ce dernier chiffre n'est que de 44% pour le PVR, qui peut ainsi produire plus de faux vertex avec les traces rejetées du vertex primaire.

Une deuxième et importante amélioration obtenue avec le recuit est la réduction du temps de calcul d'un facteur 1.5.

TAB. 7.4 – Performances de la recherche globale de vertex avec les algorithmes de recuit déterministe et PVR, pour les vertex primaires (VP) et secondaires (VS)

	Recuit Déterministe	PVR
Efficacité VP	92.75 ± 0.42 %	94.97 ± 0.35 %
Efficacité VS	27.80 ± 0.43 %	29.19 ± 0.44 %
Pureté VP	91.64 ± 0.12 %	89.99 ± 0.11 %
Pureté VS	88.64 ± 0.23 %	90.80 ± 0.18 %
Efficacité d'assignation des traces, VP	93.57 ± 0.08 %	43.59 ± 0.10 %
Efficacité d'assignation des traces, VS	82.19 ± 0.25 %	75.95 ± 0.23 %
Taux de faux vertex	17.12 ± 0.42 %	44.01 ± 0.45 %

Étude de la reconstruction du vertex primaire

Les figures 7.17 et 7.18 montrent, pour l'algorithme PVR et le recuit déterministe, plusieurs distributions caractéristiques de la reconstruction de vertex primaire : le χ^2/ndf , la probabilité de χ^2 , le nombre de traces assignées et la pureté.

La valeur moyenne de la distribution du χ^2 est plus proche de 1 dans le cas du recuit (la valeur moyenne est égale à 0.8 pour le recuit et 0.6 pour le PVR), cela avec un RMS similaire (0.2). La sous-estimation du χ^2 vient du fait que le PVR opère une coupure plus dure sur les traces sélectionnées que le recuit : à chaque étape, le PVR rejette les traces qui ne sont pas compatibles avec le vertex courant (*i.e.* la probabilité qu'une trace a de venir de ce vertex est inférieure à 5%).

La distribution de la probabilité de χ^2 n'est plate pour aucun des deux algorithmes, parce que le PVR rejette les trace compatibles à moins de 5%, parce que la valeur de coupure de l'ajustement adaptatif est égale à 3σ et enfin parce que les traces ayant un poids inférieur à 0.5 sont rejetées.

Les distributions des résidus et des résidus normalisés sont présentées sur les figures 7.19 et 7.20. Les distributions ont été ajustées par une mixture de deux fonctions gaussiennes ayant même valeur moyenne. Les paramètres ajustés sont reportés sur les histogrammes. Les résolutions et les largeurs des distributions des résidus normalisés, notées en gras, représentent les écart-types effectifs, c'est-à-dire les intervalles dans lesquels se trouvent 68.3% des événements. Les valeurs des résolutions sont reportées dans la table 7.5.

Les distributions des résidus normalisés, qui présentent des écart-types proches de 1, sont similaires pour les deux algorithmes et indiquent que l'estimation des incertitudes et des positions ajustées des vertex sont compatibles.

Comme présenté dans la table 7.5, le recuit produit de meilleures résolutions ($19 \pm 1 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $24 \pm 1 \mu\text{m}$ suivant l'axe z) que le PVR ($25 \pm 1 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $30 \pm 1 \mu\text{m}$ suivant l'axe z).

Étude de la reconstruction des vertex secondaires

Les figures 7.21 et 7.22 montrent les mêmes caractéristiques que dans la section précédente, pour les vertex secondaires. La distribution de probabilité de χ^2 ne concerne que les vertex

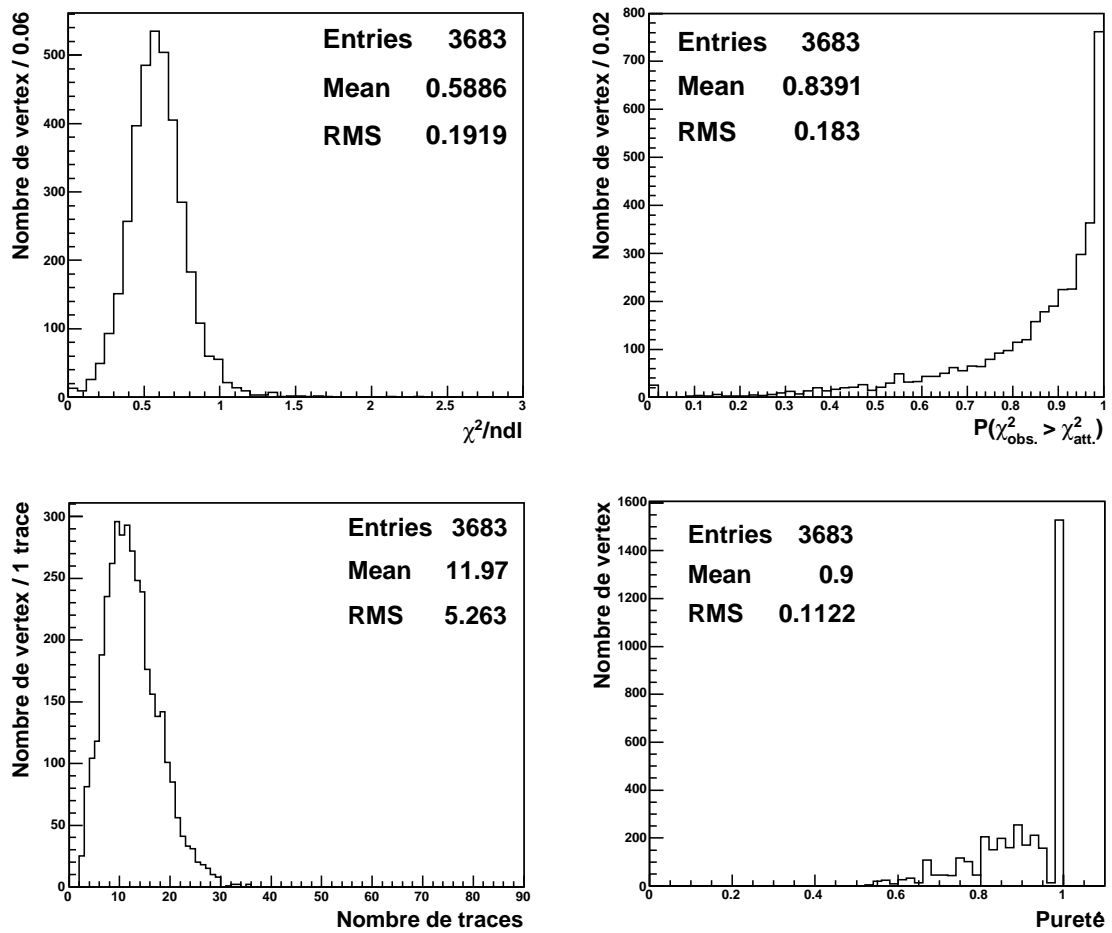


FIG. 7.17 – Caractéristiques des vertex primaires (PVR)

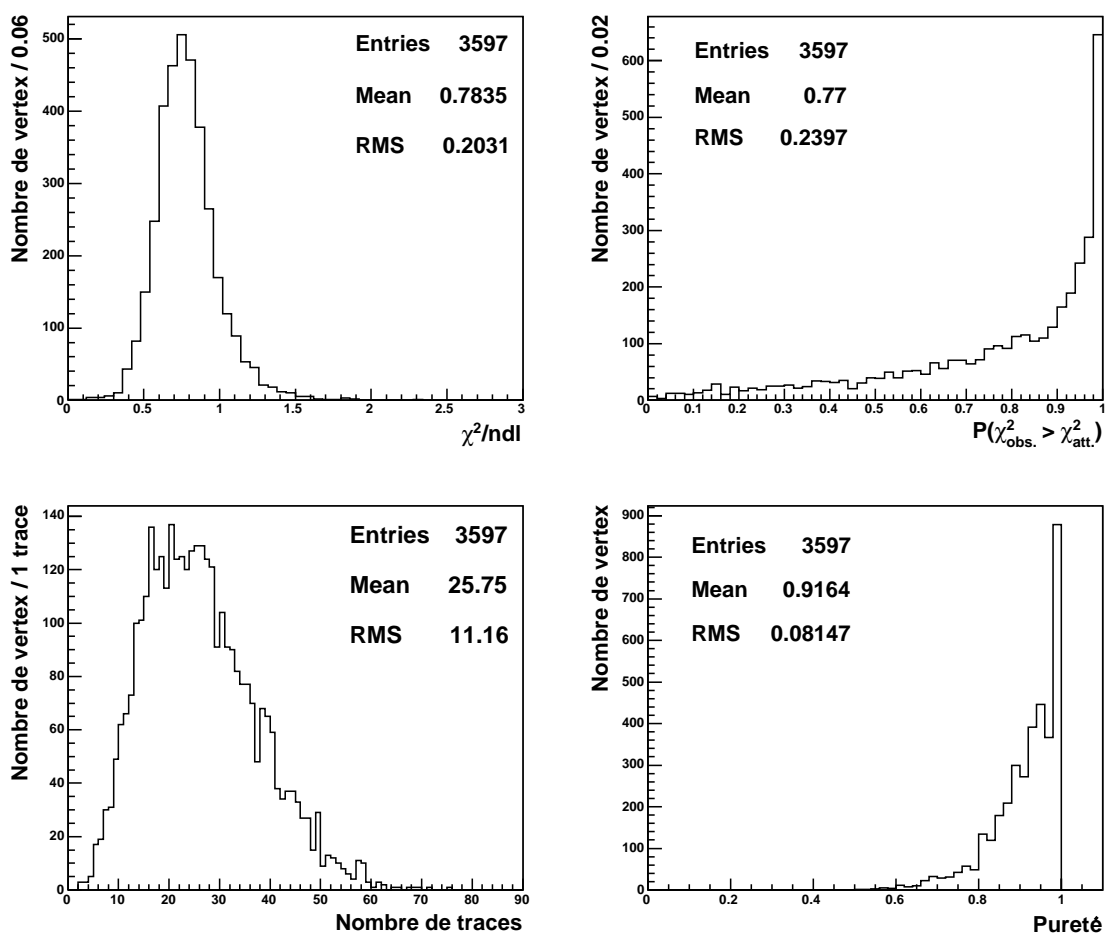


FIG. 7.18 – Caractéristiques des vertex primaires (recuit déterministe)

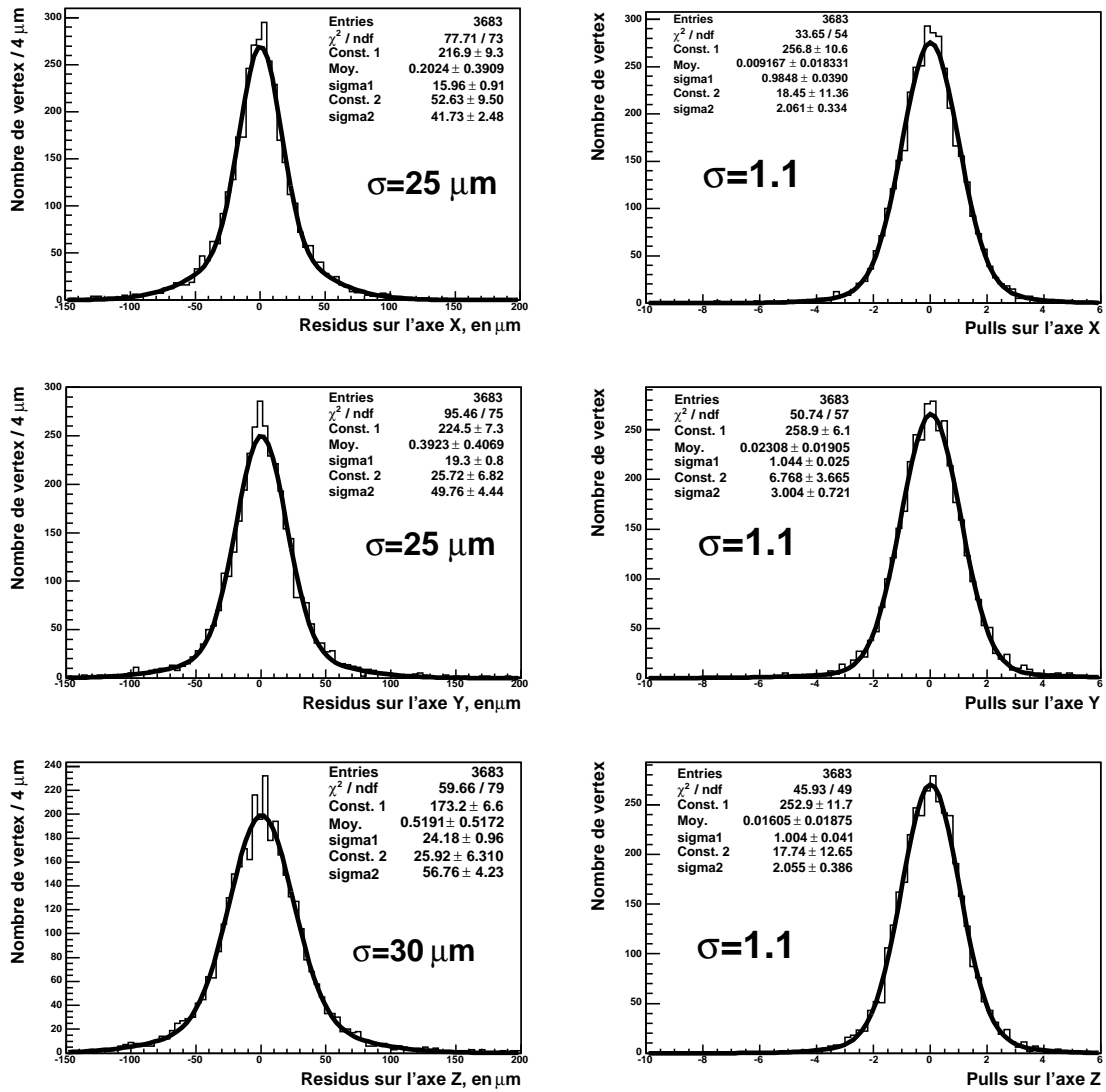


FIG. 7.19 – Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex primaires (PVR)

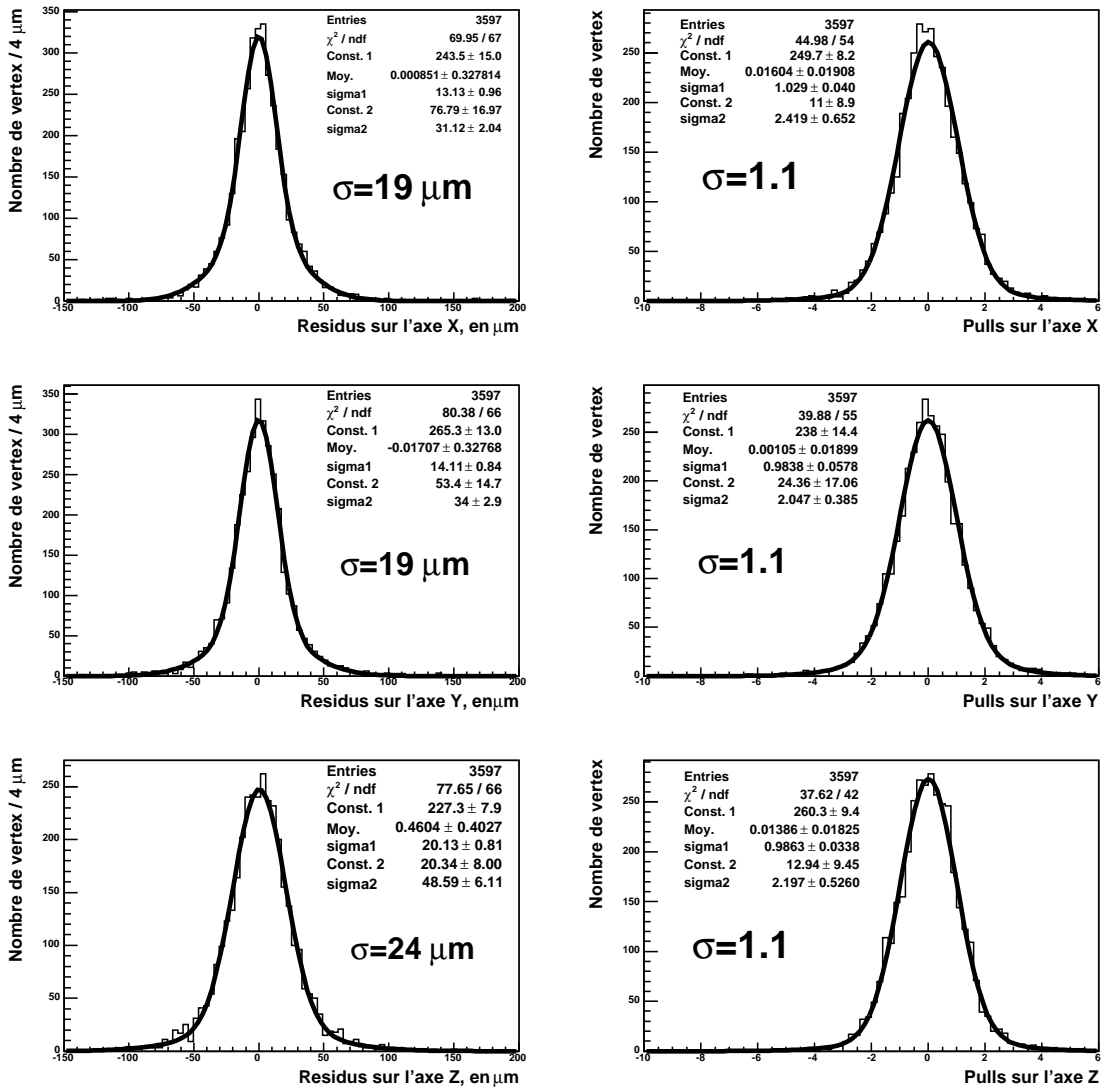


FIG. 7.20 – Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex primaires (recuit déterministe)

TAB. 7.5 – Résolutions obtenues sur la position du vertex primaire.

	Recuit Déterministe	PVR
résolution (plan transverse)	$19 \pm 1 \mu\text{m}$	$25 \pm 1 \mu\text{m}$
résolution (axe z)	$24 \pm 1 \mu\text{m}$	$30 \pm 1 \mu\text{m}$

ayant strictement plus de deux traces, à cause de l'utilisation d'un ajustement adaptatif : comme chaque trace a un poids plus petit que 1, le nombre de degré de liberté (qui est défini par : $\text{ndl} = 2 \times \sum \text{poids} - 3$) est plus petit que 1 et, pour des petites valeurs de χ^2 (ce qui est le cas pour des vertex à deux traces), la fonction de probabilité de χ^2 , $P(\chi^2, \text{ndl})$, n'est plus définie positive.

Comme dans la section précédente, le recuit produit une meilleure assignation de trace que le PVR.

Les distributions de résidus et des résidus normalisés sont présentées sur les figures 7.23 et 7.24. Les fonctions ajustées et les valeurs reportées sont, comme précédemment, des mixtures de deux gaussiennes et des écart-types effectifs. Les valeurs des résolutions obtenues sont reportées dans la table 7.6.

Les distributions de résidus ne sont pas gaussiennes ce qui est le cas général pour des vertex ayant un nombre de traces petit et différent d'un vertex à l'autre.

Les distributions des résidus normalisés sont similaires pour le recuit et le PVR : les largeurs sont égales à 1.3, ce qui indique que les incertitudes sont légèrement sous-estimées.

Comme reporté dans la table 7.6, le recuit produit de meilleures résolutions (environ $285 \pm 10 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $306 \pm 10 \mu\text{m}$ suivant l'axe z) que le PVR ($400 \pm 10 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et suivant l'axe z).

TAB. 7.6 – Résolutions obtenues sur la position des vertex secondaires.

	Recuit déterministe	PVR
résolution dans le plan transverse	$285 \pm 10 \mu\text{m}$	$400 \pm 10 \mu\text{m}$
résolution suivant z	$306 \pm 10 \mu\text{m}$	$402 \pm 10 \mu\text{m}$

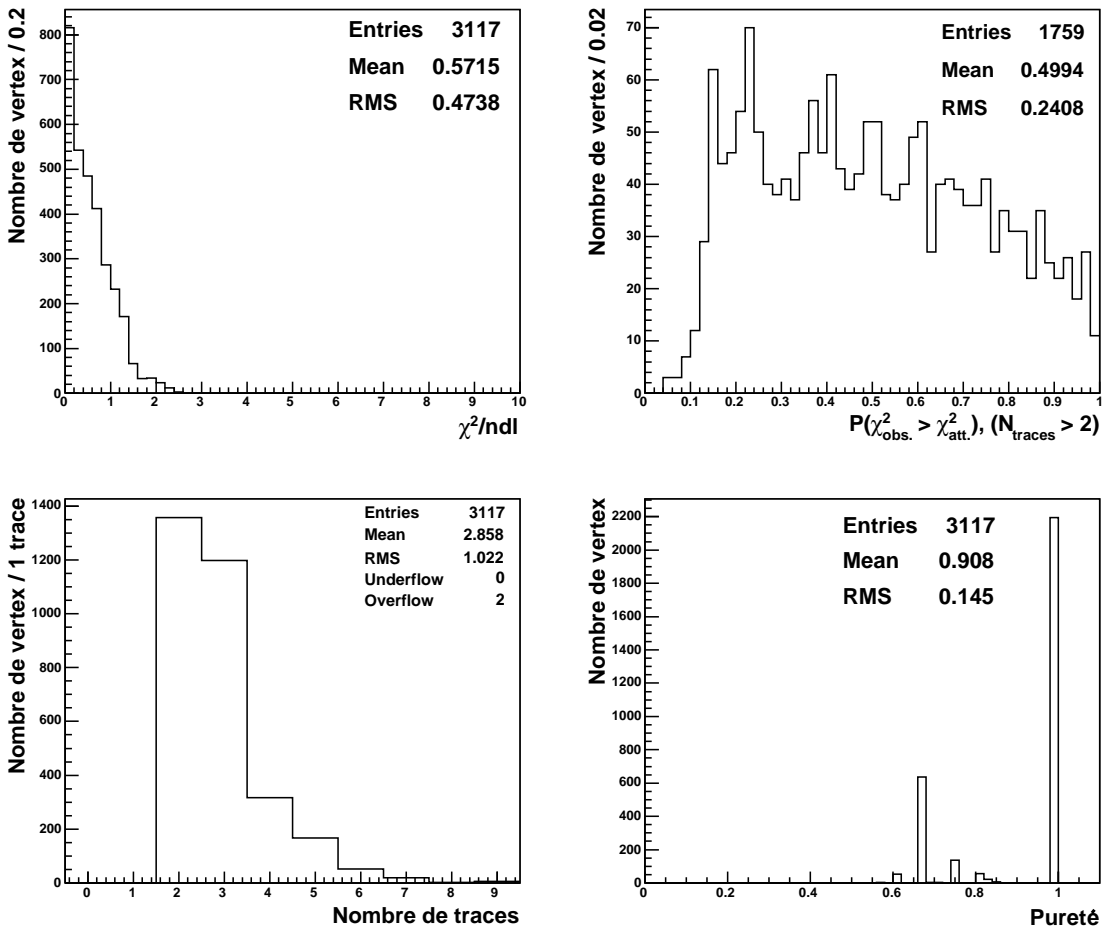


FIG. 7.21 – Caractéristiques des vertex secondaires (PVR)

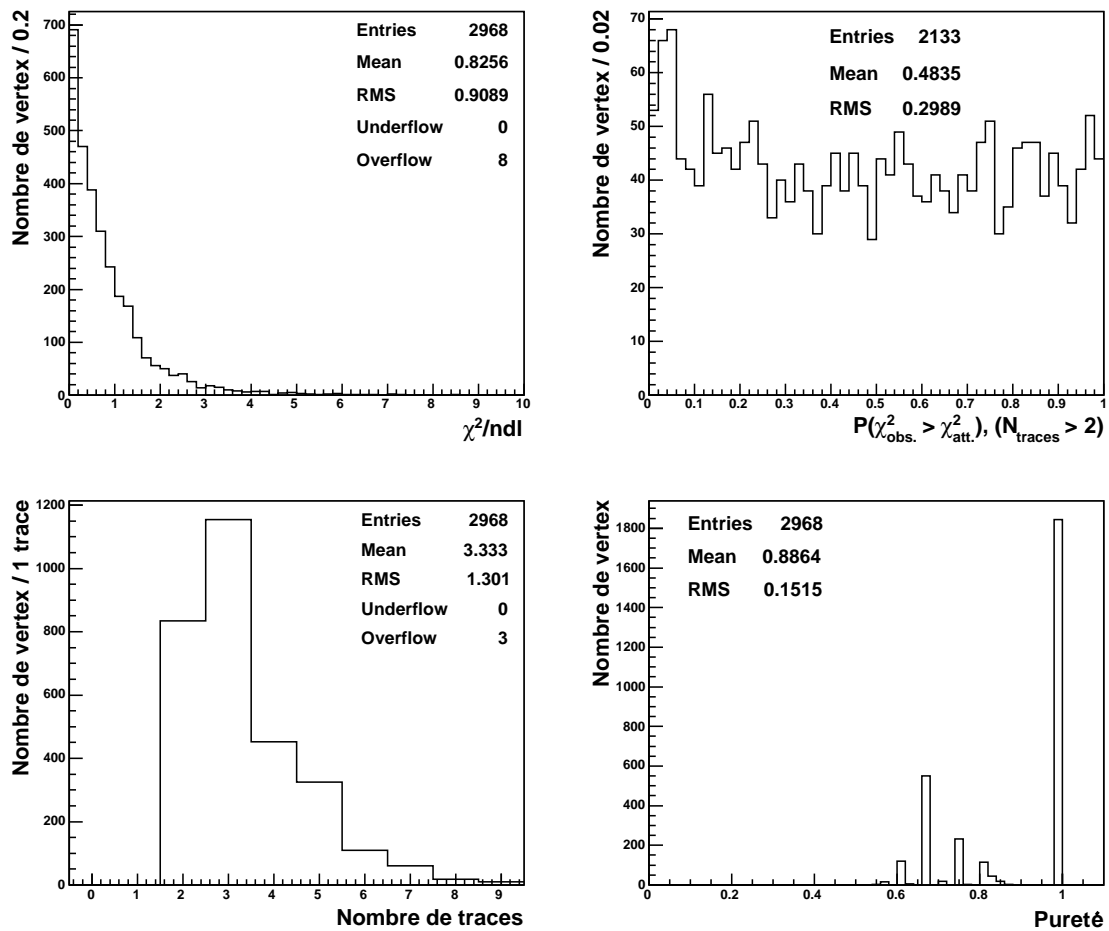


FIG. 7.22 – Caractéristiques des vertex secondaires (recuit)

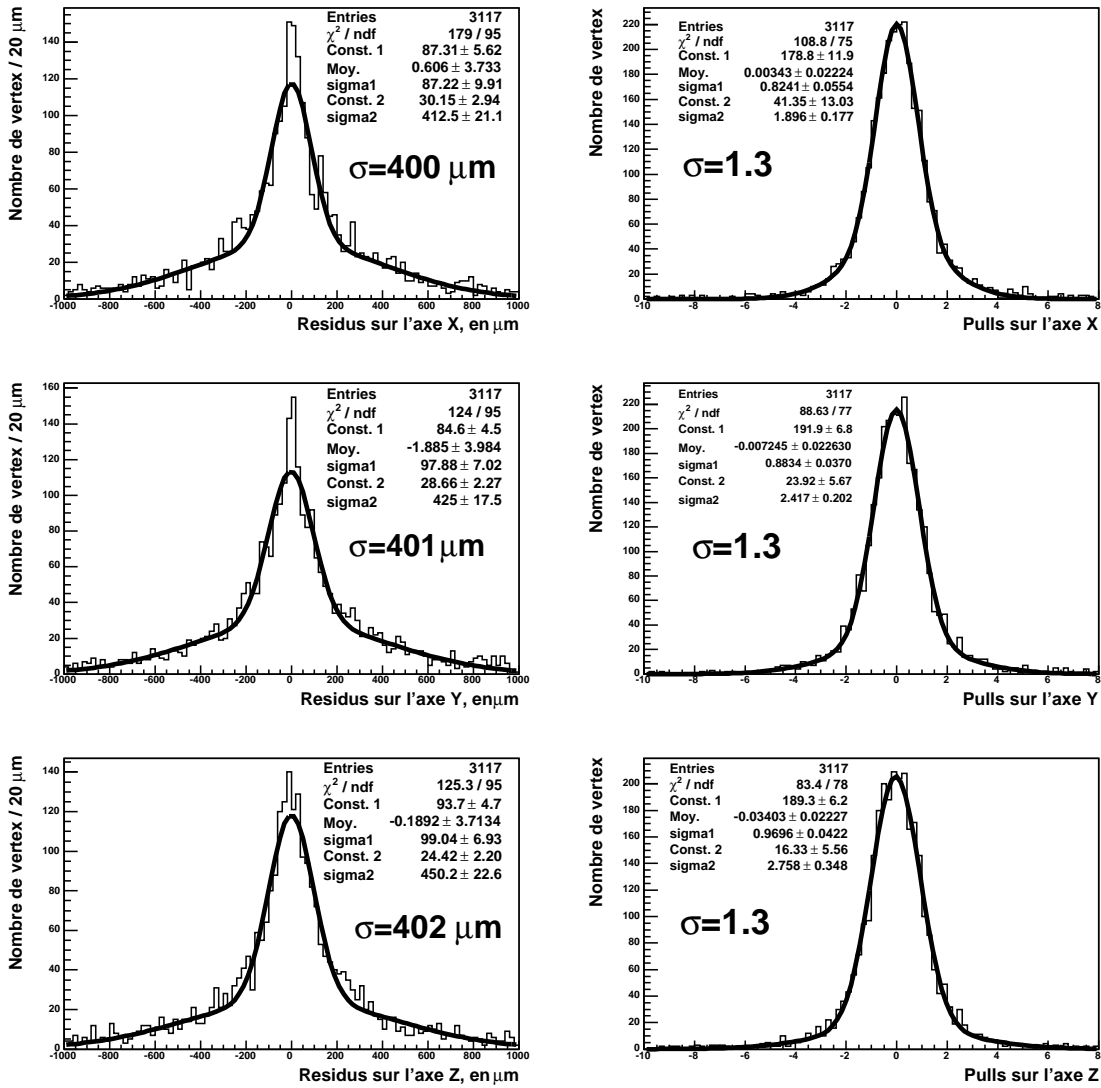


FIG. 7.23 – Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex secondaires (PVR)

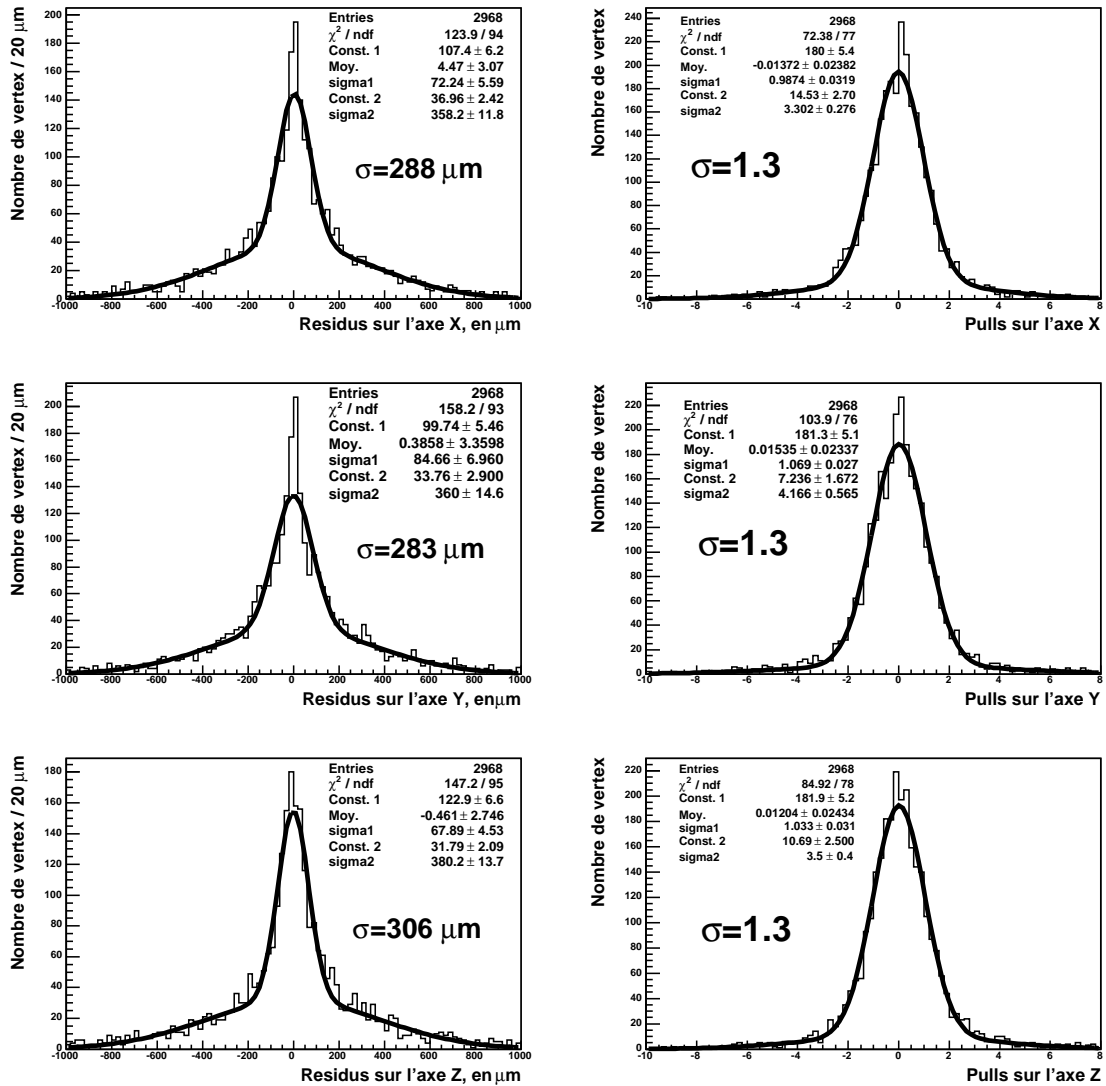


FIG. 7.24 – Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex secondaires (recuit)

Étude de la reconstruction de faux vertex

Un vertex peut être considéré comme faux pour deux raisons :

- si sa pureté est inférieure ou égale à 50%, dans ce cas le vertex est appelé *faux réel*;
- s'il est associé à un vertex simulé déjà associé par ailleurs, dans ce cas le vertex est appelé *faux jumeau*.

Le tableau 7.7 présente le détail des contributions des faux réels et des faux jumeaux au taux de faux vertex total, pour le recuit et pour le PVR.

TAB. 7.7 – *Détail des contributions des faux réels et des faux jumeaux aux taux de faux total.*

	Taux de faux réels	Taux de faux jumeaux	Taux de faux vertex total
Recuit déterministe	15.34 ± 0.40 %	1.78 ± 0.15 %	17.12 ± 0.42 %
PVR	37.22 ± 0.43 %	6.78 ± 0.23 %	44.01 ± 0.45 %

La contribution principale à la production de faux vertex est la production de faux réels : 90% (respectivement 84%) des faux vertex sont des faux réels pour le recuit (resp. pour le PVR). Les caractéristiques des faux réels et des faux jumeaux sont présentées dans les paragraphes suivants.

Études des faux réels

Les figures 7.25 et 7.26 montrent, pour le PVR et le recuit, quelques caractéristiques des faux réels : la distribution du nombre de traces assignées au vertex, la distribution de pureté et la distribution de la distance du vertex au vertex primaire dans le plan transverse et suivant l'axe z.

Pour la plus grande part, les faux réels sont des vertex à deux traces dont seulement l'une est correctement assignée (le pic de pureté est égal à 0.5). Les faux réels produits par le PVR sont très proches du vertex primaire (RMS de l'ordre de 1.5 mm). Au contraire, les faux réels produits par le recuit le sont sur un plus large intervalle (RMS d'environ 1 cm).

Étude des faux jumeaux

Les figures 7.27 et 7.28 montrent, pour le PVR et le recuit, les mêmes caractéristiques que dans la section précédente, pour la production de faux jumeaux.

Les faux jumeaux contiennent le plus souvent deux ou trois traces qui viennent du même vertex simulé (la distribution de pureté est piquée à 1). Comme dans le paragraphe précédent, les faux jumeaux produits par le PVR sont proches du vertex primaire (RMS \simeq 0.4 mm). L'origine de la production de faux vertex (réels et jumeaux) par le PVR peut être comprise en prenant en compte la faible efficacité d'assignation des traces (autour de 45%) au vertex primaire : 55% des traces du vertex primaire ne sont pas assignées, le PVR reconstruit donc de faux vertex avec ces traces ; ces faux vertex sont donc très proches du vertex primaire.

L'origine de la production de faux vertex par le recuit déterministe est discutée dans la section suivante.

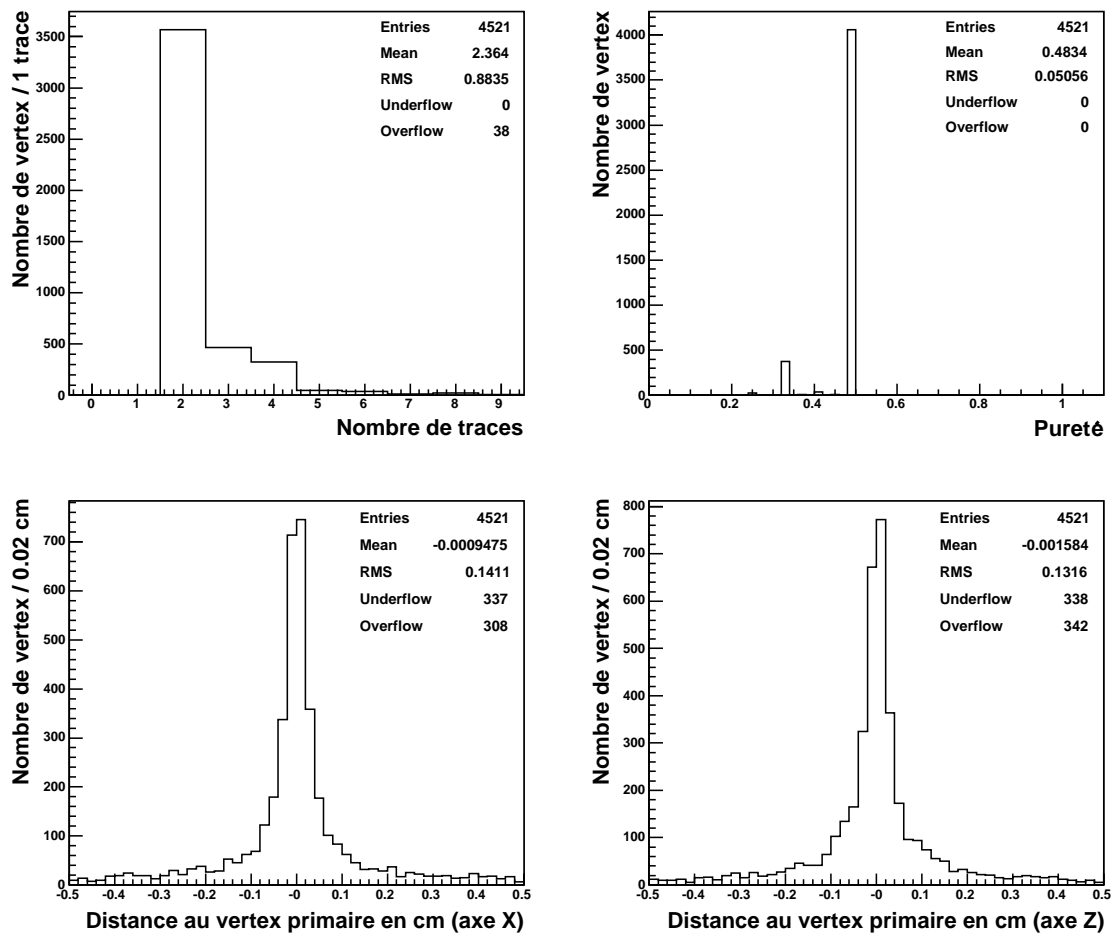


FIG. 7.25 – Caractéristiques des faux réels (PVR)

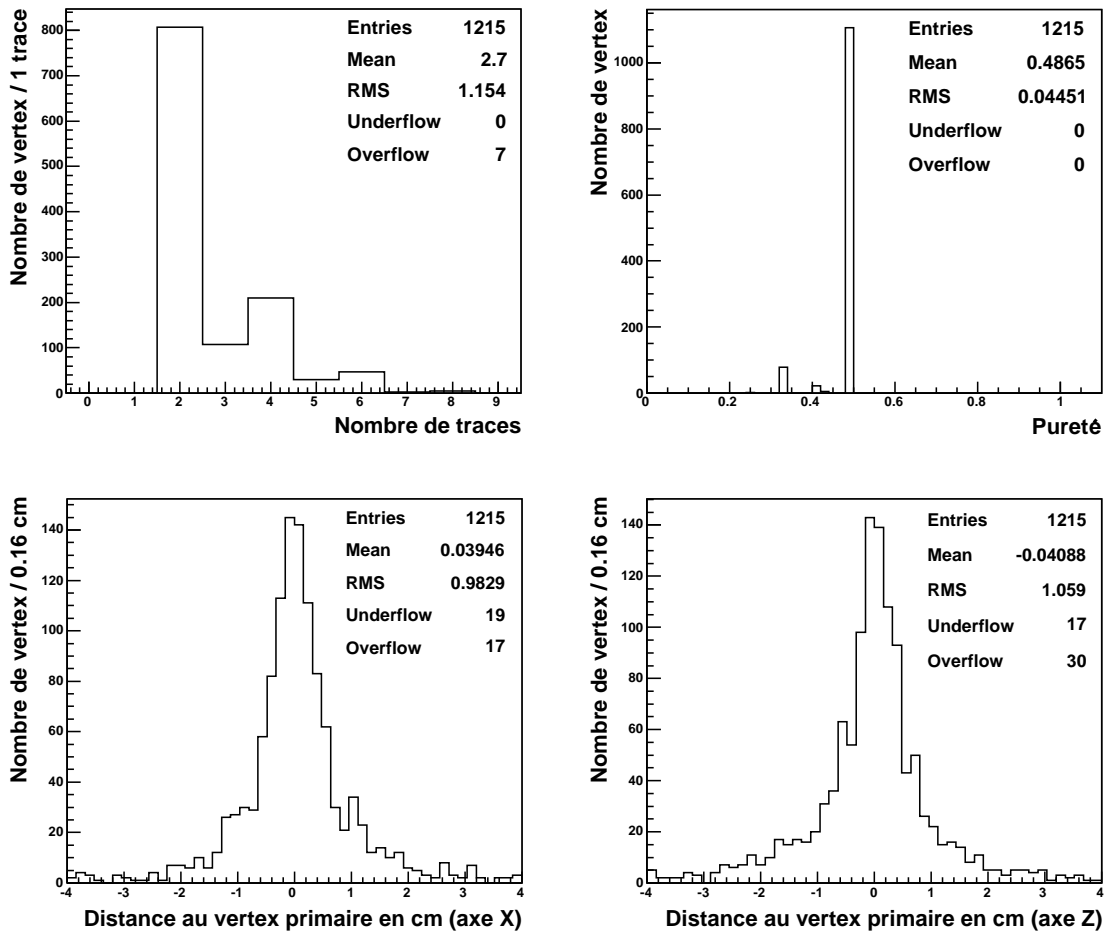


FIG. 7.26 – Caractéristiques des faux réels (Recuit)

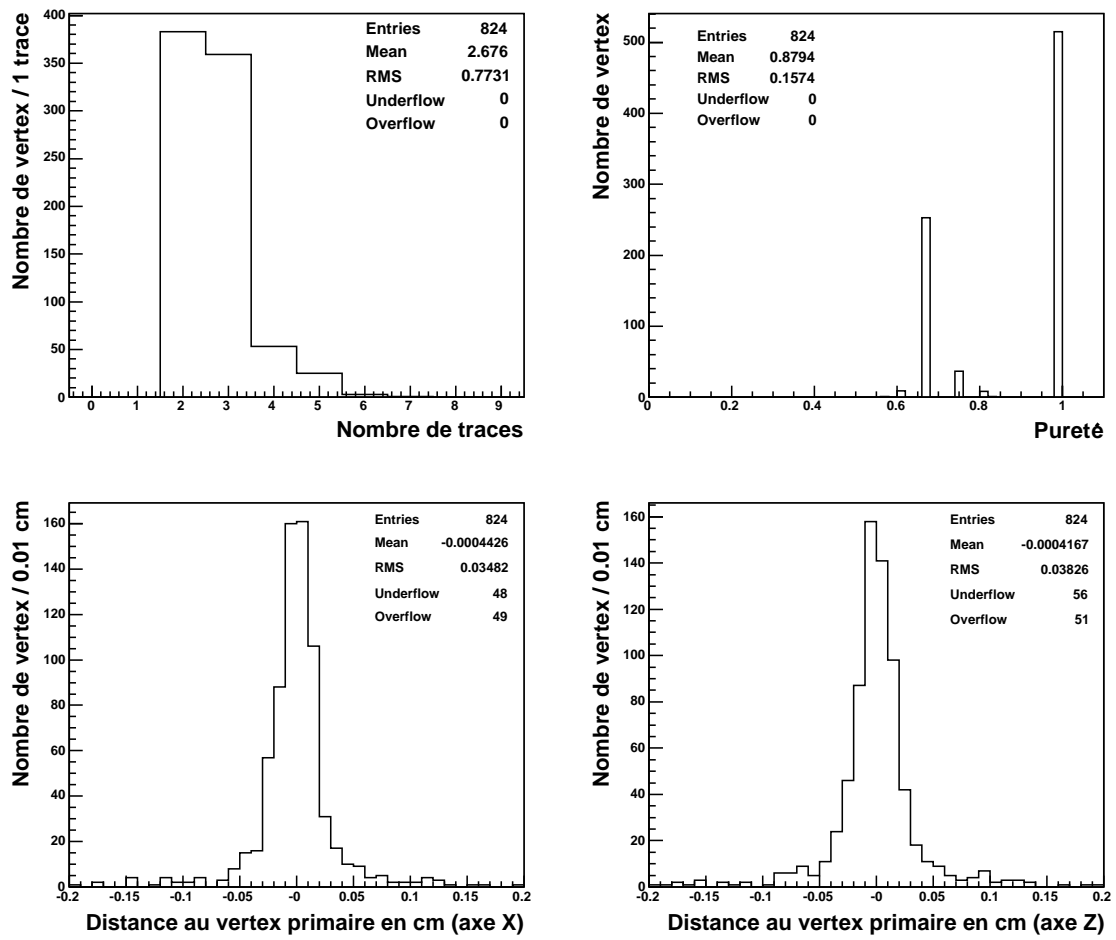


FIG. 7.27 – Caractéristiques des faux jumeaux (PVR)

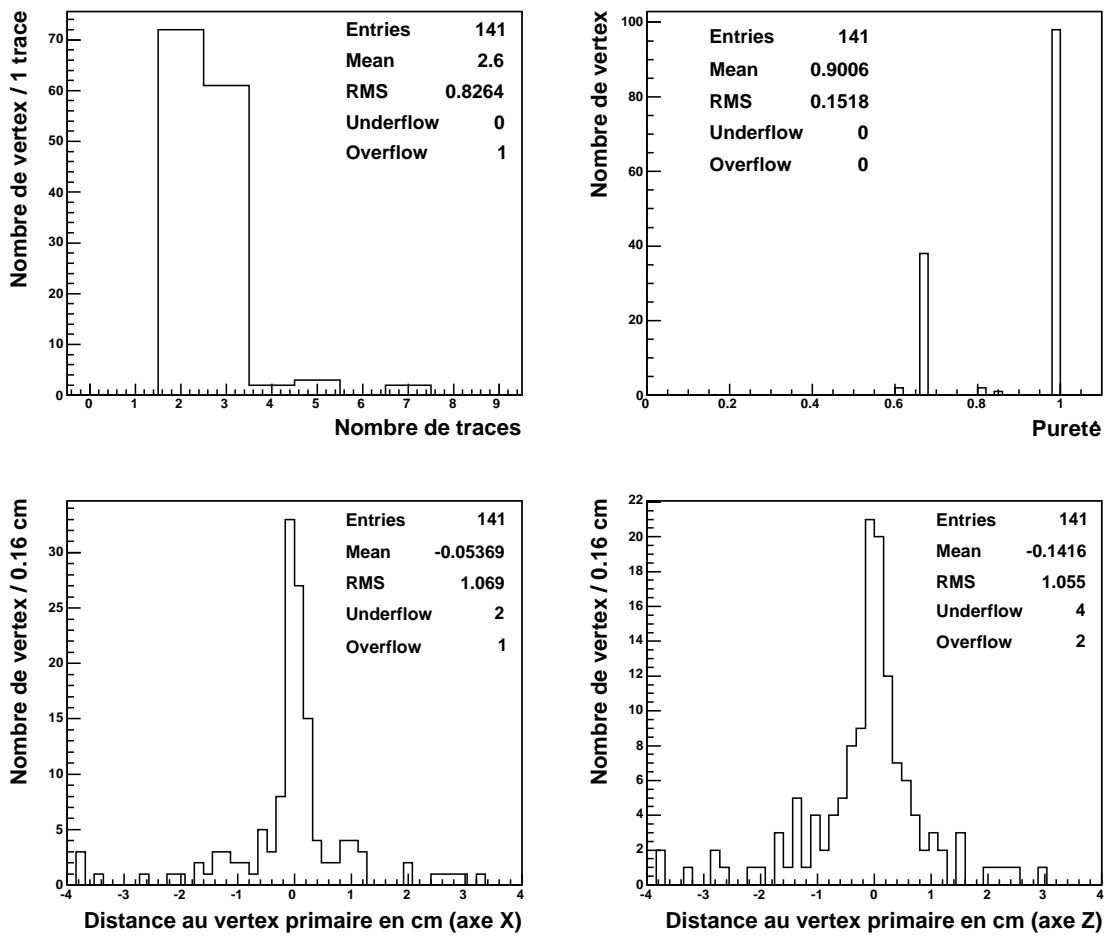


FIG. 7.28 – Caractéristiques des faux jumeaux (Recuit)

Impact de la définition des points apex sur les performances

L'inefficacité de reconstruction de vertex secondaires (70%) et le taux de faux vertex (17%) doivent être étudiés en détail. Comme le recuit partitionne des points apex, il est important de vérifier en premier lieu leur bonne définition. Pour isoler la part d'inefficacité venant de la recherche de point apex, le recuit a été testé dans un environnement pleinement contrôlé : chaque trace reconstruite est remplacée par son point de plus petite approche au vertex simulé associé. Par ce mécanisme, chaque « apex idéal » est très proche du vertex simulé et donc, chaque trace est effectivement remplacée par son point le plus représentatif : le point le plus proche du vertex simulé. La figure 7.29 montre la distribution de la distance du point apex au vertex simulé dans deux cas : apex réels et apex idéaux.

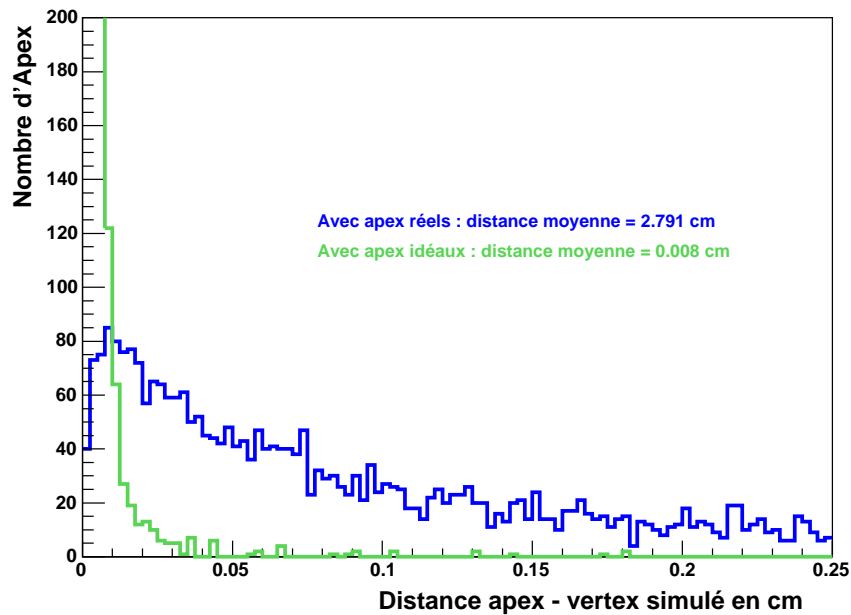


FIG. 7.29 – Distance des points apex réels et idéaux aux vertex simulés. La valeur moyenne reportée sur la figure est calculé sur l'ensemble total des points apex (contenus dans l'histogramme et en dehors). Les points apex provenant de traces du vertex primaire ne sont pas inclus.

La distribution de la distance des points apex réels aux vertex simulés présente une large queue et une grande valeur moyenne (2.8 cm pour les apex réels et 0.01 cm pour les apex idéaux).

Les performances obtenues pour la recherche avec recuit déterministe dans le cas d'apex idéaux sont comparées aux résultats précédents et présentés sur la figure 7.30 (comme l'environnement est très clair, une température minimale très basse ($T_{\min} = 5.10^{-5}$) a été choisie pour pouvoir distinguer les désintégrations principales (du méson beau) des désintégrations secondaires (celles du méson charmé produit dans la désintégration du méson beau) : $T_{\min} = 5.10^{-5}$).

Comme montré sur la figure 7.30, toute l'inefficacité et la production de faux vertex du recuit vient de la mauvaise définition des points apex. Dans le cas idéal, l'efficacité de reconstruction de vertex secondaires est d'environ 94% pour un taux de faux vertex inférieur à 2%. Cette étude démontre le potentiel optimal de la recherche de vertex par recuit déterministe : avec

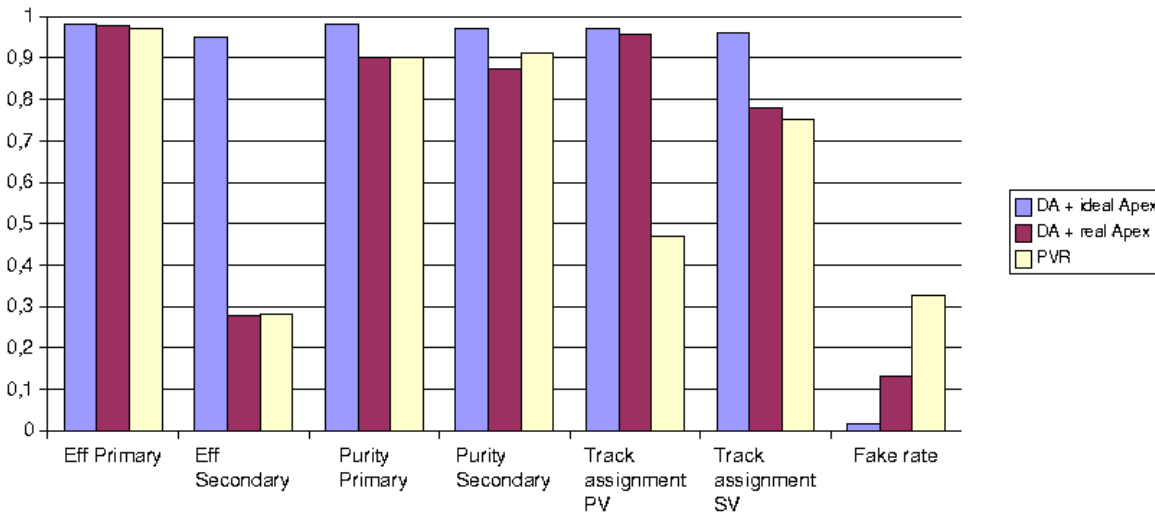


FIG. 7.30 – Comparaison des résultats pour trois cas : recuit avec apex idéaux, recuit avec apex réels, PVR.

une bonne définition des points apex, le recuit reconstruit tous les vertex simulés.

7.2.6 Performances obtenues dans une recherche régionale de vertex

Cette section présente les résultats obtenus avec les paramètres optimisés du recuit (référéncés table 7.3), pour 4000 événements $b\bar{b}$ générés dans la région centrale du détecteur, sans interaction d’empilement. La reconstruction est faite régionalement, comme expliqué ci-dessous :

- La position du vertex primaire est estimée avec le détecteur à pixel (la méthode par histogramme a été choisie) [8].
- Les jets sont reconstruits à partir du déclenchement de deuxième niveau (avec une taille de cône égale $\Delta R = 0.5$).
- Les germes de traces sont pris dans un fenêtre rectangulaire autour de la direction du jet, les paramètres utilisés sont détaillés sur la figure 7.31.
- La reconstruction de traces est faite par l’algorithme DAF dans chaque région définie.
- Le vertex primaire final est reconstruit avec le recuit ou le PVR en prenant toutes les traces de tous les jets. Parmi tous les candidats, le vertex retenu est celui dont la position est compatible avec le faisceau avec une probabilité supérieure à 5 %.
- La recherche des vertex secondaires est alors effectuée jet par jet, sur les traces du jet n’ayant pas été associées au vertex primaire (pour réduire le taux de faux vertex venant des traces du vertex primaire).

L’avantage d’une reconstruction régionale est que l’ensemble des entrées est moins « bruité » que dans une reconstruction globale (les seules traces prises en compte pour le calcul d’apex sont celles contenues dans le jet).

La figure 7.32 montre la comparaison des distributions de points apex estimées dans trois cas : points apex idéaux dans une reconstruction globale, points apex réels dans une reconstruction globale et points apex réels dans une reconstruction régionale. La valeur moyenne de la distance entre le point apex et son vertex simulé associé est égale à 1.04 cm dans le cas régional

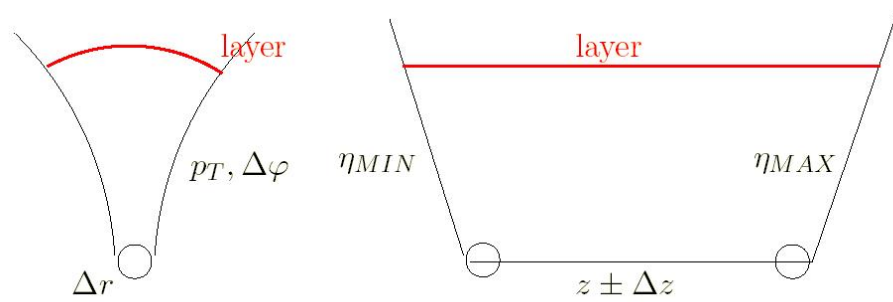


FIG. 7.31 – Reconstruction de traces dans une région rectangulaire $\eta-\phi$ autour de la direction du jet et de la position longitudinale z du vertex primaire. Les valeurs des paramètres sont : $P_{T_{min}} = 1 \text{ GeV}/c$, $\Delta r = 2 \text{ mm}$, $\Delta z = 2 \text{ mm}$, $\Delta\phi = 0.5 \text{ rad}$, $\Delta\eta = 0.5$

(à comparer au cas global : 2.8 cm). Le calcul d'apex est donc fortement amélioré dans une reconstruction régionale. De plus, le nombre moyen d'apex par événement est également plus petit (22 points apex dans le cas régional, 37 dans le cas global). Ces deux améliorations expliquent les meilleurs résultats obtenus pour la recherche de vertex dans une reconstruction régionale, listés dans le tableau 7.8 : avec un taux de faux vertex similaire à celui obtenu dans une reconstruction globale, le recuit trouve plus de 42% des vertex secondaires. Dans une reconstruction régionale, le PVR est également plus efficace : 48% des vertex sont trouvés pour un taux de faux plus bas (31%) que dans la reconstruction globale.

TAB. 7.8 – Comparaison des performances dans une recherche globale et dans une recherche régionale.

Type de reconstruction	Algorithme	Eff. VP	Eff. VS	Taux de faux vertex
Globale	Recuit	$92.75 \pm 0.42 \%$	$27.80 \pm 0.43 \%$	$17.12 \pm 0.42 \%$
Globale	PVR	$94.97 \pm 0.35 \%$	$29.19 \pm 0.44 \%$	$44.01 \pm 0.45 \%$
Régionale	Recuit	$91.3 \pm 0.4 \%$	$42.1 \pm 0.3\%$	$16.1 \pm 0.4\%$
Régionale	PVR	$92.5 \pm 0.4 \%$	$48.7 \pm 0.3\%$	$31.2 \pm 1.3\%$

Dans le but d'évaluer la complexité des deux algorithmes, les figures 7.33 et 7.34 montrent l'évolution du temps de reconstruction avec le nombre de traces prises dans l'algorithme. Pour couvrir un large espace, les événements sont reconstruits à la fois par méthode globale et méthode régionale.

Pour un petit nombre de traces en entrée, comme c'est le cas dans une recherche régionale, le PVR est plus rapide que le recuit. Au contraire, pour un grand nombre de traces, le temps de traitement augmente moins vite pour le recuit que pour le PVR. Cela vient du fait que la complexité du recuit est dominée par le nombre de prototypes, et donc par le nombre de vertex : pour N points apex et n prototypes, le nombre d'assignations est $N \times n$; ajouter un apex revient donc à ajouter n assignations mais ajouter un prototype revient à ajouter N assignations. Comme le nombre d'apex est beaucoup plus grand que le nombre de prototypes (respectivement égal au nombre de traces et au nombre de vertex), la complexité du recuit est dominée par le nombre de vertex à trouver et non par le nombre de traces. La complexité

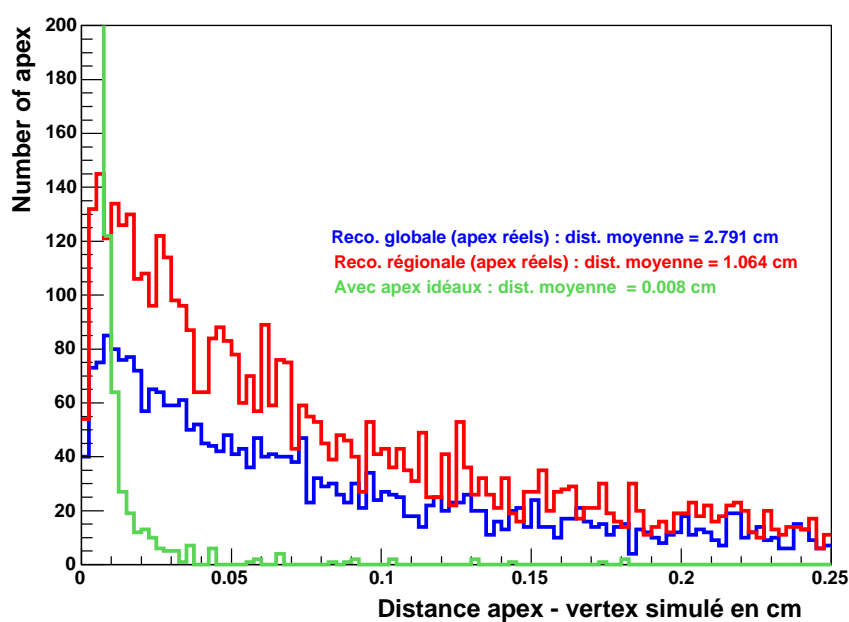


FIG. 7.32 – Distance des apex aux vertex simulés pour trois cas : apex idéaux, apex réels dans une reconstruction globale, apex réels dans une reconstruction régionale. La valeur moyenne reportée sur la figure est calculée sur tout l'ensemble des apex (présents dans l'histogramme et en dehors). Les apex venant des traces du vertex primaire ne sont pas inclus.

par rapport au nombre de traces du recuit est donc moindre que celle du PVR : $O(N^2)$.

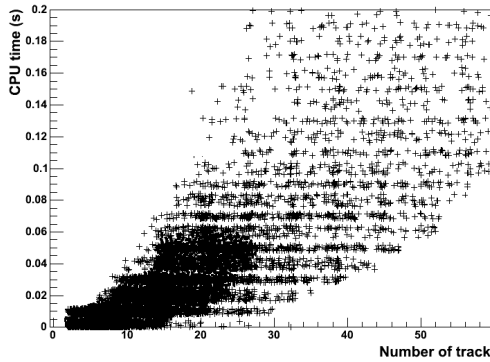


FIG. 7.33 – Complexité empirique du PVR : évolution du temps CPU en fonction du nombre de traces.

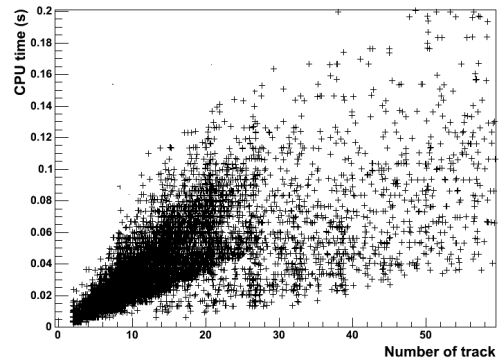


FIG. 7.34 – Complexité empirique du recuit : évolution du temps CPU en fonction du nombre de traces.

7.2.7 Étude dans un scénario de basse luminosité

Pour évaluer les performances dans un environnement réaliste, 3.4 événements de biais minimum sont superposés en moyenne à chaque événement simulé, ce qui correspond à une luminosité de $2.10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

À cause du grand nombre de germes de traces obtenus avec le détecteur à pixels, une reconstruction de trace globale est impossible. Il est donc nécessaire d'utiliser une reconstruction régionale, jet par jet (les paramètres utilisés sont identiques à ceux de la section précédente).

TAB. 7.9 – Performances obtenues dans un scénario de basse luminosité sur 4000 événements $b\bar{b}$

Algorithme	Eff. VP	Eff. VS	Taux de faux vertex
Recuit	$92.1 \pm 0.4\%$	$42.4 \pm 1.3\%$	$17.9 \pm 1.3\%$
PVR	$91.8 \pm 0.4\%$	$48.2 \pm 1.3\%$	$32.7 \pm 1.3\%$

Les événements d'empilement d'un scénario de basse luminosité n'affectent pas les performances de la recherche de vertex, les deux algorithmes fournissant des efficacités satisfaisantes (plus de 90% pour les vertex primaires et entre 42% et 48% pour les vertex secondaires). Les événements d'empilement n'affectent pas le taux de faux vertex qui reste équivalent à celui obtenu dans la reconstruction sans empilement (cf tableau 7.8).

7.3 Conclusion

La recherche de vertex par recuit déterministe offre un cadre puissant pour améliorer la reconstruction de vertex. En première implémentation, le recuit déterministe produit les mêmes

efficacités que l'algorithme classique PVR dans une recherche globale de vertex et est légèrement moins efficace dans une reconstruction régionale. Dans tous les cas, le recuit produit un taux de faux vertex deux fois moindre que celui produit par le PVR.

Le temps de calcul dépend du nombre de traces pris en entrée : sur un petit ensemble de traces, le PVR est plus rapide que le recuit ; sur un grand ensemble de traces, le recuit est plus rapide que le PVR. Ce dernier point illustre la différence de complexité des deux algorithmes.

Avec le même ajustement de la position du vertex, le recuit produit de meilleures résolutions que le PVR à la fois sur les vertex primaires et secondaires et produit également moins de queues de distribution.

Un empilement de basse luminosité n'affecte pas les performances de reconstruction de vertex. Le facteur limitant de cette implémentation de recuit déterministe est la définition des points apex (avec des points apex idéaux, le recuit reconstruit plus de 95% des vertex secondaires et produit un taux de faux très bas). Pour améliorer les performances, on pourrait essayer d'envisager, une autre approche que celle des points apex, avec une prise en compte des incertitudes des traces.

L'algorithme développé ici est utilisé dans le chapitre suivant dans la reconstruction du vertex primaire et dans l'étiquetage des jets de b.

Bibliographie

- [1] R. Frühwirth et al., New vertex reconstruction algorithms for CMS, ePrint physics/0306012.
- [2] <http://cmsdoc.cern.ch/orca/>.
- [3] W. Waltenberger, private communications.
- [4] T. Sjöstrand et al., Pythia 6.2 Physics and Manual, hep-ph/0108264, April 2002.
- [5] C. Charlot et al., CMS Simulation Facilities, CMS TN 93-63,CERN ,Geneva.
- [6] R. Frühwirth, T. Todorov and M. Winkler, A comparative study of the Deterministic Annealing Filter at CMS, CMS IN 2003/043.
- [7] J. D'Hondt, P. Vanlaer, R. Frühwirth and W. Waltenberger, Sensitivity of Robust Vertex Fitting Algorithms, CMS NOTE 2004/002,to appear in IEEE - Transactions on Nuclear Science.
- [8] S. Cucciarelli, M. Konecki, D. Kotlinski and T. Todorov, Track Parameter Evaluation and Primary Vertex Finding with the Pixel Detector, CMS NOTE 2003/026.

Chapitre 8

Étude du potentiel de découverte d'un boson de Higgs chargé léger

Introduction

La recherche des bosons de Higgs chargés tient une place capitale parmi toutes les recherches de bosons de Higgs. En effet, différencier un boson de Higgs neutre du MSSM d'un boson de Higgs du Modèle Standard pourrait s'avérer difficile. En revanche, caractériser l'existence d'un boson de Higgs chargé constituerait la preuve irréfutable de l'existence d'un secteur de Higgs étendu, donc d'une physique au-delà du Modèle Standard.

Ce chapitre présente la possibilité d'observer un excès d'événements dû à l'existence d'un boson H^\pm léger, *i.e.* ayant une masse inférieure à celle du quark top, et de mesurer sa masse dans l'expérience CMS.

Après avoir introduit le secteur de Higgs du MSSM et l'état actuel de la recherche d'un boson de Higgs chargé, le canal proposé ici sera présenté ainsi que les bruits de fond irréductibles et instrumentaux. Ensuite, les principales techniques de reconstruction des objets physiques et les sélections des événements seront étudiées.

Enfin, les courbes de significations statistiques obtenues sur l'éventuelle mise en évidence d'un excès d'événements et la mesure de la masse du boson H^\pm seront présentées.

8.1 Le secteur de Higgs du MSSM

Le secteur de Higgs du MSSM ayant été introduit au premier chapitre, seules quelques caractéristiques sont ici rappelées.

Le secteur de Higgs du MSSM est plus riche que celui du Modèle Standard. Il s'avère en effet nécessaire d'introduire dans le MSSM un second doublet de Higgs pour préserver la renormalisabilité de la théorie, pour donner leur masse aux particules de type « up » et de type « down » [1] et enfin pour éviter l'apparition de changement de saveur par échange de courant neutre au premier ordre de la théorie.

Cinq bosons de Higgs sont finalement obtenus : deux scalaires neutres h et H ($m_h < m_H$), un pseudo-scalaire neutre A et deux scalaires chargés H^+ et H^- . En première approximation, le secteur de Higgs est complètement décrit par deux paramètres, m_A et $\tan\beta$.

8.2 Le boson de Higgs chargé

8.2.1 Recherche de bosons de Higgs chargés

Avant de présenter les résultats des différentes recherches déjà effectuées sur les bosons de Higgs chargés, il est nécessaire d'anticiper sur les résultats du paragraphe 8.3.1.

La figure 8.1 montre l'évolution des principaux modes de désintégration des bosons H^\pm en fonction de leur masse. Si la masse des bosons H^\pm est inférieure à celle du quark top, ils se désintègrent préférentiellement en $\tau\nu$. En revanche dès que $m_{H^\pm} > m_t$, le mode de décroissance dominant est $t\bar{b}$, même si le canal $\tau\nu$ reste appréciable (surtout à haute valeur de $\tan\beta$).

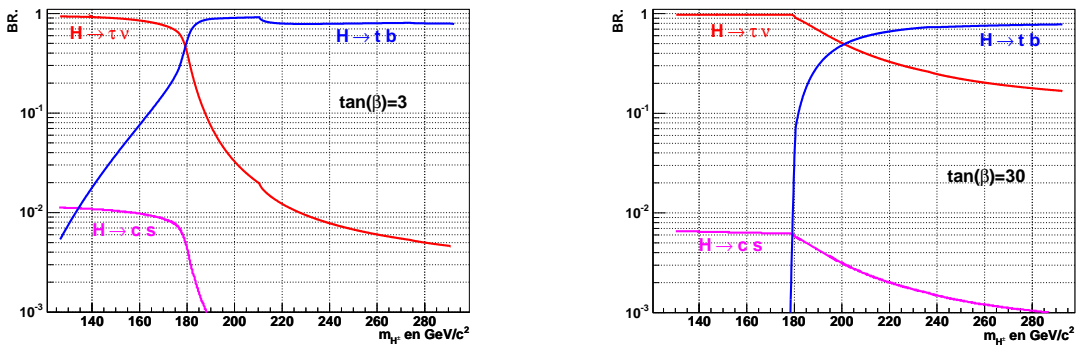


FIG. 8.1 – Rapports d'embranchement de la désintégration $t \rightarrow H^+ b$ en fonction de la valeur de $\tan\beta$ et pour différentes valeurs de m_{H^\pm} dans un scénario MSSM de mélange maximal. Les valeurs ont été calculées avec le programme HDECAY [3]

au LEP

Au LEP, les bosons de Higgs chargés auraient été produits via le processus $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$ montré sur la figure 8.2. Les recherches ont été menées en supposant que seuls les modes de décroissance $\tau\nu_\tau$ et $c\bar{s}$ étaient possibles (l'énergie de LEP2 ne permet pas de rechercher des bosons H^\pm tels que $m_{H^\pm} > m_t$). Aucun signal n'a été observé par les quatre expériences LEP [4]. La limite à 95% de degré de confiance en fonction du taux d'embranchement $\text{BR}(H^\pm \rightarrow \tau\nu)$ est montrée sur la figure 8.3.

La limite de masse la plus basse, indépendamment du rapport d'embranchement $\text{BR}(H^\pm \rightarrow \tau\nu)$, est de $78.6 \text{ GeV}/c^2$.

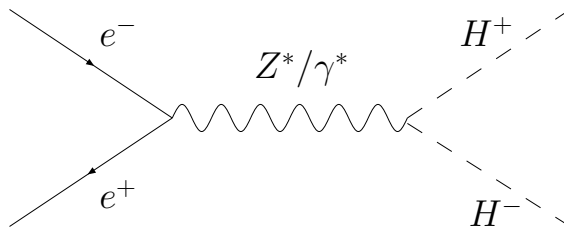


FIG. 8.2 – Diagramme de Feynman de la production de paires de bosons de Higgs chargés au LEP.

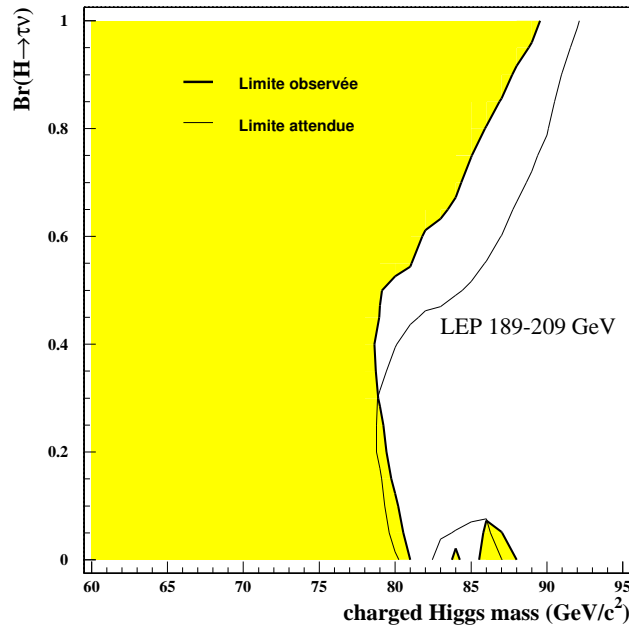


FIG. 8.3 – Limites à 95% de confiance, obtenues par les quatre expériences LEP (trait épais), sur la masse d'un boson de Higgs chargé en fonction du rapport d'embranchement $BR(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$.

au Tevatron

Si les bosons de Higgs chargés sont plus légers que le quark top, ils peuvent être produits au Tevatron par la désintégration d'un quark top : $t \rightarrow H^+b$ (ce mode de production sera étudié en détail au paragraphe 8.3.2). La collaboration DØ a analysé les événements $t\bar{t}$ obtenus à partir de collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [5]. Les événements récoltés lors du run I correspondent à une luminosité intégrée de 62 pb^{-1} . Comme la signature d'un boson de higgs chargé se rapproche de celle d'un boson W, l'analyse a consisté à mettre en évidence un éventuel excès de τ par rapport aux prédictions du modèle standard.

L'analyse a également porté sur le nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$ observés, le nombre d'événements attendu étant plus faible dans le cadre du MSSM que dans le cadre du Modèle Standard (voir section 8.3.1).

Aucun écart par rapport au Modèle Standard n'a été observé, ce qui a permis d'exclure avec 95% de confiance les zones du plan supersymétrique telles que $BR(H^\pm \rightarrow \tau\nu) > 0.36$ dans la région $0.3 < \tan\beta < 150$ et $m_{H^\pm} < 160 \text{ GeV}/c^2$. Les zones d'exclusion, dans l'espace des paramètres SUSY ($m_{H^\pm}, \tan\beta$), sont présentées sur la figure 8.4.

Au Tevatron, l'étude de bosons H^\pm de masse supérieure à celle du quark top est impossible à cause des très faibles sections efficaces de production (même au run II).

au LHC

Le potentiel de découverte des bosons de higgs chargés au LHC a été étudié en simulation rapide par les collaborations ATLAS [6] et CMS [7,8]. Un récent rapport du groupe de travail

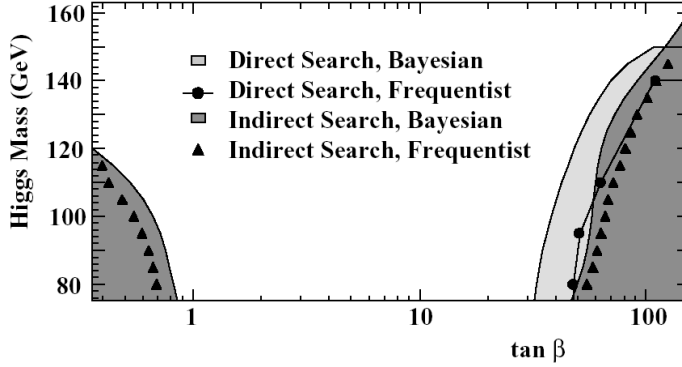


FIG. 8.4 – Limites à 95% de confiance, obtenues par la collaboration $D\mathcal{O}$ sur la masse d'un boson de Higgs chargé dans l'espace des paramètres $(m_{H^\pm}, \tan\beta)$ pour $\sigma_{H^\pm} = 5.5 \text{ pb}$. La limite directe porte sur la recherche de mise en évidence d'excès de τ . La limite indirecte rend compte de l'adéquation entre le nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$ observés et les prévisions du Modèle Standard.

des Houches sur le boson de Higgs fait également le point sur la recherche des bosons de Higgs au LHC [9].

La stratégie de recherche dépend de la masse des bosons de Higgs chargés :

- Si $m_{H^\pm} < m_t - m_b$, les bosons de Higgs chargés seront recherchés dans les désintégrations du quark top. Cette recherche, qui est l'objet de ce chapitre, sera présentée plus en détail dans la suite.
- Si $m_{H^\pm} > m_t - m_b$, les bosons de Higgs seront produits via les processus $gg \rightarrow t\bar{t}H^\pm$ et $gb \rightarrow t\bar{t}H^\pm$. Dans cette région de masse, le mode $H^\pm \rightarrow t\bar{b}$ est prépondérant, toutefois il est dominé par les bruits de fond. Le mode $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ reste appréciable, et permet d'étendre la zone d'exclusion à plus basse valeur de $\tan\beta$ que pour $H^\pm \rightarrow t\bar{b}$. Toutefois lorsque la valeur de $\tan\beta$ décroît, le rapport d'embranchement $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ décroît lui aussi, et la découverte n'est plus possible. La figure 1.16 montre que la zone $\tan\beta < 20$ et $m_{H^\pm} > m_t$ n'est pas accessible.

8.3 Boson de Higgs chargé léger

8.3.1 Couplages et rapports d'embranchement

Dans l'approximation d'une matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa diagonale, le couplage du boson de Higgs supersymétrique²⁹ chargé aux fermions est donné par [10] :

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}m_W} H^+ \{ \cot\beta m_{u_i} \bar{u}_i d_{iL} + \tan\beta m_{d_i} \bar{u}_i d_{iR} + \tan\beta m_{l_i} \bar{\nu}_i l_{iR} \} + h.c. \quad (8.1)$$

où i dénote la famille de quark et de lepton. Les corrections log QCD sont prises en compte en remplaçant les masses des quarks par leur valeur effective à l'échelle de masse du H^\pm [2]. Les largeurs de désintégration [10] s'écrivent :

²⁹Pour simplifier les notations, nous allons explicitement traiter le cas du boson de Higgs chargé positivement H^+ . Les modes conjugués de charge impliquant H^- sont sous-entendus.

$$\Gamma_{t \rightarrow bW^+} = \frac{g^2}{64\pi m_W^2 m_t} f\left(1, \frac{m_b^2}{m_t^2}, \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[m_W^2 (m_t^2 + m_b^2) + (m_t^2 - m_b^2)^2 - 2m_W^4 \right] \quad (8.2)$$

$$\Gamma_{t \rightarrow bH^+} = \frac{g^2}{64\pi m_W^2 m_t} f\left(1, \frac{m_b^2}{m_t^2}, \frac{m_{H^+}^2}{m_t^2}\right) \left[(m_t^2 \cot^2 \beta + m_b^2 \tan^2 \beta) (m_t^2 + m_b^2 - m_{H^+}^2) - 4m_t^2 m_b^2 \right] \quad (8.3)$$

$$\Gamma_{H^\pm \rightarrow \tau\nu} = \frac{g^2 m_{H^\pm}}{32\pi m_W^2} m_\tau^2 \tan^2 \beta \quad (8.4)$$

$$\Gamma_{H^\pm \rightarrow cs} = \frac{3g^2 m_{H^\pm}}{32\pi m_W^2} (m_c^2 \cot^2 \beta + m_s^2 \tan^2 \beta) \quad (8.5)$$

où

$$f(1, x^2, y^2) = \sqrt{(1 - (x + y)^2)(1 - (x - y)^2)}. \quad (8.6)$$

Canal de production $t \rightarrow bH^+$

De ces expressions on construit le rapport d'embranchement $t \rightarrow bH^+$:

$$\text{BR}(t \rightarrow bH^+) = \frac{\Gamma_{t \rightarrow bH^+}}{\Gamma_{t \rightarrow bH^+} + \Gamma_{t \rightarrow bW^+}} \quad (8.7)$$

où l'on suppose que $\text{BR}(t \rightarrow bH^+) + \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \simeq 1$.

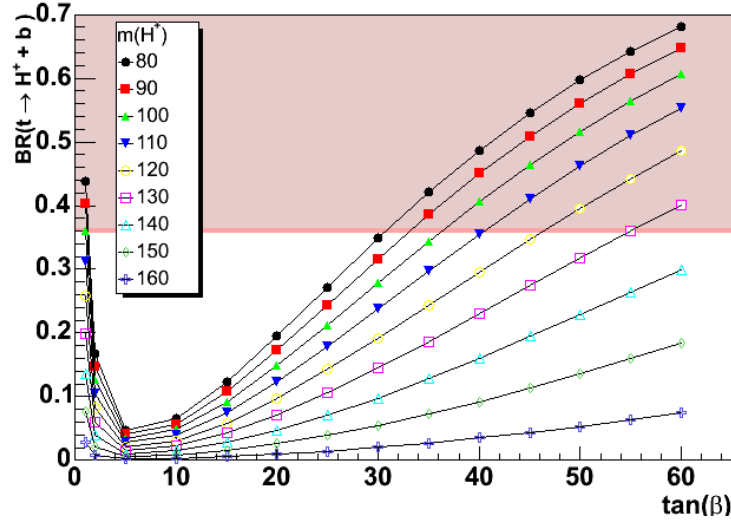


FIG. 8.5 – Rapports d'embranchement de la désintégration $t \rightarrow H^+b$ en fonction de $\tan\beta$ et pour différentes valeurs de m_{H^\pm} dans un scénario MSSM de mélange maximal. La bande colorée correspond à la zone exclue par $D\bar{O}$.

Les largeurs de désintégration (données par les équations 8.2 à 8.3) rendent compte d'un rapport d'embranchement important pour la désintégration $t \rightarrow bH^+$ à basse³⁰ et haute va-

³⁰La région $0.5 < \tan\beta < 2.4$ a en fait déjà été exclue par LEP [11].

leur de $\tan\beta$.

L'évolution du taux d'embranchement $t \rightarrow bH^+$ en fonction de $\tan\beta$ et pour différentes valeurs de m_{H^+} est montrée sur la figure 8.5³¹. Les différentes courbes présentent toutes un minimum pour $\tan\beta = \sqrt{m_t/m_b} \simeq 7.5$ à cause du terme $(m_t^2 \cot^2\beta + m_b^2 \tan^2\beta)$ dans l'expression du rapport d'embranchement de l'équation 8.3. À mesure que m_{H^+} tend vers m_t , l'importance de ce terme décroît comme $(m_t^2 - m_{H^+}^2)$ et le rapport d'embranchement devient alors asymptotiquement indépendant de la valeur de $\tan\beta$ pour $m_{H^+} \sim m_t$. Dans certaines régions de l'espace des paramètres $(m_A, \tan\beta)$, $\text{BR}(t \rightarrow bH^+)$ domine $\text{BR}(t \rightarrow bW^+)$, toutefois, ces régions ont déjà été exclues par $D\mathcal{O}$.

Canal de désintégration $H^\pm \rightarrow \tau\nu$

On construit le rapport d'embranchement $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ par :

$$\text{BR}(H^\pm \rightarrow \tau\nu) = \frac{\Gamma_{H^\pm \rightarrow \tau\nu}}{\Gamma_{H^\pm \rightarrow \tau\nu} + \Gamma_{H^\pm \rightarrow cs}} \quad (8.8)$$

où on suppose que $\text{BR}(H^\pm \rightarrow \tau\nu) + \text{BR}(H^\pm \rightarrow cs) \simeq 1$.

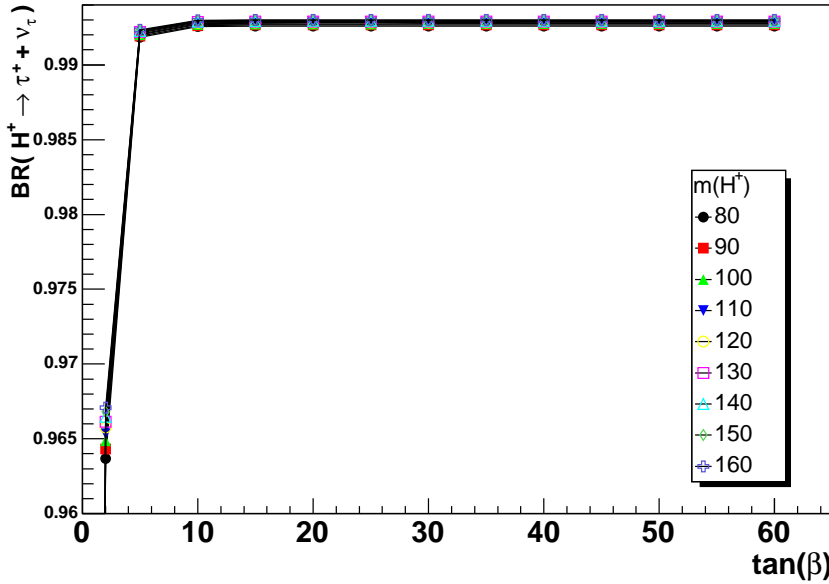


FIG. 8.6 – Rapports d'embranchement de la désintégration $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ en fonction de m_{H^+} et pour différentes valeurs de $\tan\beta$ dans un scénario MSSM de mélange maximal.

La figure 8.6 présente le rapport d'embranchement de la désintégration $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ pour différentes valeurs de $\tan\beta$. On constate que ce rapport d'embranchement est pratiquement indépendant de la masse du boson de Higgs et qu'il est supérieur à 99% pour la zone $\tan\beta > 3$.

8.3.2 Stratégie de recherche au LHC

La production de bosons H^+ dans la désintégration des quarks top est cinématiquement possible si $m_{H^\pm} < m_t - m_b$. Au LHC, la production de quarks top se fera principalement via

³¹Les valeurs ont été calculées avec Pythia 6.212 et la fonction de distribution de parton CTEQ5L.

la création de paires $t\bar{t}$. La section efficace de production de ces paires $t\bar{t}$ vaut 492 pb à l'ordre de l'arbre ³². Un an de fonctionnement à basse luminosité engendrera environ 5 millions de paires $t\bar{t}$ ³³. Dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV, la production de paires $t\bar{t}$ est dominée par la fusion de gluons $gg \rightarrow t\bar{t}$ (90%), le reste (10%) provient de $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{t}$.

L'idée principale est d'étudier les bosons de Higgs chargés via la cascade de processus suivants :

$$pp \rightarrow t\bar{t}, \quad t \rightarrow H^+b \quad \text{et} \quad H^+ \rightarrow \tau\nu.$$

Comme $t \rightarrow bH^+$ est en compétition avec $t \rightarrow bW^+$ la cascade suivante :

$$pp \rightarrow t\bar{t}, \quad t \rightarrow W^+b \quad \text{et} \quad W^+ \rightarrow \tau\nu,$$

conduit au même état final. Un calcul simple permet de comparer le nombre N_τ de τ produits par ce type de cascade dans le MSSM et dans le modèle standard.

Dans le cas du modèle standard, $\text{BR}(t \rightarrow bW^+) \sim 1$, ainsi

$$N_\tau^{\text{MS}} \propto \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(W^+ \rightarrow \tau\nu) \propto \text{BR}(W^+ \rightarrow \tau\nu). \quad (8.9)$$

Dans le cas du MSSM,

$$N_\tau^{\text{MSSM}} \propto \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(W^+ \rightarrow \tau\nu) + \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(H^+ \rightarrow \tau\nu). \quad (8.10)$$

En remarquant que $\text{BR}(t \rightarrow bW^+) = 1 - \text{BR}(t \rightarrow bH^+)$,

$$N_\tau^{\text{MSSM}} \propto N_\tau^{\text{MS}} + \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times [\text{BR}(H^+ \rightarrow \tau\nu) - \text{BR}(W^+ \rightarrow \tau\nu)]. \quad (8.11)$$

Comme $\text{BR}(H^+ \rightarrow \tau\nu) \sim 1$ et $\text{BR}(W^+ \rightarrow \tau\nu) \sim 0.1$, $N_\tau^{\text{MSSM}} > N_\tau^{\text{MS}}$. Ainsi, la signature d'un boson de Higgs chargé se manifeste par un excès de leptons τ dans les désintégrations du quark top par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

La production puis la décroissance du boson H^+ occupe la branche du quark top, la décroissance de l'antiquark top en $W^-\bar{b}$ va déterminer le type de signal à rechercher : hadronique si $W^- \rightarrow q\bar{q}'$, leptonique si $W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l$. Pour les deux types de signaux, seule la désintégration hadronique du τ est prise en compte. En effet, dans ce cas, un lepton τ est identifié au niveau du détecteur par la présence d'un jet fin de faible multiplicité (la topologie des jets de τ est présentée en détail en section 8.7.1). Les méthodes d'identification d'un τ via sa désintégration leptonique sont délicates ³⁴ et seulement efficaces dans le cas de τ très énergétiques [13].

8.3.3 Canal leptonique

Dans ce canal, présenté sur la figure 8.7, la branche \bar{t} décroît en $W^-\bar{b}$ et le boson W^- se désintègre en un lepton chargé³⁵ (électron ou muon) et un antineutrino associé. Ce mode de

³²La section efficace NLO (Next to Leading Order) vaut 833 pb [12]. En dépit de l'existence de nombreux calculs QCD au niveau NLO qui corrigent les section efficaces calculées à l'ordre de l'arbre (via des K-facteurs), certains processus présents au LHC ne sont toujours pas corrigés. Nous avons donc décidé d'utiliser les prédictions du premier ordre de la théorie à la fois pour le signal et les bruits de fond. Cette approche a de plus le mérite de ne pas surestimer le potentiel de découverte puisqu'elle sous-estime le nombre de paires $t\bar{t}$ créées

³³À titre de comparaison, 350 paires $t\bar{t}$ ont été produites lors du run I de DØ.

³⁴Ces méthodes sont fondées sur le temps de vol, or le τ ne vole au maximum que de quelques mm ($c\tau = 87\mu\text{m}$).

³⁵Ici, on s'intéresse à la signature claire d'un lepton isolé dans le détecteur, c'est pourquoi seuls les électrons et les muons sont utilisés.

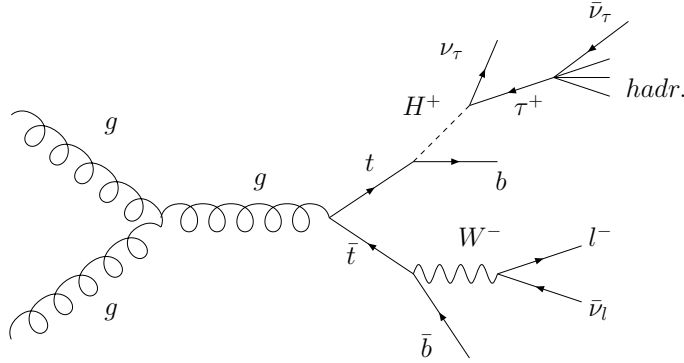


FIG. 8.7 – Diagramme de Feynman du signal « leptonique »

désintégration du W est responsable de la dénomination « leptonique » de ce canal.

Le principal avantage de ce canal est la présence du lepton isolé dans la branche du W^- qui permet un déclenchement efficace (voir les tableaux de déclenchements 2.3 et 2.4) et une bonne réjection du bruit de fond QCD. En revanche, la présence de neutrinos dans les deux branches (donc dans les deux hémisphères du plan transverse), ne permet pas de reconstruire la masse transverse du H^+ via l'énergie transverse manquante. Il s'agit donc d'un canal de découverte, même si la mesure de la masse du boson de Higgs chargé pourrait être possible, bien que délicate, à partir des distributions des impulsions transverses des τ . La signature expérimentale de ce canal est un jet de τ , deux jets de b , un lepton isolé et de l'énergie transverse manquante.

Ce canal a été intensivement étudié en simulation rapide [14–16]. La zone qu'il permet d'exclure a été présentée sur la figure 1.16. La dépression observée autour de $\tan\beta \sim 8$ est due à la baisse du rapport d'embranchement $t \rightarrow bH^+$.

8.3.4 Canal hadronique

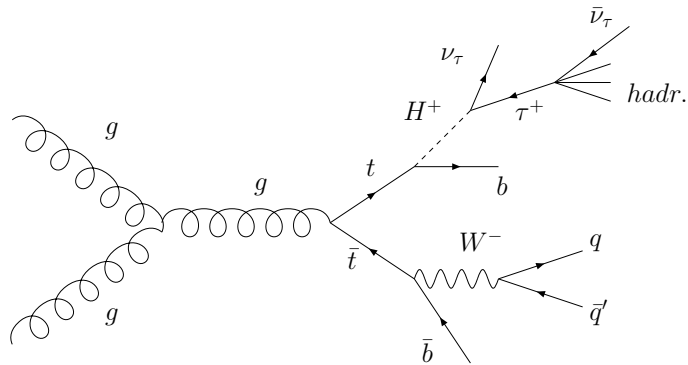
Ce canal, présenté sur la figure 8.8, constitue le point central de cette étude. Le boson W^- issu de \bar{t} se désintègre en deux quarks légers. Comme tous les neutrinos sont issus du même hémisphère, l'énergie transverse manquante et l'impulsion transverse du jet de τ vont pouvoir être combinées pour reconstruire la masse transverse du boson de Higgs. Cette reconstruction de la masse transverse peut être mise à profit non seulement pour l'extraction de la masse mais aussi pour distinguer le signal du bruit de fond et étendre la zone d'exclusion à plus haute masse (notamment dans la zone $\tan\beta \sim 7.5$).

En revanche, l'absence de lepton isolé rend plus difficile le déclenchement sur ce type d'événements. La signature expérimentale de ce canal est un jet de τ , deux jets de b , deux jets de saveur légère et de l'énergie transverse manquante.

D'après la liste des déclenchements HLT prévus dans CMS (voir tableau 2.4), deux types de déclenchement sont intéressants pour ce signal :

- 1 τ – jet > 86 GeV et $E_T > 65$ GeV,
- 1 jet > 180 GeV et $E_T > 123$ GeV.

La figure 8.9 montre l'efficacité et le nombre d'événements attendus pour un an à basse luminosité pour les différents types de déclenchement. Ces résultats ont été obtenus avec le générateur Pythia et ne prennent donc pas en compte les efficacités des divers algorithmes de reconstruction du système de déclenchement. Pour les déclenchements sur des leptons chargés

FIG. 8.8 – *Diagramme de Feynman du signal « hadronique »*

(électrons et muons), seul le signal leptonique a été utilisé. De même, pour les menus de déclenchement $\tau + \cancel{E}_T$ et jet + \cancel{E}_T seul le signal hadronique a été considéré. En examinant le nombre d'événements attendus, on constate que la plus faible efficacité de déclenchement pour le signal hadronique est partiellement compensée par l'augmentation de section efficace ($\text{BR}(W^- \rightarrow l\bar{\nu}) = 0.21$ alors que $\text{BR}(W^- \rightarrow q\bar{q}') = 0.68$). Il est donc possible de déclencher sur un signal de type hadronique.

La production double de bosons de Higgs chargés, $t\bar{t} \rightarrow H^+H^-b\bar{b}$, est également considérée comme du signal dans l'expérience de comptage. En revanche, pour la mesure de la masse m_{H^\pm} présentée en fin de chapitre, ce processus sera considéré comme du bruit de fond (la masse transverse du H^\pm ne pouvant être reconstruite à cause de la présence de neutrinos dans les deux hémisphères).

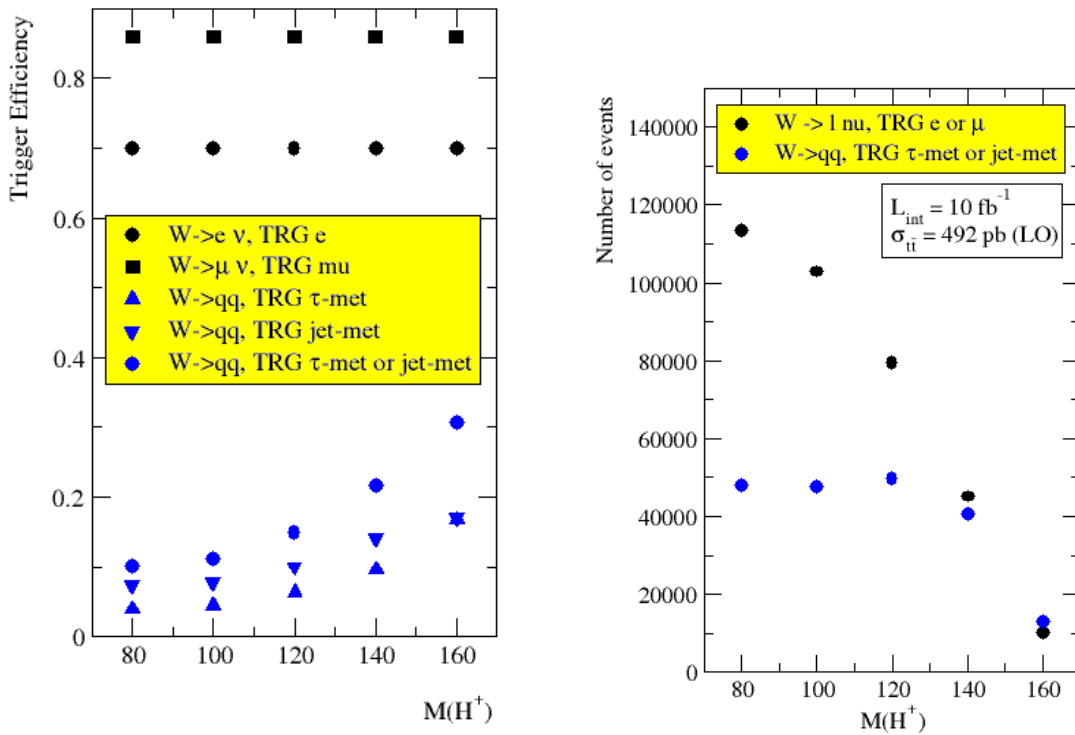


FIG. 8.9 – Simulation (au niveau générateur) de l'efficacité de déclenchement (à gauche) et du nombre d'événements attendus après déclenchement pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (à droite).

8.3.5 Bruits de fond

Irréductible

Comme présenté précédemment, l'état final du signal est composé de deux jets de b, deux jets de saveure légère, un jet de tau et de l'énergie transverse manquante. Le bruit de fond principal du Modèle Standard est la désintégration d'une paire de tops : $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$, $W^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$, $W^- \rightarrow q\bar{q}'$, ayant le même état final et étant de ce fait irréductible (le diagramme correspondant est présenté figure 8.10).

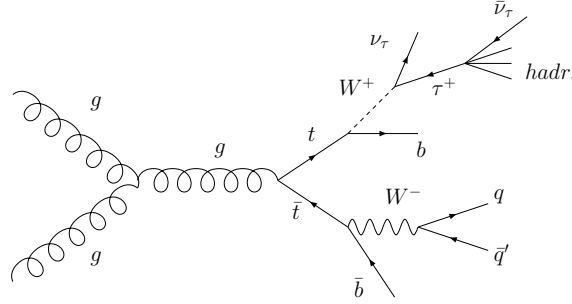


FIG. 8.10 – Bruit de fond standard irréductible W^+W^- .

Instrumentaux standard

Les bruits de fond instrumentaux sont les processus qui, s'il n'ont pas le même état final que le signal, peuvent néanmoins être identifiés comme tel à cause d'erreurs de mesures. Ainsi, les bruits de fond QCD tels que :

$$pp \rightarrow q\bar{q}X,$$

peuvent, de par leur grande section efficace de production, engendrer quelques événements ressemblant au signal. Les autres bruits de fond instrumentaux principaux sont les processus de production de Z , γ^* et W :

$$\begin{aligned} pp &\rightarrow Z/\gamma^* (+ \text{jets}), \\ pp &\rightarrow W (+ \text{jets}), \\ pp &\rightarrow Z/\gamma^*Z/\gamma^*, \\ pp &\rightarrow Z/\gamma^*W. \end{aligned}$$

Les sections efficaces de production des ces différents bruits de fond sont présentées en détail en section 8.5.

Instrumentaux supersymétriques

Les bruits de fond supersymétriques sont du type :

$$\begin{aligned} gg ; q\bar{q} &\rightarrow \tilde{t}\tilde{t} ; \tilde{\chi}_1^\pm \chi_1^\mp \\ gg ; q\bar{q} &\rightarrow b\bar{b}h ; b\bar{b}H ; b\bar{b}A \\ gg ; q\bar{q} &\rightarrow t\bar{t}h ; t\bar{t}H ; t\bar{t}A. \end{aligned}$$

Cependant, l'étude [17], menée en simulation rapide, a montré que ces bruits de fond étaient quasiment supprimés par les sélections qui seront présentées dans ce chapitre. Ces bruits de fond ne représentant qu'une influence négligeable, de par leur faible section efficace, par rapport aux bruits de fonds standard, n'ont pas été générés et ne seront pas pris en compte dans la suite de cette étude.

8.4 Principes de l'analyse

Pour différencier le signal recherché des bruits de fond présentés ci-dessus, il est nécessaire de définir des critères de selection, événement par événement, comme par exemple le nombre de jets reconstruits, le nombre de τ et de b étiquetés ou encore des critères sur la topologie de l'événement. Ces différentes coupures, qui seront présentées dans la section 8.8, ont pour but d'éliminer les bruits de fond réductibles.

Le bruit de fond irréductible $pp \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$ ne pourra pas être éliminé par les coupures précédentes. Pour différencier ce bruit de fond du signal, deux caractéristiques pourront être prises en compte : la polarisation du τ émis et la masse transverse reconstruite, représentative des masses m_W ou m_H . Les effets de polarisation et la reconstruction de la masse transverse des bosons H^\pm et W^\pm sont présentés dans les deux paragraphes suivants.

8.4.1 Les effets de polarisation du τ

Les neutrinos et anti-neutrinos n'existent, respectivement, que dans les états d'hélicité gauche et droite. Lors de la désintégration d'un boson H^- ou W^- , l'anti-neutrino émis est donc un $\bar{\nu}_{\tau R}$ (hélicité $\lambda = -1/2$). Si la désintégration met en jeu un couplage de Yukawa (désintégration d'un boson de Higgs de spin 0), les fermions produits ont des hélicités opposées. Au contraire, lors d'un couplage à un boson vecteur (spin 1), les fermions émis ont le même état d'hélicité. Un tau produit par un H^- sera donc « droit » ($\lambda = +1/2$) alors qu'un tau couplé à un W^- sera « gauche » ($\lambda = -1/2$) [18] [19].

Dans le cas de désintégration d'un H^+ (respectivement d'un W^+), le neutrino émis étant un $\nu_{\tau L}$ ($\lambda = -1/2$), il y aura production d'un τ_L^+ d'hélicité $+1/2$ (resp. d'un τ_R^+ d'hélicité $-1/2$).

En résumé, un boson H^\pm n'émet que des τ^\pm d'hélicité $+1/2$ alors qu'un boson W^\pm n'émet que des τ^\pm d'hélicité $-1/2$. Ces seuls couplages possibles sont représentés sur la figure 8.11.

Considérons à présent la désintégration hadronique du τ . Les désintégrations à une seule particule chargée et N particules neutres représentent 80% de la largeur de désintégration hadronique et environ 50% de la largeur de désintégration totale.

Le cas le plus simple est la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$, qui représente $11.06 \pm 0.11\%$ de la largeur totale (les désintégrations en mésons vecteurs ρ ou a_1 produisent des effets similaires [19]).

La distribution de la largeur de désintégration Γ_π en fonction de θ , qui est l'angle entre la direction de vol du τ et la direction d'émission du pion chargé (mesurée dans le référentiel du τ), est donnée par [19] (voir la référence [20] pour une explication claire du calcul) :

$$\frac{1}{\Gamma_\pi} \times \frac{d\Gamma_\pi}{d \cos(\theta)} = \frac{1}{2}(1 + P_\tau \cos \theta), \quad (8.12)$$

où P_τ est l'état de polarisation du τ . L'allure de la distribution de $\Gamma_\pi(\theta)$, tirée de l'équation 8.12, est présentée sur la figure 8.12, pour $P_\tau = +1$ et $P_\tau = -1$. Il apparaît clairement que le π sera émis préférentiellement sur la ligne de vol du τ pour le cas $P_\tau = +1$, et transversalement

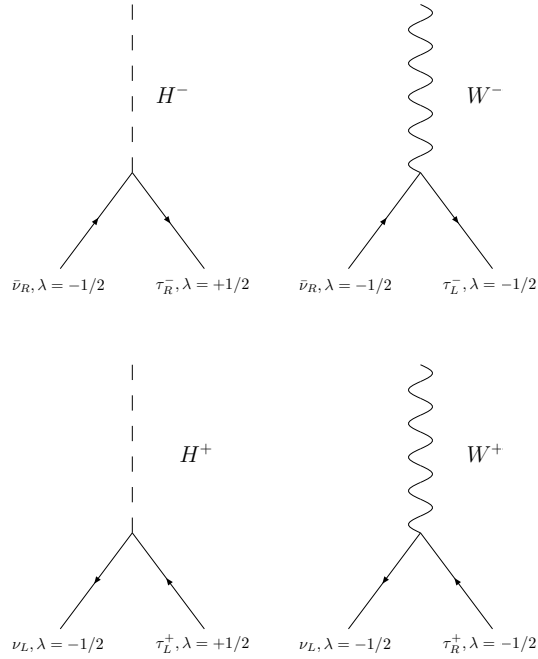


FIG. 8.11 – Les seuls couplages possibles des désintégrations en $\tau\nu$ des bosons H^\pm et W^\pm .

pour $P_\tau = -1$. En conséquence, le jet de τ sera plus « dur » si le τ provient d'un boson de Higgs que s'il provient d'un boson W .

La figure 8.13 montre l'effet de la prise en compte ou non³⁶ des effets de polarisation sur la distribution en impulsion transverse des jets de τ ³⁷ issus de W^\pm ou H^\pm .

La reconstruction de la masse transverse du W^\pm ou du H^\pm dépendant de l'impulsion transverse du τ , les effets de polarisation influent également sur cette reconstruction.

³⁶ Au niveau générateur, la prise en compte des effets de polarisation dans les désintégrations des τ est assurée par le programme TAUOLA [21].

³⁷ Au niveau générateur, un jet de τ est défini comme la somme vectorielle des impulsions des produits stables de la désintégration hadronique du τ^- , hormis le $\bar{\nu}_\tau$.

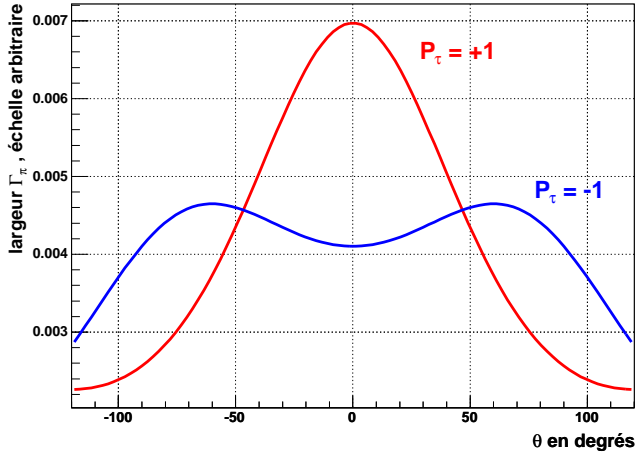


FIG. 8.12 – Distributions angulaires de la largeur de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ pour les deux états de polarisation du τ . θ est l'angle d'émission du π^\pm , dans le référentiel du τ , par rapport à la direction de vol du τ . L'échelle verticale est arbitraire.

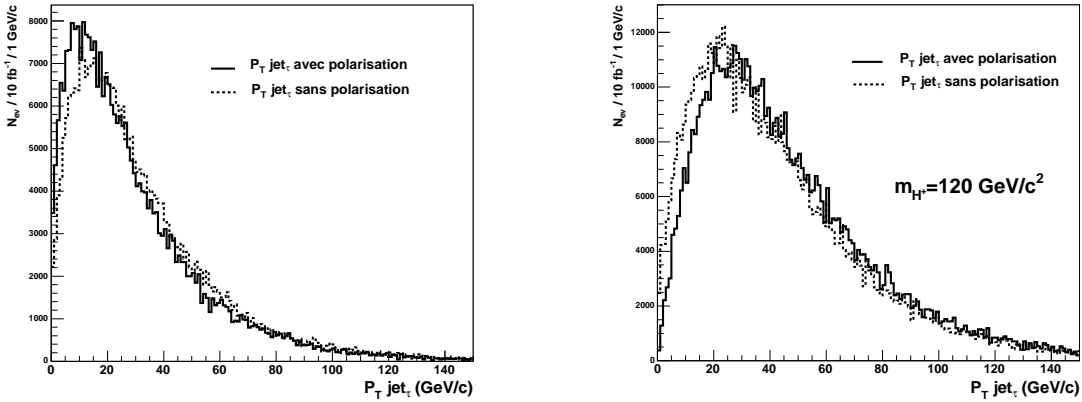


FIG. 8.13 – Impulsion transverse du jet de τ issu de la désintégration d'un W^+ , à gauche, ou d'un H^+ , à droite, pour 10 fb^{-1} et $m_{H^\pm} = 120 \text{ GeV}/c^2$, avec (trait plein) et sans (trait pointillé) la prise en compte des effets de polarisation.

8.4.2 Reconstruction de la masse transverse du H^\pm

Le centre de masse suivant z étant inconnu à cause du caractère composite des protons, la masse du boson H^\pm ne peut être reconstruite à partir du jet de τ et du neutrino émis : seule l'énergie transverse du neutrino est connue. On reconstruit alors la masse transverse du H^\pm , définie par :

$$m_{TH^+} = \sqrt{2 \times P_T(\tau)E_T(\nu) \times (1 - \cos(\Delta\Phi_{\tau,\nu}))}. \quad (8.13)$$

La distribution de masse transverse ainsi définie chute à la limite cinématique, caractéristique de la masse du boson. La figure 8.14 présente les distributions de masses transverses du système $\tau^+ + \nu_\tau$ lors de désintégrations de W^+ et de m_{H^\pm} .

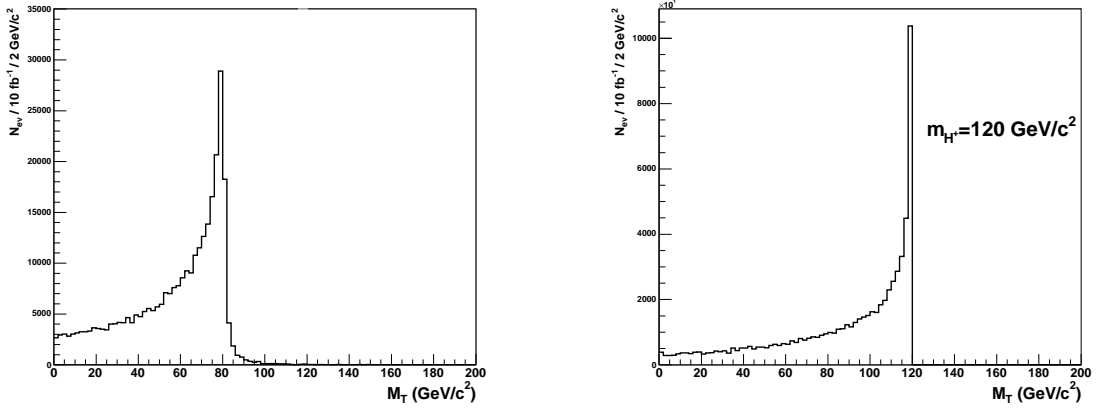


FIG. 8.14 – Masse transverse du W^+ , à gauche, et du H^+ , à droite, à partir de la reconstruction du système $\tau^+ \nu_\tau$, pour 10 fb^{-1} et $m_{H^\pm} = 120 \text{ GeV}/c^2$.

Dans la pratique, une telle reconstruction est impossible car deux neutrinos, ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$, sont émis (le premier lors de la production du τ^+ et le deuxième lors de sa désintégration). À la place de la masse transverse réelle on reconstruit donc une masse transverse approchée :

$$m_{TH^+} \approx \sqrt{2 \times P_T(\text{jet } \tau) \cancel{E}_T \times (1 - \cos(\Delta\Phi_{\tau, \cancel{E}_T}))} \quad (8.14)$$

où \cancel{E}_T est l'énergie transverse manquante de l'événement³⁸. Cette approximation est valable car le neutrino émis dans la désintégration du τ a une impulsion transverse faible (de quelques GeV/c) par rapport à l'impulsion transverse du neutrino venant de la désintégration du boson de Higgs (plusieurs dizaines de GeV/c). La figure 8.15 présente les distributions de masse transverse ainsi obtenues, en incluant ou non les effets de polarisation.

La limite cinématique étant plus faible pour le W^\pm que pour le H^\pm , une réjection sensible du bruit de fond irréductible sera obtenue en plaçant une coupure sur la masse transverse reconstruite. La figure 8.16 présente les distributions de masse transverse pour le signal et le bruit de fond irréductible en fonction de la masse du boson de Higgs, ce pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et pour $\tan\beta = 30$.

À basse masse de H^\pm , le signal domine largement le bruit de fond irréductible. Les allures des distributions de masse transverse étant relativement semblables pour le boson de Higgs et le

³⁸ Au niveau générateur, l'énergie transverse manquante est calculée comme la somme vectorielle des impulsions transverses de tous les neutrinos de l'événement.

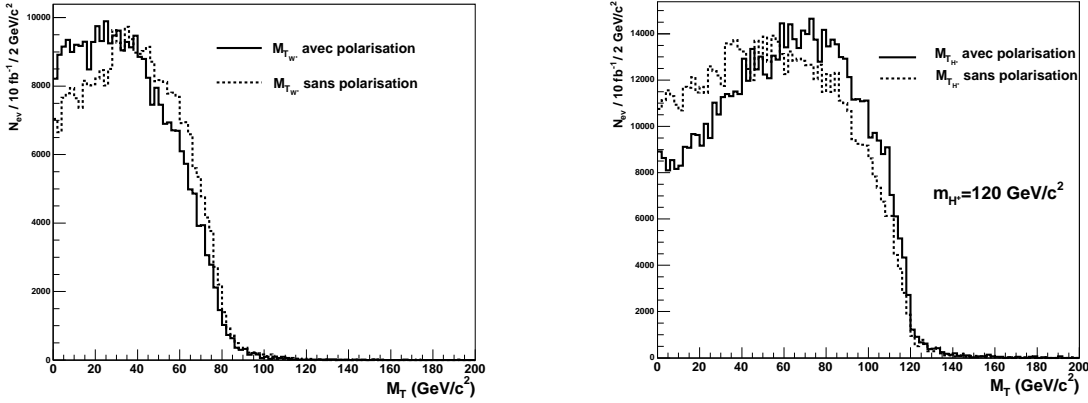


FIG. 8.15 – Masse transverse du W^+ , à gauche, et du H^+ , à droite, à partir de la reconstruction du système $\text{jet}_\tau + \vec{E}_T$, pour 10 fb^{-1} et $m_{H^\pm} = 120 \text{ GeV}/c^2$, avec (ligne pleine) et sans (ligne pointillée) prise en compte des effets de polarisation.

W , une coupure ne permettra d'optimiser le rapport signal sur bruit que modérément. Quand la masse de H^\pm devient plus importante, le taux d'embranchement $\text{BR}(H^+ \rightarrow \tau\nu)$ devient faible et la production de τ issu d'un W est alors prépondérante. Cela pourra être compensé par une coupure sur la masse transverse : une coupure à $80 \text{ GeV}/c^2$ réduit considérablement le bruit de fond en conservant une large partie du signal.

L'efficacité de cette coupure en simulation réaliste sera présentée en section 8.8.

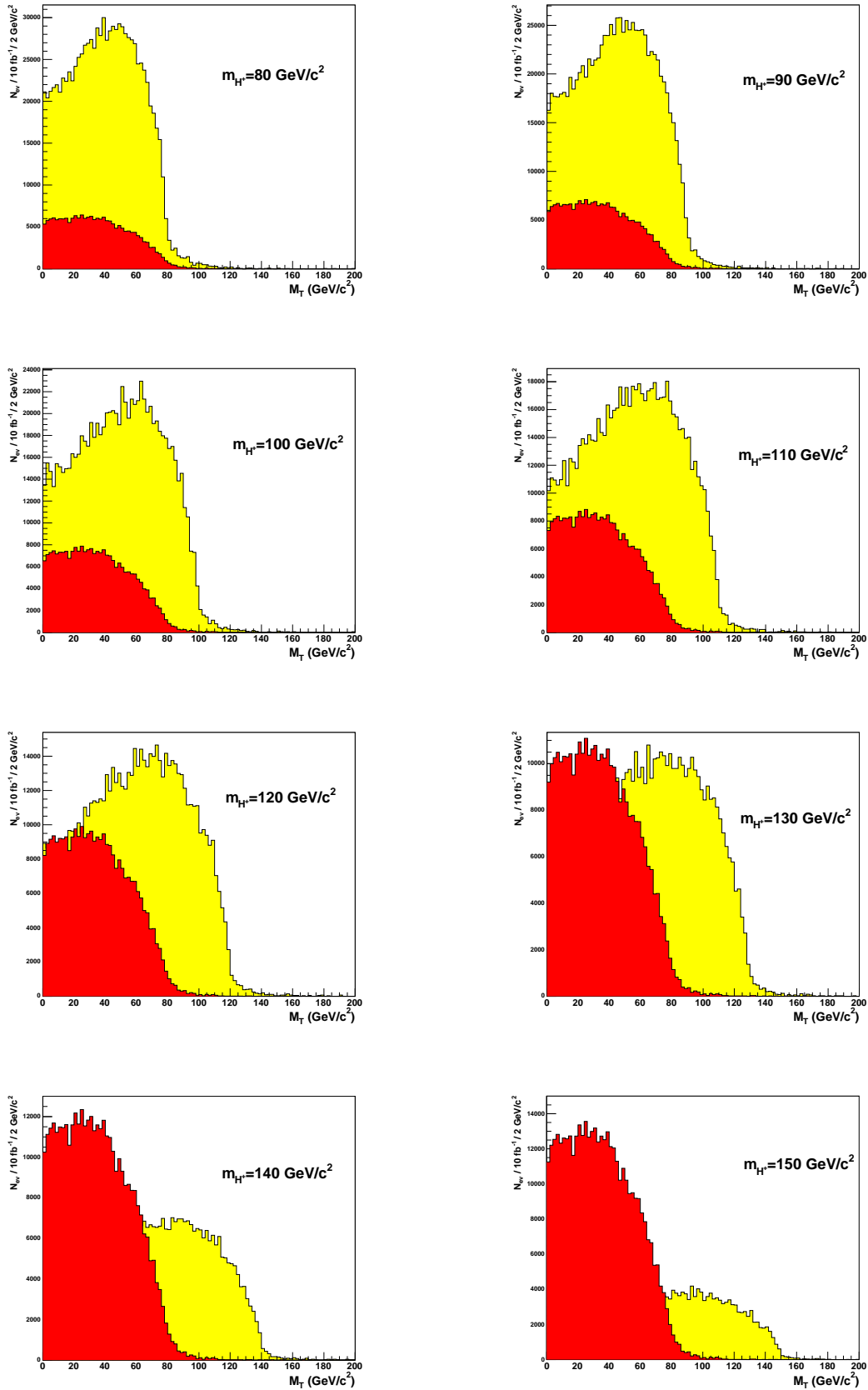


FIG. 8.16 – Distributions de la masse transverse reconstruite – au niveau générateur – du signal (en jaune) et du bruit de fond irréductible (en rouge) et ce pour les valeurs de m_{H^\pm} suivante : 80, 90, 100, 110, 120, 130, 140 et 150 GeV/c^2 . Les distributions sont normalisées à une luminosité de 10 fb^{-1} .

8.5 Production des événements

Afin de réduire le nombre d'événements à simuler, les sélections suivantes ont été appliquées au niveau générateur :

- Au moins une particule chargée de $P_T > 14$ GeV/c ou deux particules chargées de $P_T > 3$ GeV/c.
- Au moins un jet d'énergie transverse $E_T > 65$ GeV.
- De l'énergie transverse manquante, $\cancel{E}_T > 40$ GeV.

Les sélections sur les traces chargées correspondent aux seuils les plus bas du déclenchement de premier niveau (table 2.3). Les sélections jet et \cancel{E}_T correspondent aux seuils de déclenchements de hauts niveaux choisis (présentés dans la section suivante) diminués d'environ deux fois la résolution (les résolutions sont présentées en section 8.7.1 et 8.7.3).

La section efficace de production des processus di-jets QCD étant exponentiellement décroissante avec \hat{p}_T ³⁹, la génération de ces bruits de fonds a été séparée en trois intervalles de \hat{p}_T , comme reporté dans le tableau 8.1. Ces trois intervalles ont été choisis car ils représentent à eux seuls entre 85% et 95% du taux de déclenchement (jet τ niveau 1) sur di-jets QCD [22].

TAB. 8.1 – Les trois intervalles de génération des bruits de fond di-jets QCD.

intervalle en \hat{p}_T (GeV/c)	section efficace (mb)
50-80	2.076×10^{-2}
80-120	2.952×10^{-3}
120-170	4.956×10^{-4}

La production des processus Z/γ^* (+jets) a également été séparée en trois intervalles de masse (en GeV/c²) : $2 < \hat{m} < 60$ (pic du photon), $60 < \hat{m} < 130$ (pic du Z) et $130 < \hat{m}$.

La chaîne logicielle de production et de reconstruction des événements est représentée sur la figure 8.17. Le temps de traitement total d'un événement est d'environ 265 s (la production seule représente 80% du temps de traitement). Il est difficilement envisageable de pouvoir produire en simulation détaillée tous les événements (signaux et bruits de fonds)⁴⁰. Dès lors, même après avoir appliqué des coupures au niveau générateur, dans le but de réduire le nombre d'événements à simuler, seulement une fraction des événements attendus ont pu être produits en simulation complète.

³⁹On note \hat{p}_T le moment transverse d'un des deux jets au niveau partonique.

⁴⁰À titre d'exemple, la production complète d'un seul bruit de fond QCD, pris dans l'intervalle $80 \text{ GeV/c} < \hat{p}_t < 120 \text{ GeV/c}$, attendu pour un an de fonctionnement à basse luminosité prendrait environ six mois sur 200 CPU (en prenant en compte les coupures possibles au niveau générateur).

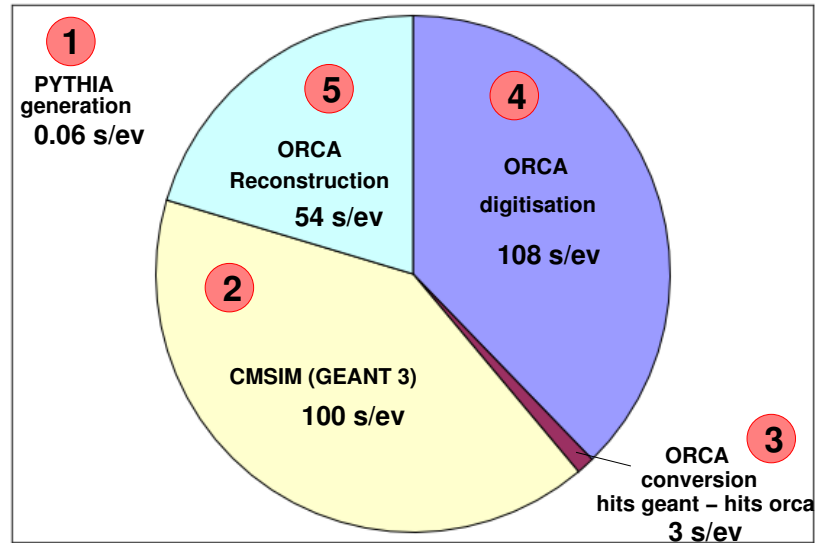


FIG. 8.17 – Les différentes étapes de traitement d'un événement (la durée de chaque étape est calculée pour un processeur PIII 1 GHz).

Le tableau 8.2 récapitule le nombre d'événements effectivement produits pour chaque canal ainsi que le nombre d'événements équivalent (*i.e.* sans les coupures au niveau générateur), la section efficace de production (à l'ordre de l'arbre) et la luminosité intégrée correspondante. Pour chaque processus, un empilement d'interactions correspondant à une luminosité de 10^{33} cm^2s^{-1} a été ajouté. Le signal a été généré pour la valeur $\tan\beta = 20$ ⁴¹. Les processus di-jets QCD, Z+jet ($2 < \hat{p}_t < 130$ GeV/c) et W+jet ont des sections efficaces trop grandes pour pouvoir être complètement produits ; il sera donc nécessaire d'utiliser une simulation rapide pour obtenir une statistique suffisante et vérifier la compatibilité des distributions avec celles obtenues à partir de la simulation détaillée d'un échantillon de taille réduite.

⁴¹Les événements générés en vue d'être traités dans le programme de simulation et de reconstruction l'ont été à la valeur $\tan\beta = 20$. Les événements utilisés pour les illustrations, au niveau générateur, des différentes distributions d'impulsions ou de masses transverses ont été générés à la valeur $\tan\beta = 30$. Cette différence n'est d'aucune importance quant à l'allure des distributions, la valeur de $\tan\beta$ n'influant que les rapports d'embranchement du signal et du bruit de fond irréductible.

TAB. 8.2 – Nombre d'événements générés (avant coupures au niveau générateur), produits en simulation détaillée et luminosité intégrée équivalente, pour $\tan\beta = 20$.

Processus	section efficace (LO) en pb	Nombre général	Nombre simulé	Lumi. int. fb^{-1}
signal $t\bar{t} \rightarrow H^\pm W^\mp \bar{b}b$, $H \rightarrow \tau\nu$ $W \rightarrow q\bar{q}'$				
$m_H^\pm = 90 \text{ GeV}/c^2$	70.733	91422	47757	1.2925
$m_H^\pm = 100 \text{ GeV}/c^2$	65.7971	78744	42200	1.19677
$m_H^\pm = 110 \text{ GeV}/c^2$	59.2824	86032	47460	1.45123
$m_H^\pm = 120 \text{ GeV}/c^2$	50.7626	82793	47363	1.63099
$m_H^\pm = 130 \text{ GeV}/c^2$	40.5365	77343	45769	1.90799
$m_H^\pm = 140 \text{ GeV}/c^2$	28.9926	76587	46888	2.64163
$m_H^\pm = 150 \text{ GeV}/c^2$	17.1243	75358	47759	4.4007
$m_H^\pm = 160 \text{ GeV}/c^2$	6.79416	67145	44199	9.8828
$m_H^\pm = 170 \text{ GeV}/c^2$	0.14607	70528	47458	482.839
signal $t\bar{t} \rightarrow H^\pm H^\mp \bar{b}b$, $H \rightarrow \tau\nu$				
$m_H^\pm = 90 \text{ GeV}/c^2$	47.9127	19187	9949	0.400471
$m_H^\pm = 100 \text{ GeV}/c^2$	37.3071	17424	8557	0.467059
$m_H^\pm = 110 \text{ GeV}/c^2$	26.9725	20741	9652	0.768975
$m_H^\pm = 120 \text{ GeV}/c^2$	17.823	19816	8755	1.11186
$m_H^\pm = 130 \text{ GeV}/c^2$	10.1523	20650	8954	2.03408
$m_H^\pm = 140 \text{ GeV}/c^2$	4.67093	21048	9154	4.50632
$m_H^\pm = 150 \text{ GeV}/c^2$	1.48912	20522	9354	13.7817
$m_H^\pm = 160 \text{ GeV}/c^2$	0.216995	17191	8457	79.2272
$m_H^\pm = 170 \text{ GeV}/c^2$	9.5208e-05	17256	9055	181246
bruit de fond irréductible $t\bar{t} \rightarrow W^\pm W^\mp \bar{b}b$, $W^\pm \rightarrow \tau\nu$, $W^\mp \rightarrow q\bar{q}'$				
	35.6973	464831	264725	13.0215
bruits de fond réductibles				
di-jet QCD $50 < \hat{p}_t < 80$	2.09598e+07	6.5766e+09	49562	0.3130
di-jet QCD $80 < \hat{p}_t < 120$	2.95256e+06	9.9333e+07	41888	0.033643
di-jet QCD $120 < \hat{p}_t < 170$	499138	1.64223e+07	46566	0.0329014
Z+jet $2 < \hat{m} < 60$	157356	2.98587e+07	47461	0.189753
Z+jet $60 < \hat{m} < 130$	8780.88	1.35991e+06	48554	0.154872
Z+jet $130 < \hat{m}$	22.8217	185778	48455	8.14043
ZZ	11.0938	607008	47857	54.7159
W+Z	26.8818	695954	48752	25.8894
W+jet	357149	1.76103e+07	47162	0.049308

8.6 Déclenchements de premier et hauts niveaux

Les différents seuils de déclenchement ont été présentés dans les tableaux 2.3 et 2.4. Après s'être assuré qu'un événement produit a été retenu par le système de déclenchement de premier niveau, on demande qu'il remplisse les conditions d'un certain type de déclenchement de haut niveau. Dans notre cas, le signal comportant 5 jets (dont un tau) et de l'énergie transverse manquante, les déclenchements retenus sont :

$$1 \text{ jet de } P_t > 180 \text{ GeV}/c \text{ et } \cancel{E}_T > 123 \text{ GeV}$$

ou

$$1 \text{ jet } \tau \text{ de } P_t > 86 \text{ GeV}/c \text{ et } \cancel{E}_T > 65 \text{ GeV}.$$

Les efficacités de déclenchement des premier et haut niveaux sont présentées sur la figure 8.18 pour les canaux $H^\pm W^\mp bb$ et $H^\pm H^\mp bb$. Les efficacités de déclenchement sur les bruits de fond sont reportées dans les tableaux 8.3 (niveau 1) et 8.4 (haut niveau).

L'efficacité totale de déclenchement sur le signal $H^\pm W^\mp$ varie entre 6.5 et 10% suivant m_H^\pm et entre 10 et 20% pour le signal $H^\pm H^\mp$. L'augmentation d'efficacité (en fonction de m_H^\pm ou entre les canaux $H^\pm W^\mp$ et $H^\pm H^\mp$) est principalement due au déclenchement $\tau + \cancel{E}_T$.

L'efficacité sur le bruit de fond irréductible $W^\pm W^\mp$ est de 5.42%. Le déclenchement est donc plus efficace sur le signal que sur le bruit de fond irréductible; l'efficacité de déclenchement $\text{jet} + \cancel{E}_T$ est d'environ 3.9% pour le bruit de fond et est similaire à l'efficacité obtenue sur le signal alors qu'au contraire, l'efficacité du déclenchement $\tau + \cancel{E}_T$ est de 1.88% pour le bruit de fond et de 2.83% pour le signal (pour $m_H^\pm = 90 \text{ GeV}/c^2$); cette différence s'explique par la différence de masse des bosons H^\pm et W^\pm ainsi que par les effets de polarisation.

TAB. 8.3 – Efficacités du déclenchement de premier niveau pour les bruits de fond.

Processus	Nombre produit	Nombre après L1	Efficacité en %
WW	264725	178443	67.40
di-jet QCD $50 < \hat{p}_t < 80$	49562	16563	33.42
di-jet QCD $80 < \hat{p}_t < 120$	41888	19374	46.25
di-jet QCD $120 < \hat{p}_t < 170$	46566	29976	64.37
Z+jet $2 < \hat{m} < 60$	47461	18664	39.32
Z+jet $60 < \hat{m} < 130$	48554	23586	48.57
Z+jet $130 < \hat{m}$	48455	48267	99.61
ZZ	47857	27265	56.97
W+Z	48752	32144	65.93
W+jet	47162	32551	69.02

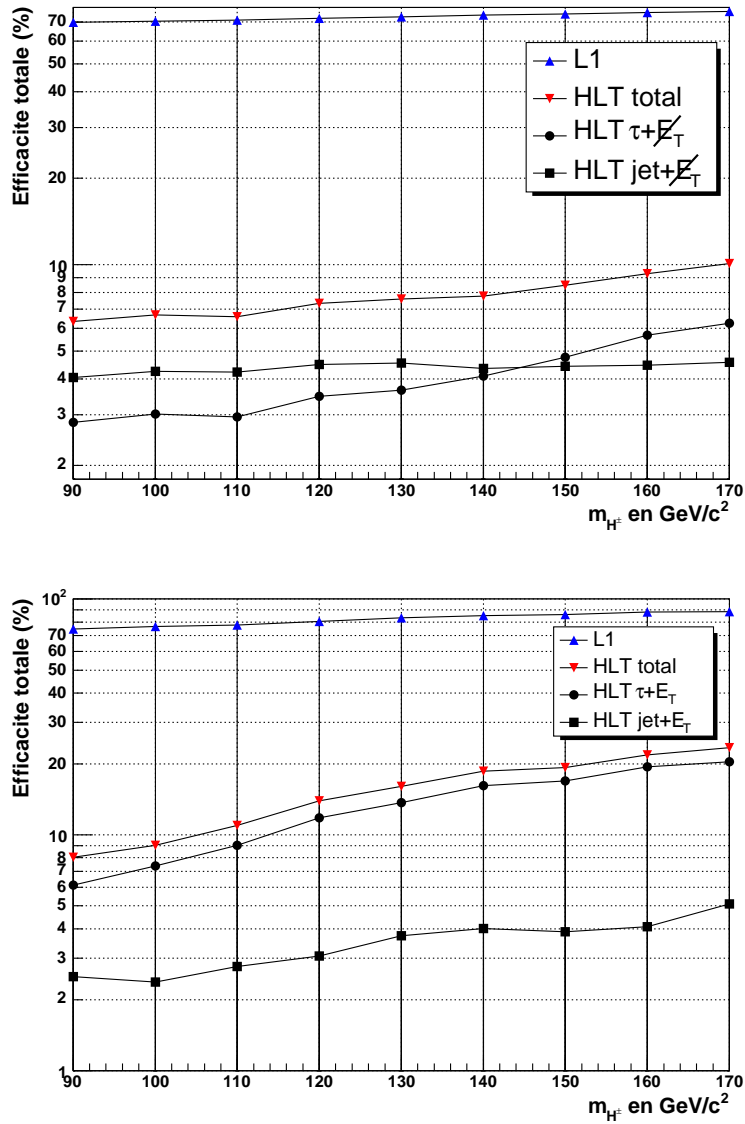


FIG. 8.18 – Efficacité des déclenchements de premier et haut niveau pour le canal WH (en haut) et HH (en bas).

TAB. 8.4 – Efficacités des déclenchements de hauts niveaux pour les bruits de fond.

Processus	Nombre L1	Nombre HLT $\tau + \cancel{E}_T$	Nombre HLT jet + \cancel{E}_T	Nombre HLT total	Efficacité L1 + HLT en %
WW	178443	4975	10411	14371	5.43
di-jet QCD, $50 < \hat{p}_t < 80$	16563	5	0	5	0.01
di-jet QCD, $80 < \hat{p}_t < 120$	19374	26	2	28	0.066
di-jet QCD, $120 < \hat{p}_t < 170$	29976	108	49	156	0.33
Z+jet $2 < \hat{m} < 60$	18664	226	33	247	0.52
Z+jet $60 < \hat{m} < 130$	23586	315	1099	1385	2.85
Z+jet $130 < \hat{m}$	48267	2227	37342	38234	78.9
ZZ	27265	1778	2132	3434	7.17
W+Z	32144	2189	1817	3531	7.24
W+jet	32551	1508	1605	2823	5.98

8.7 Reconstruction des événements

8.7.1 Reconstruction et étiquetage des jets de τ

La reconstruction et l'identification des jets de τ [23] à l'aide du trajectomètre est fondée sur la topologie particulière de la désintégration hadronique du τ : un jet fin, avec une faible multiplicité de particules chargées. Dans le canal de désintégration $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi^\pm\pi^0\nu$, dont le rapport de branchement global est de 25%, les deux pions sont le plus souvent contenus dans un cône⁴² $\Delta R < 0.1$, pour une désintégration en τ d'un H^\pm de masse $m_{H^\pm} = 140$ GeV. L'algorithme d'étiquetage du jet de τ est le suivant (chaque cône est représenté sur la figure 8.19) :

1. Au sein du jet reconstruit (avec un cône $\Delta R = R_{\text{jet}} = 0.5$), la trace ayant la plus grande impulsion transverse, ou trace principale, doit se trouver dans un cône $\Delta R = R_{\text{JT}}$ autour de l'axe du jet.
2. Dans un cône $\Delta R = R_{\text{S}}$ autour de la trace principale, seules deux traces supplémentaires peuvent être présentes, avec chacune une impulsion transverse⁴³ supérieure à 3 GeV/c.
3. Un cône d'isolation $\Delta R = R_{\text{isol}}$ assure qu'aucune trace n'est présente dans la région $R_{\text{S}} < \Delta R < R_{\text{isol}}$.

Les valeurs de cônes choisies sont présentées sur la figure 8.19. L'effet de chacune de ces coupures a été évalué sur 10000 jets de τ issus respectivement d'un boson de Higgs ($m_{H^\pm} = 120$ GeV/c²) et d'un W, ainsi que sur 10000 jets légers, pour évaluer le taux de faux

⁴²L'ouverture du cône est définie dans le plan $\eta - \phi$ par $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$

⁴³Les impulsions transverses des traces sont calculées par rapport à l'axe du faisceau.

jets étiquetés. La figure 8.20 présente les distributions en p_T et en ΔR des traces ainsi que les coupures choisies.

Les résultats de la sélection sont résumés dans le tableau 8.5 : une efficacité d'étiquetage de τ de $45.9 \pm 0.8\%$ est obtenue avec un facteur de réjection de l'ordre de 100.

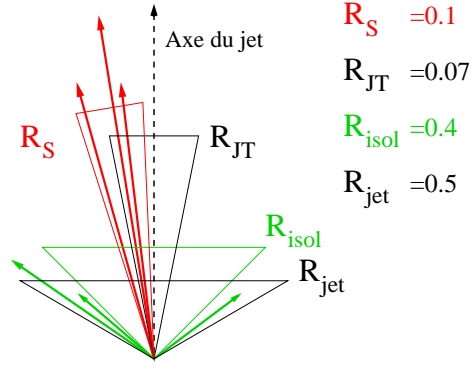


FIG. 8.19 – Les différents cônes d'isolation utilisés pour l'identification des jets de τ .

TAB. 8.5 – Seuils appliqués pour l'étiquetage de jet de τ et résultats obtenus. La trace la plus dure est notée H , les autres traces de signal sont notées S .

	P_{tH} en GeV/c	P_{tS} en GeV/c	$\Delta R_{\text{jet-H}}$	ΔR_{H-S}	$\Delta R_{\text{isolation}}$
	10	3	0.06	0.06	0.4
Efficacité	$45.9 \pm 0.8 \%$				
Taux de faux	$1.04 \pm 0.06 \%$				

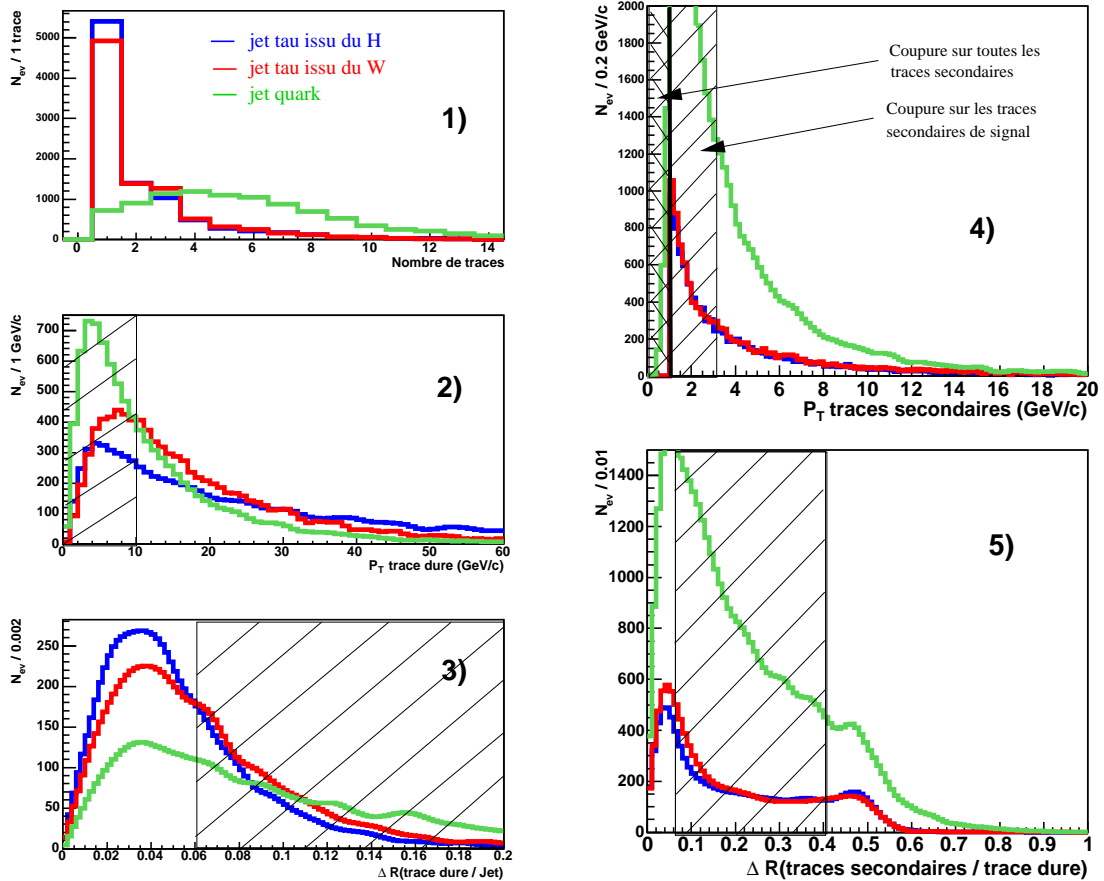


FIG. 8.20 – Distributions des différentes caractéristiques et seuils utilisés dans l'étiquetage de τ pour 10000 jets de τ venant d'un H (en rouge) ou d'un W (en bleu) et pour 10000 jets de quarks (en vert). Les chiffres représentent l'ordre dans lequel les coupures sont appliquées (sur la figure toutes les distributions sont tracées sans qu'aucune coupure n'ait été imposée, elles ne représentent donc qu'une illustration des distributions réelles). Les zones hachurées sont rejetées par les coupures.

Les résolutions en énergie sur les jets de τ étiquetés sont présentées sur la figure 8.21 pour trois cas :

1. Sans correction de l'énergie.
2. Avec correction de l'énergie à partir de mesures en tests sous faisceaux [24]. Les corrections sont mises en œuvre en pondérant les fractions d'énergie électromagnétique (EC) et hadronique (HC) des jets :

$$E = a \times EC + b \times HC, \quad (8.15)$$

où les facteurs correctifs a et b , qui sont tabulés en fonction de η et E_T , ont été ajustés à partir des mesures obtenues lors des tests sous faisceaux. Cette correction est dite de type 1.

3. Avec correction de l'énergie du jet par les impulsions des traces [24]. L'idée principale est d'utiliser la haute précision du trajectomètre dans la mesure des impulsions des particules chargées pour améliorer la réponse des jets. Il s'agit alors de remplacer la valeur de l'énergie d'un amas calorimétrique par la valeur de l'impulsion de la trace associée.

- (a) L'énergie du jet collectée au sein du cône de reconstruction n'inclue pas l'énergie des particules qui sont sorties du cône à cause de la déviation due au champ magnétique. Une trace est dite *trace-hors-cône* si les conditions suivantes sont remplies :

- $\Delta R_v < R_{\text{jet}}$,
- $\Delta R_c > R_{\text{jet}}$,

où R_{jet} est la taille du cône utilisée dans la reconstruction (ici $R_{\text{jet}} = 0.5$), ΔR_v et ΔR_c sont respectivement la distance, dans le plan (η, ϕ) , entre l'axe du jet calorimétrique et la direction de la trace, mesurée au vertex de production (ΔR_v) et au point d'impact de la trace projetée à la surface du calorimètre (ΔR_c). Après reconstruction de ces traces *hors cône*, la somme de leur impulsion, notée $P_{\text{hors cône}}$, peut être ajoutée à la réponse du jet dans le calorimètre, $E_{\text{cône}}$:

$$E_{\text{jet}} = E_{\text{cône}} + P_{\text{hors cône}}. \quad (8.16)$$

- (b) Pour chaque trace contenue dans le cône, une partie de l'énergie du jet calorimétrique peut être remplacée par la valeur de l'impulsion de la trace :

- Deux matrices de 3×3 cristaux et de 3×3 tours HCAL sont construites autour du point d'impact de la trace propagée à la surface du calorimètre.
- La somme des énergies récoltées dans les deux matrices sont comparées à l'impulsion mesurée de la trace reconstruite dans le trajectomètre pour voir si l'association trace-amas est possible. Si la différence est contenue dans l'intervalle :

$$-\sigma < (P_{\text{trace}} - E_{\text{calo}}) < 2\sigma \quad (8.17)$$

où

$$\sigma/E = 100\%/\sqrt{E} + 5\% , \quad (8.18)$$

alors l'énergie des matrices est remplacée par la valeur de l'impulsion de la trace mesurée dans le trajectomètre.

- Si la trace ne peut être associée (*i.e.* les conditions ci-dessus ne sont pas remplies), la réponse calorimétrique attendue de la trace est calculée puis soustraite de la réponse du jet. L'impulsion mesurée de la trace est alors ajoutée à l'énergie du jet.

Cette correction est dite de type 2.

La correction de type 1 donne les meilleurs résultats : le biais est proche de zéro et la résolution relative est de 14%. La correction de type 2, dont les paramètres ont été ajustés sur des jets de quarks, n'apparaît pas adaptée à la topologie particulière d'un jet de τ .

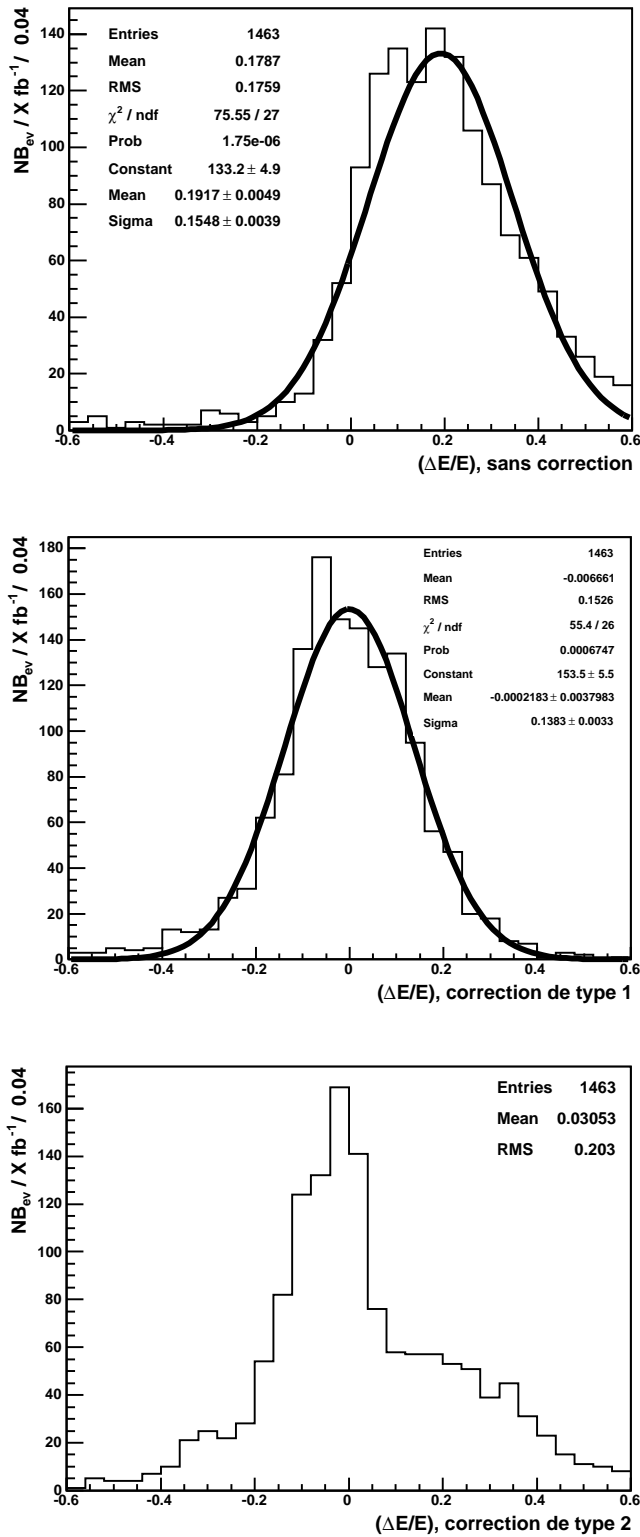


FIG. 8.21 – Résidu relatif sur l'énergie du jet de τ reconstruit, après déclenchement de haut niveau. En haut, sans correction. Au milieu, avec correction de type 1. En bas, avec correction de type 2.

8.7.2 Reconstruction et étiquetage des jets beaux

L'identification précise et efficace des jets issus de désintégration de mésons beaux est primordiale pour sélectionner le maximum d'événements de signal (le signal recherché produisant deux quarks b) et réduire le plus possible le bruit de fond (en rejetant tous les événements n'ayant pas deux quarks b).

Les différentes méthodes d'étiquetage d'un jet beau sont fondées sur les propriétés particulières de la désintégration des mésons B⁴⁴ :

- Les temps de vie moyens des mésons B étant plus importants (1.536 ± 0.014 ps pour un B^0 , 1.671 ± 0.018 ps pour un B^\pm) que ceux des mésons charmés (1.040 ± 0.007 ps pour un D^\pm , 0.410 ± 0.001 ps pour un D^0) mais beaucoup plus faibles que ceux des mésons légers chargés (26.033 ± 0.005 ns pour un π^\pm , 12.384 ± 0.024 ns pour un K^\pm), ils parcourent une distance significative (jusqu'à quelques centimètres) avant de se désintégrer dans le trajectomètre alors qu'à énergie égale, les mésons charmés auront parcouru une distance plus petite et les mésons légers auront pu traverser la totalité ou une grande partie du trajectomètre. Les vertex de désintégration de mésons B étant déplacés, les traces reconstruites correspondantes présentent des paramètres d'impact mesurables et en partie différentiables des paramètres d'impact de traces d'autres mésons. Si la reconstruction d'un vertex déplacé est possible, la distance de ce vertex au vertex primaire permet également l'étiquetage de la saveur.
- Les désintégrations de méson B produisent en moyenne un plus grand nombre de traces (de l'ordre de trois traces) que celles des mésons légers (le plus souvent deux traces) ou que celles des mésons D (deux ou trois traces).
- Un méson B est plus lourd ($m_{B^\pm} = 5279.0 \pm 0.5$ MeV/c²) qu'un méson D ($m_{D^\pm} = 1869.4 \pm 0.5$ MeV/c²) ou qu'un méson léger. La reconstruction du vertex déplacé et de sa masse « chargée » donne donc une indication sur la saveur du jet.
- La fragmentation du quark b est la plus dure de tous les quarks (le méson emporte en moyenne 70% de l'énergie et le plus souvent 80%). La fraction d'énergie au vertex secondaire peut donc être exploitée.

Toutes les méthodes d'étiquetage de jets beaux se fondent soit sur la mesure des paramètres d'impact des traces du jet soit sur la reconstruction et les caractéristiques des vertex déplacés. Deux méthodes sont présentées : la méthode de probabilité des jets et une méthode fondée sur la reconstruction de vertex.

Le signal recherché comportant deux jets de b, une efficacité d'étiquetage de b importante est nécessaire. Les méthodes seront donc comparées en évaluant les différents taux de faux étiquetage sur des jets de c et légers (u, d, s, g) pour une efficacité d'étiquetage de b fixée à environ 50%.

L'évaluation des efficacités et taux de mauvaise identification se fait en appliquant le même algorithme d'étiquetage sur des jets de b, c et légers. La sélection de tels jets est obtenue par association géométrique des jets reconstruits aux quarks simulés (un jet est associé à un quark si $\Delta R(\text{jet} - \text{quark}) < 0.1$).

⁴⁴Par souci de simplification, nous désignerons par mésons B l'ensemble des mésons beaux : B^0 , \bar{B}^0 , B^\pm , etc.

La mise au point de tous les algorithmes d'étiquetage de b présentés dans la suite s'est faite à partir de dix mille événements de signal WHbb ($m_{H^\pm}=120 \text{ GeV}/c^2$) ayant passé les seuils de déclenchement de premier niveau ⁴⁵. Tous les résultats obtenus sont donc valables uniquement pour l'état final considéré dans cette thèse.

La méthode de probabilité du jet

Le paramètre d'impact IP d'une trace est défini comme la distance minimale d'approche de la trace au vertex primaire. Le principe de mesure du paramètre d'impact et du signe de sa projection sur l'axe du jet est illustré par la figure 8.22, pour des traces venant du vertex primaire ou d'un vertex déplacé. La reconstruction du paramètre d'impact peut se faire soit dans le plan transverse soit en trois dimensions.

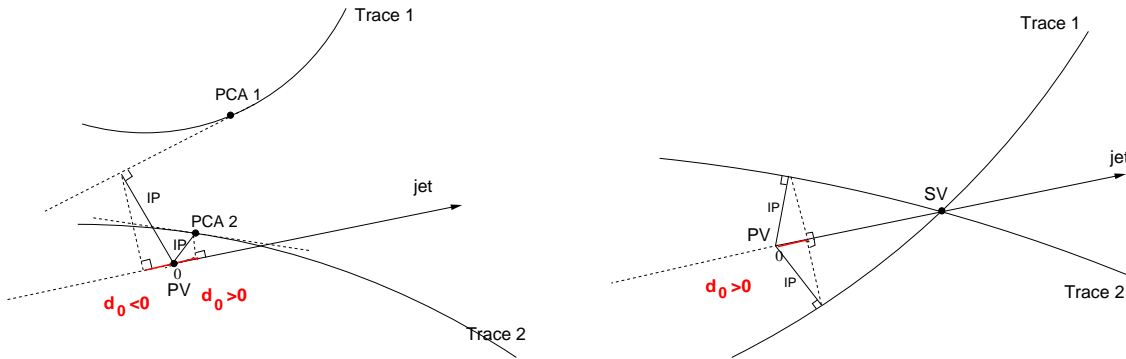


FIG. 8.22 – Illustration du principe de mesure tridimensionnelle du paramètre d'impact IP et du signe de d_0 , pour des traces venant du vertex primaire (à gauche) et pour des traces provenant d'un vertex déplacé le long du jet. Les points PCA sont calculés comme étant les points des traces les plus proches de l'axe du jet.

La figure 8.23 présente la distribution de signification ⁴⁶ des paramètres d'impacts signés transverses et tridimensionnels pour des jets de b, c et légers.

Les traces provenant du vertex primaire ont un paramètre d'impact de l'ordre de la résolution sur le vertex primaire, dont la projection sur l'axe du jet d_0 est tantôt positive, tantôt négative. À l'inverse, des traces provenant d'un vertex déplacé le long du jet ont un paramètre d'impact sensiblement plus grand que la résolution sur la position du vertex primaire et une projection toujours ⁴⁷ positive.

À partir de la partie négative de la distribution des significations des paramètres d'impact, la probabilité qu'une trace vienne du vertex primaire est calibrée. Ensuite, les probabilités de toutes les traces du jet sont combinées pour estimer la probabilité P du jet de venir du vertex primaire. Les calculs des différentes probabilités sont détaillés en référence [25].

⁴⁵Bien qu'il eût été préférable de sélectionner les événements ayant passé le déclenchement de haut niveau, le manque de statistique aurait empêché une caractérisation précise des taux de mauvais étiquetage.

⁴⁶La signification est définie par IP/σ_{IP} , σ_{IP} étant l'incertitude de mesure du paramètre d'impact.

⁴⁷Il existe des exceptions pour des jets de b, pouvant venir soit d'une reconstruction de trace imprécise, soit d'une désintégration hors de l'axe du jet d'un des produits du méson B.

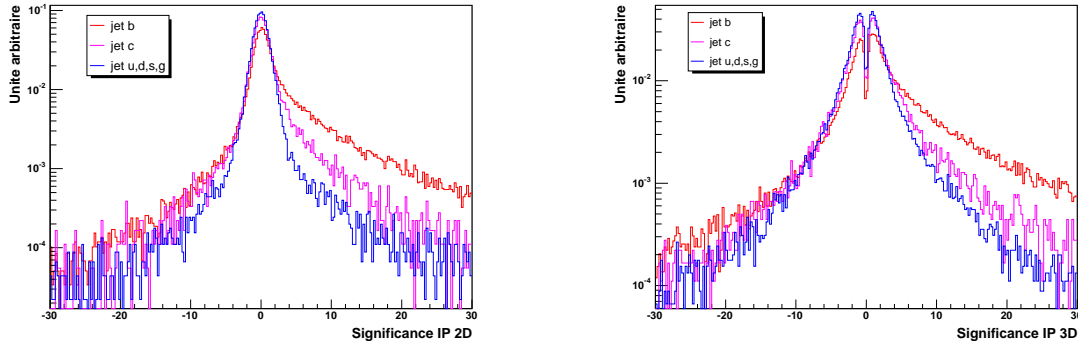


FIG. 8.23 – Signification du paramètre d’impact transverse (à gauche) et tridimensionnel (à droite) pour des jets de b , c et légers (u, d, s, g). Le nombre de jets de chaque histogramme est normalisé à un.

La figure 8.24 présente les distributions de $-\log(P)$ des jets de b , c , et légers à partir du paramètre d’impact transverse et tridimensionnel. La discrimination de la saveur des jets peut se faire en appliquant un seuil sur la valeur $-\log(P)$ calculée pour chaque jet.

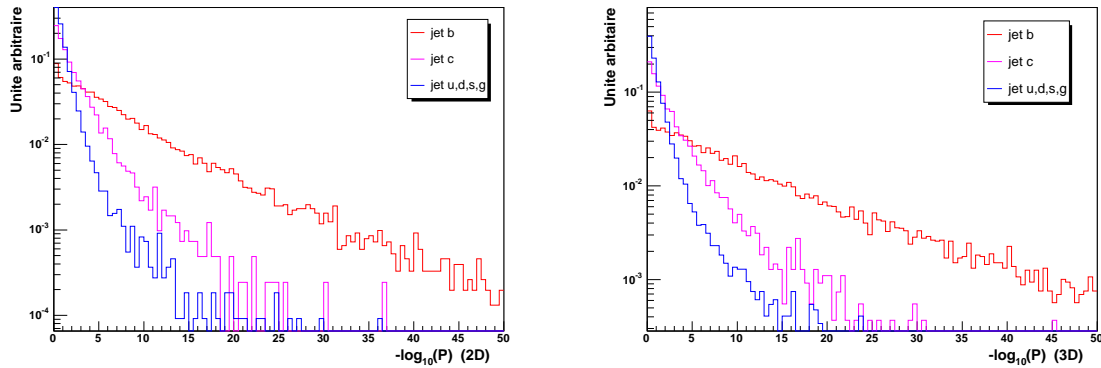


FIG. 8.24 – Distributions de $-\log(P)$ pour des jets de b , c et légers à partir du calcul du paramètre d’impact transverse (à gauche) et tridimensionnel (à droite). Le nombre de jets total est normalisé à un pour chaque saveur reportée.

Les figures 8.25 et 8.26 présentent respectivement les efficacités et les taux de mauvais étiquetage de b obtenus par la méthode de probabilité de jet, à partir du paramètre d’impact transverse (resp. tridimensionnel) en fonction de la coupure appliquée.

Dans le cas du paramètre d’impact transverse (figure 8.25), une coupure à 4.5 permet d’obtenir une efficacité d’étiquetage de b de 50% avec un taux de mauvais étiquetage de 12% pour les jets de c et 2.3% pour des jets légers. Dans le cas tridimensionnel (figure 8.26), pour une coupure égale à 7, l’efficacité d’étiquetage b de 50% est obtenue pour un taux de mauvais étiquetage de 9% pour des jets de c et 2.3% pour des jets légers. L’effet principal du calcul tridimensionnel par rapport au calcul transverse est donc une meilleure discrimination des jets de c .

Les résultats seront repris et comparés à ceux obtenus par la méthodes du vertex déplacé à la fin de la section.

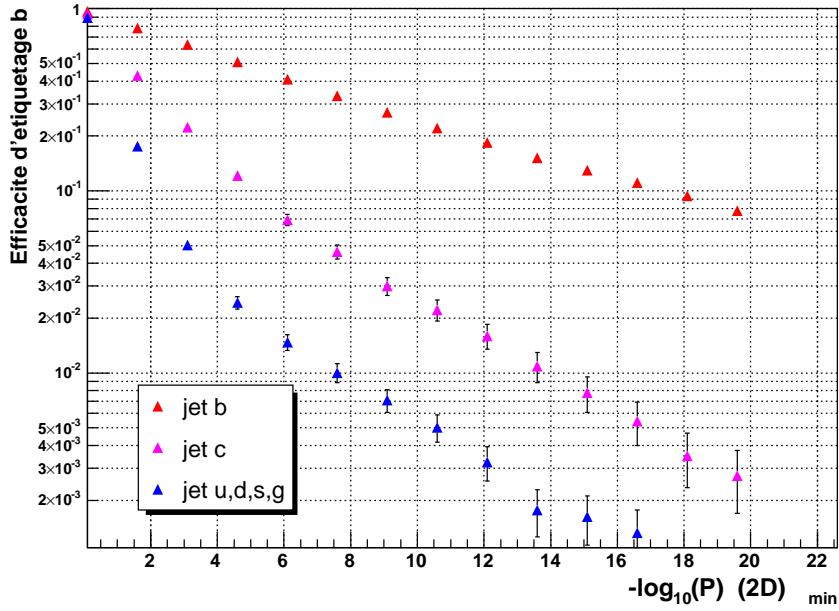


FIG. 8.25 – Efficacité et taux de mauvais étiquetage de jet de b par la méthode de probabilité, avec paramètre d'impact transverse en fonction du seuil appliqué à $-\log(P)$.

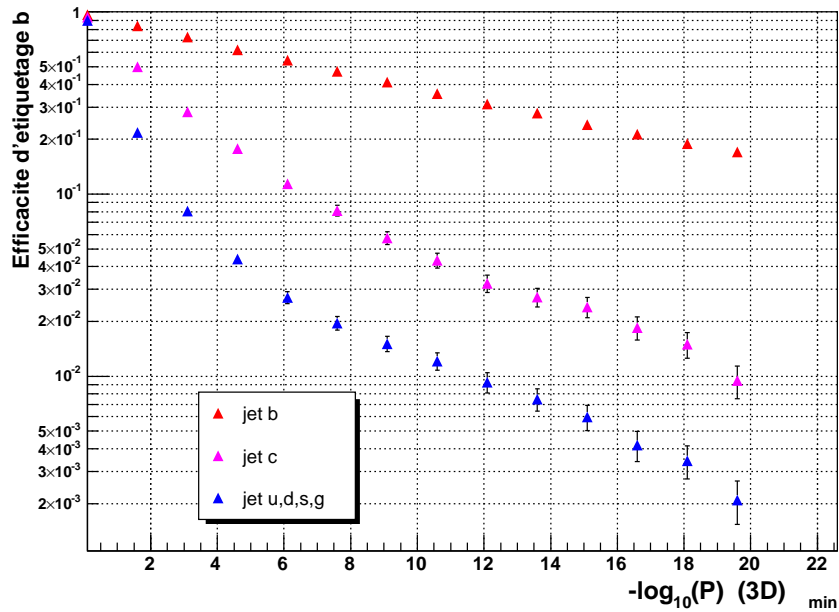


FIG. 8.26 – Efficacité et taux de mauvais étiquetage de jet de b par la méthode de probabilité, avec paramètre d'impact tridimensionnel en fonction du seuil appliqué à $-\log(P)$.

La méthode de reconstruction de vertex

La méthode d'étiquetage par reconstruction de vertex se fonde sur les propriétés particulières des vertex de désintégration de mésons B présentées au début de la section. Une première méthode fondée uniquement sur la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire peut être trouvée en référence [25]. La méthode actuellement développée dans CMS, plus étendue, prend en compte toutes les caractéristiques précitées (distance de vol, nombre de traces, rapidité, masse chargée, etc.). Les détails de la méthode peuvent être trouvés en référence [26] et [27], leurs principales caractéristiques étant rappelées ci-dessous.

L'algorithme de reconstruction de vertex par recuit déterministe présenté aux chapitres 6 et 7 est appliqué jet par jet. Si un vertex secondaire est reconstruit, les différentes variables présentées en début de section sont calculées. La probabilité $p(y)$ de la variable y est obtenue en utilisant des fonctions de densité de probabilité préalablement établies pour chaque type de jet.

Le rapport de vraisemblance L d'un jet est alors estimé en supposant que les variables discriminantes sont décorréées⁴⁸ :

$$L = \prod_i \frac{p^{\text{signal}}(y_i)}{p^{\text{b.d.f.}}(y_i)}, \quad (8.19)$$

où $p^{\text{signal}}(y)$ (resp. $p^{\text{b.d.f.}}(y)$) est la probabilité pour la variable y de provenir d'une distribution de jets de b (resp. de jets légers).

La figure 8.27 présente les résultats obtenus pour la méthode de reconstruction de vertex. Une coupure à 1.1 sur $-\log(L)$ donne une efficacité d'étiquetage de b de l'ordre de 46% pour un taux de faux jet de 14% pour les jets c et de 1.7% pour les jets légers.

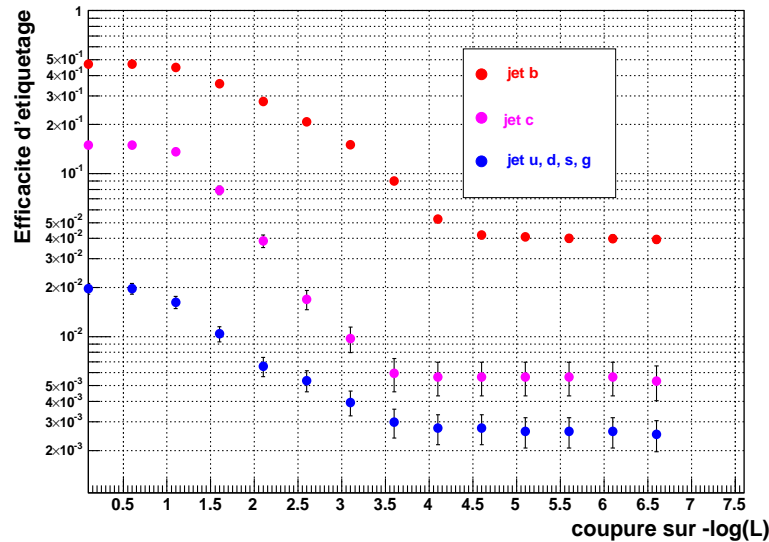


FIG. 8.27 – Efficacité et taux de mauvais étiquetage de jet de b par la méthode de reconstruction de vertex, en fonction du seuil appliqué à $-\log(L)$.

⁴⁸Le rapport de vraisemblance ainsi construit n'est certainement pas optimal, certaines variables (par exemple la multiplicité du vertex et la masse chargée) étant fortement corrélées ; d'autres méthodes, basées sur des réseaux de neurones sont en cours de développement.

Méthode globale d'étiquetage de b

Pour tirer avantage des deux méthodes et maximiser l'information globale lors de l'étiquetage, une méthode de maximum de vraisemblance a été développée à partir des résultats obtenus avec les deux méthodes précitées. Le principe est le même que celui présenté ci-dessus, les fonctions de densité de probabilité étant cette fois les distributions des valeurs de $-\log(P)$ et de $-\log(L)$, que nous noterons désormais $-\log(P_1)$ et de $-\log(L_1)$, pour les différents saveurs des jets. Les distributions des valeurs de $-\log(L)$ ainsi obtenues sont présentées en comparaison avec la méthode de probabilité seule sur la figure 8.28. Les valeurs moyennes des distributions montrent une meilleure discrimination pour la méthode combinée.

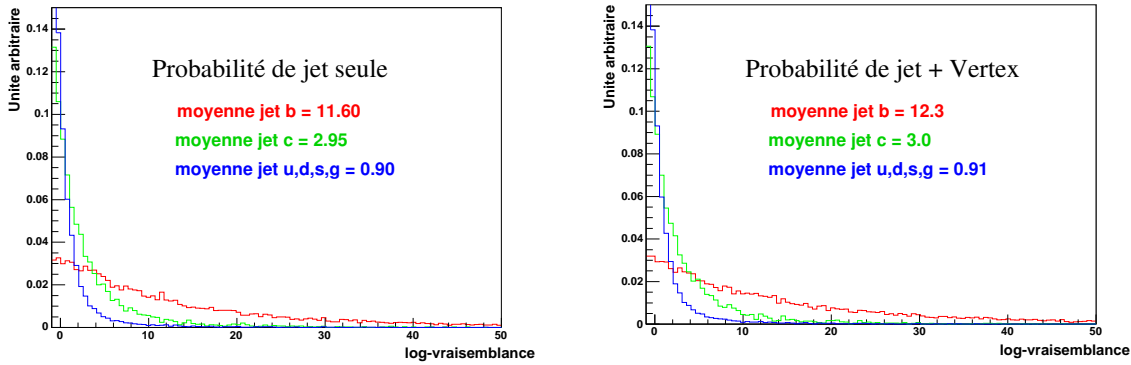


FIG. 8.28 – Distributions des valeurs de $-\log(L)$ pour la méthode de probabilité de jet seule (à gauche) et pour la méthode combinée (à droite). Les valeurs moyennes des distributions sont reportées sur les figures.

Une coupure égale à 8 sur la valeur de $-\log(L)$ minimale permet d'obtenir une efficacité d'étiquetage de b de 52% pour un taux de mauvais étiquetage de 9.3% pour les jets de c et 2.1% pour les jets légers. La comparaison des résultats obtenus avec les différentes méthodes est résumée dans la table 8.6.

TAB. 8.6 – Efficacités et taux de mauvais étiquetage de b pour la méthode combinée en comparaison avec les méthodes indépendantes.

Méthode	Efficacité d'étiquetage b	Taux de faux (jets c)	Taux de faux (jets légers)
vertex	$46 \pm 0.7\%$	$14\% \pm 0.7\%$	$1.7 \pm 0.2\%$
probabilité	$48.9 \pm 0.7\%$	$9.1 \pm 0.7\%$	$2.3\% \pm 0.2\%$
combinée	$52.3 \pm 0.7\%$	$9.3 \pm 0.7\%$	$2.1\% \pm 0.2\%$

La méthode combinée sera employée dans toute la suite de cette étude.

8.7.3 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

Le signal recherché, $t\bar{t} \rightarrow H^+W^-b\bar{b}$, présente dans l'état final deux neutrinos émis dans le même hémisphère. Dans le détecteur, la signature de ces deux neutrinos est l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T .

Trois méthodes différentes de reconstruction de l'énergie transverse manquante sont ici abordées :

- La méthode sans correction : l'énergie transverse totale de l'événement, \vec{E}_T , est calculée par somme vectorielle de toutes les énergies transverses de chacune des tours des calorimètres électromagnétique et hadronique. L'énergie transverse manquante est alors donnée par $\cancel{E}_T = -\vec{E}_T$.
- La méthode avec correction de type 1. L'énergie transverse totale de l'événement, \vec{E}_T , est alors la somme de deux termes :

$$\sum_{\text{jets}} \vec{E}_{T\text{jet}} \times C_{\text{jet}} + \sum_{\text{tours} \neq \text{jets}} \vec{E}_{T\text{tour}} \quad (8.20)$$

où $\vec{E}_{T\text{jet}}$ est l'énergie transverse d'un jet, C_{jet} est un facteur de calibration de jet dépendant de $\vec{E}_{T\text{jet}}$ et obtenu à partir de tests sur faisceau [28] et $\vec{E}_{T\text{tour}}$ l'énergie transverse d'une tour ne se trouvant pas dans un jet.

- La méthode avec correction de type 2. Cette méthode reprend le principe de la méthode précédente en corrigeant cette fois l'énergie des jets avec l'impulsion de leurs traces (excepté pour les jets de τ). Aucun facteur de calibration n'est ajouté.

Les trois types de corrections ont été évaluées ; les résolutions relatives obtenues, définies par :

$$\sigma\left(\frac{\sum E_{T\nu} - \cancel{E}_T}{\cancel{E}_T}\right) = \sigma\left(\frac{\Delta\cancel{E}_T}{\cancel{E}_T}\right) \quad (8.21)$$

où σ est la déviation standard de l'ajustement gaussien de la distribution $\frac{\Delta\cancel{E}_T}{\cancel{E}_T}$, sont présentées sur la figure 8.29. Les résultats (biais⁴⁹ et résolutions) sont également reportés dans le tableau 8.7.

TAB. 8.7 – *Biais et résolutions obtenus pour les trois types de reconstruction de l'énergie transverse manquante.*

Méthode	Biais	Résolution relative
sans correction	$29.6 \pm 0.5 \%$	$27.1 \pm 0.4 \%$
correction de type 1	$13.5 \pm 0.5 \%$	$27.2 \pm 0.5 \%$
correction de type 2	$-3.4 \pm 0.5 \%$	$25.8 \pm 0.4 \%$

La méthode avec correction de type 2 (correction de l'énergie des jets par leurs traces) est celle qui fournit les meilleurs résultats avec le plus faible biais : -3.4% et la meilleure résolution : 25.8 %. C'est également avec cette méthode que l'ajustement gaussien est optimal et que les queues de distribution sont minimales. Cette méthode sera donc celle utilisée dans le reste de l'analyse.

⁴⁹Le biais est défini comme la valeur moyenne de l'ajustement gaussien.

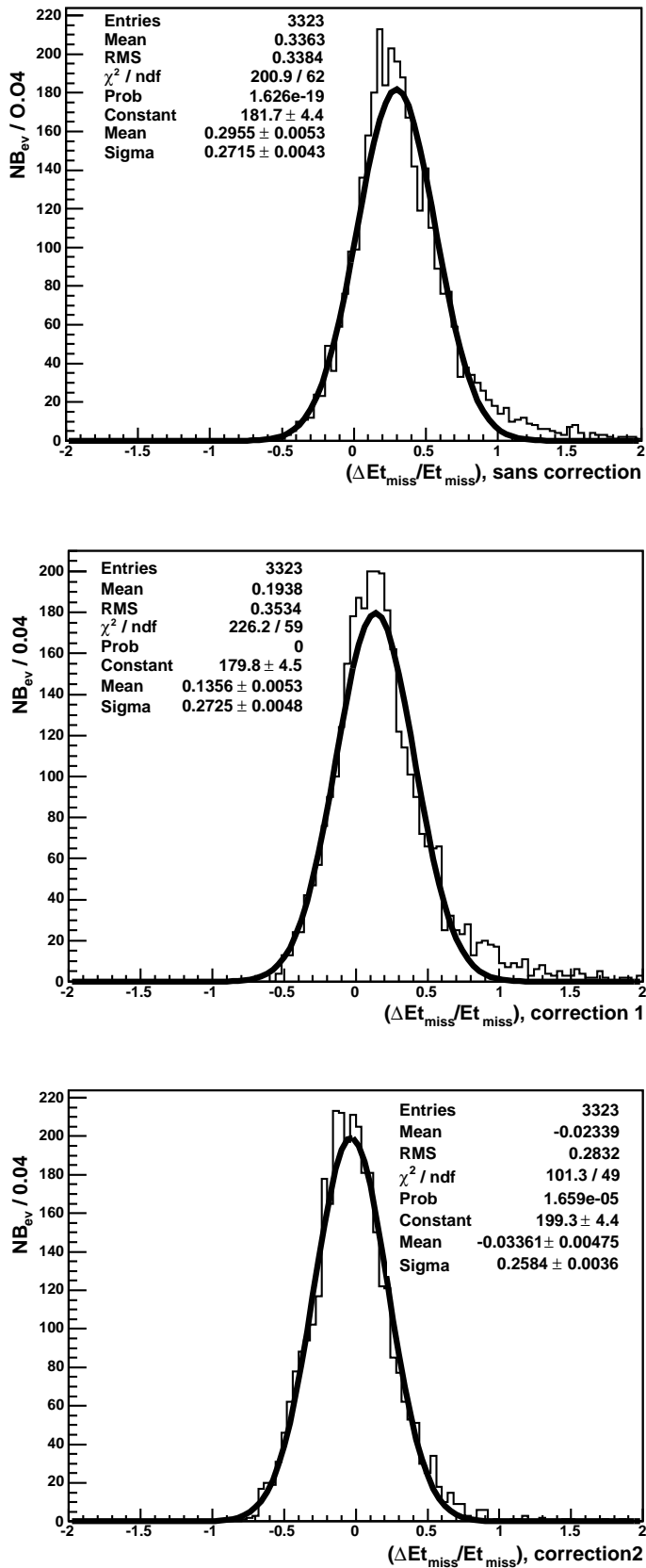


FIG. 8.29 – Distributions des résidus relatifs sur l'énergie transverse manquante, après déclenchement de haut niveau. En haut sans correction. Au milieu avec correction de type 1. En bas, avec correction de type 2. Le trait plein épais représente le résultat de l'ajustement gaussien dont la valeur moyenne représente le biais et l'écart-type, la résolution.

8.8 Coupures et sélections

Après les déclenchements de premier et haut niveau, les premiers critères de sélection appliqués dans l'ordre suivant sont :

- Au moins cinq jets de $p_T > 15$ GeV/c.
- Un jet de τ .
- Au moins deux jets de b.

Les efficacités de mesure à chaque niveau de coupure sont présentées sur les figures 8.30 et 8.31 pour les signaux $H^\pm W^\mp$ et $H^\pm H^\mp$, ainsi que dans le tableau 8.8 pour les bruits de fond.

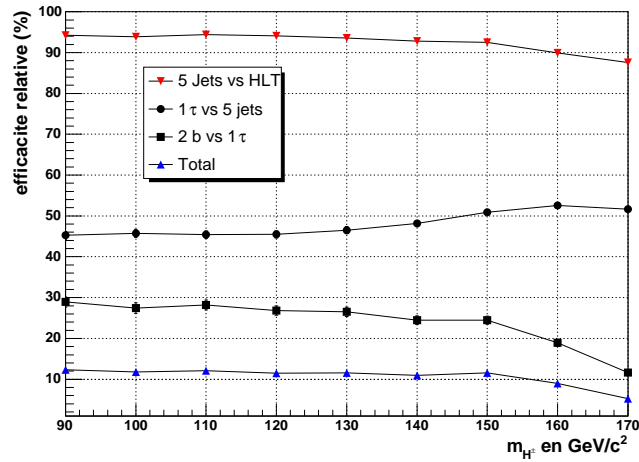


FIG. 8.30 – Efficacité totale et efficacités relatives des différentes sélections pour le canal WH.

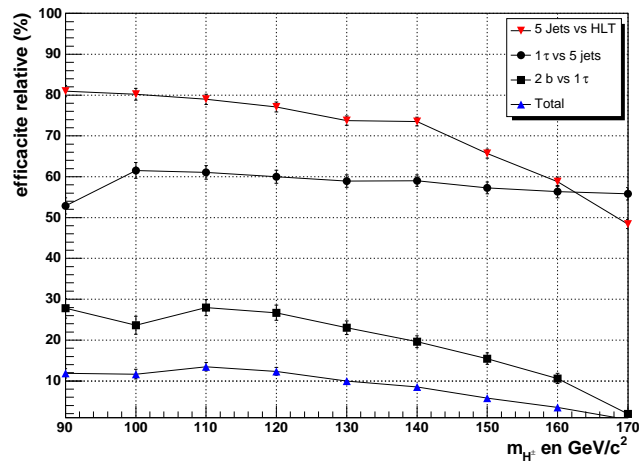


FIG. 8.31 – Efficacité totale et efficacités relatives des différentes sélections pour le canal HH.

TAB. 8.8 – Efficacités des sélections sur les bruits de fonds.

Processus	Nombre avant sélection	Nombre après 5 jets $P_t > 15\text{GeV}/c$	Nombre après 1 τ	Nombre après 2 b	efficacité totale en %
$W^\pm W^\mp bb$	14371	13564	5013	1433	9.97 ± 0.25
di-jet QCD, $50 < \hat{p}_t < 80$	5	0	0	0	20 ± 20
di-jet QCD, $80 < \hat{p}_t < 120$	28	22	11	1	3.57 ± 3.57
di-jet QCD, $120 < \hat{p}_t < 170$	156	96	35	3	1.92 ± 1.10
Z+jet, $2 < \hat{p}_t < 60$	247	93	54	2	0.81 ± 0.57
Z+jet, $60 < \hat{m} < 130$	1385	468	86	2	0.14 ± 0.10
Z+jet, $130 < \hat{m}$	38234	15477	1083	17	0.04 ± 0.01
ZZ	3434	1471	592	19	0.55 ± 0.12
W+Z	3531	1459	741	16	0.45 ± 0.11
W+jet	2823	1129	512	14	0.49 ± 0.13

8.8.1 Coupures sur la topologie de la branche $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$

La branche du signal $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$ est retenue pour un état final $\bar{b}q\bar{q}'$. Les masses invariantes du quark top et du boson W peuvent donc être reconstruites.

La figure 8.32 présente les distributions de masse invariante du boson W et du quark top. Le triplet bjj est obtenu par minimisation du $\chi^2 : |m_{inv}(jj) - m_W|^2 + |m_{inv}(bjj) - m_t|^2$.

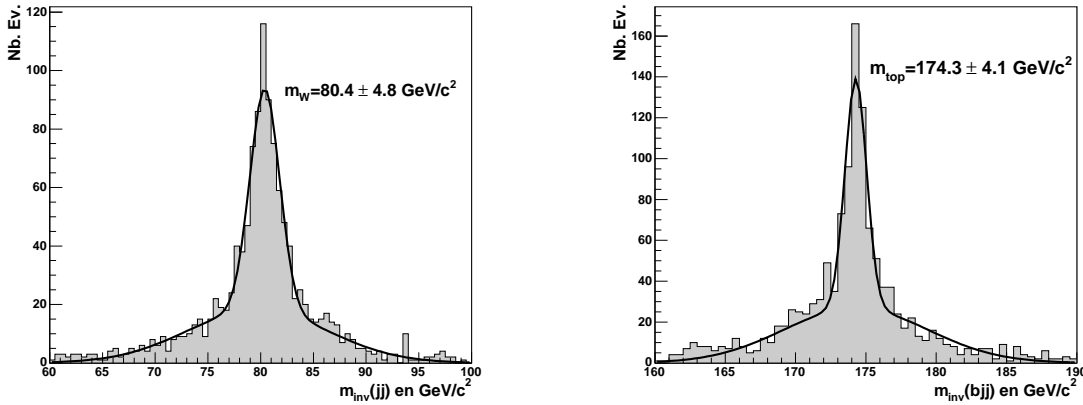


FIG. 8.32 – Reconstruction du boson W et du quark top de la branche hadronique.

À partir du quark top de la branche hadronique et de la reconstruction transverse du système $\tau + \cancel{E}_T + b$, des coupures sur la topologie de l'événement (émission des quarks top dos à dos, $P_T(t) \approx P_T(\bar{t})$) peuvent être imposées. Les distributions correspondantes sont présentées sur la figure 8.33.

Cependant, étant donnée la faible statistique d'événements de bruit réductible restant après les étiquetages (entre 1 et 19 suivant les processus), il paraît difficile d'optimiser ces coupures ; elles ne seront donc pas appliquées et nous nous limiterons, dans toute la suite de l'analyse, à ne considérer que le bruit de fond irréductible. Pour pouvoir analyser ultérieurement le bruit

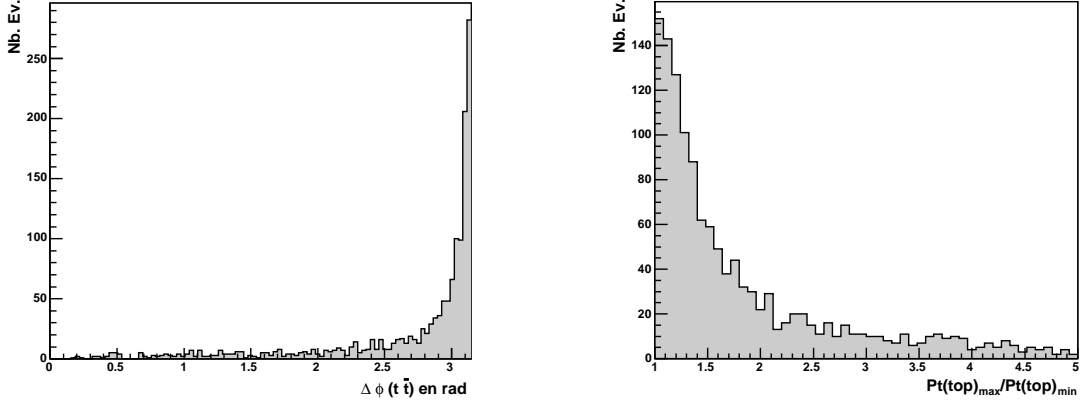


FIG. 8.33 – Topologie particulière de l'émission top-top : à gauche $\Delta\phi(t\bar{t})$ et à droite $P_T(top)_{max}/P_T(top)_{min}$.

de fond réductible, l'utilisation d'une simulation rapide sera nécessaire⁵⁰.

8.8.2 Coupures sur la branche $t \rightarrow H^+b$

À partir de la reconstruction de la masse transverse du système $\tau + \cancel{E}_T$, le bruit de fond WW peut être fortement réduit en imposant une coupure sur la masse transverse proche de la limite cinématique du W. La figure 8.34 présente les distributions de masse transverse obtenues pour différentes masses de Higgs et pour le bruit de fond WW.

Le choix de la coupure est dicté par l'évolution de la signification statistique S/\sqrt{B} (le calcul de signification statistique est détaillé dans la section suivante) avec la valeur de coupure. La figure 8.35 présente pour plusieurs masses de boson de Higgs ($m_{H^\pm} = 90, 110, 130, 150 \text{ GeV}/c^2$), à gauche, l'évolution de l'efficacité de sélection du signal et du bruit de fond et à droite, l'évolution du rapport des efficacités $\epsilon_{\text{signal}}/\sqrt{\epsilon_{\text{bruit}}}$ qui représente le facteur d'amélioration de la signification statistique.

La valeur de coupure $m_T = 80 \text{ GeV}/c^2$ est optimale car elle améliore la signification statistique dès $m_{H^\pm} \geq 130 \text{ GeV}/c^2$. Cette coupure privilégie donc la région des hautes masses, compensant ainsi la chute du rapport d'embranchement $t \rightarrow H^\pm b$ par rapport au bruit de fond irréductible.

⁵⁰La simulation rapide de CMS, FAMOS [29], est encore en cours de développement actif.

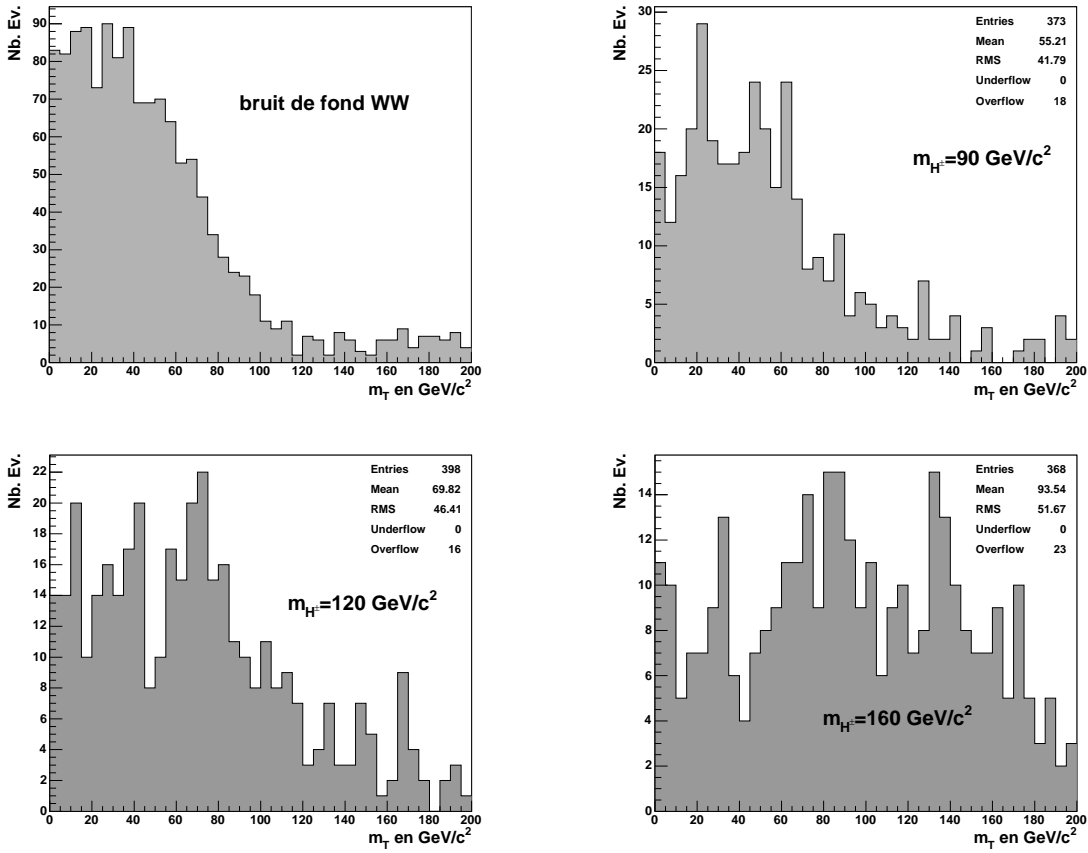


FIG. 8.34 – Distributions de masse transverse reconstruite pour le bruit de fond WW et pour le signal avec $m_{H^\pm} = 90, 120, 160 \text{ GeV}/c^2$.

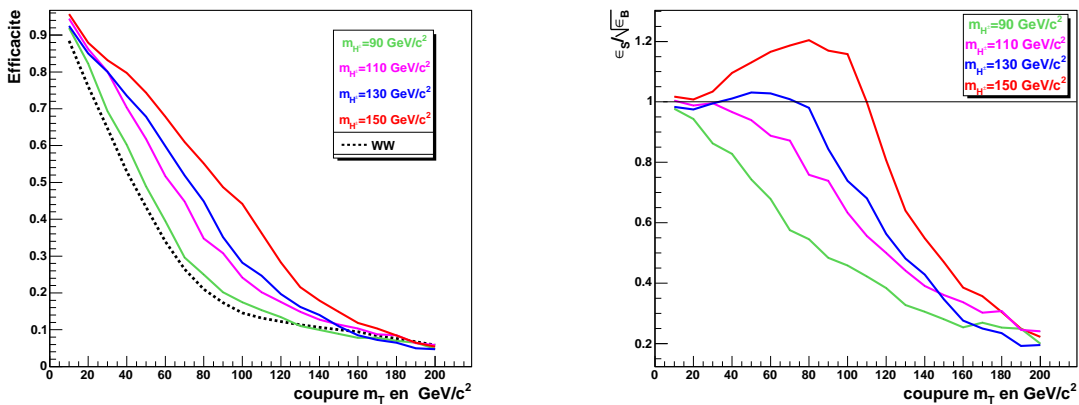


FIG. 8.35 – Efficacité de la coupure sur la masse transverse à gauche, et influence sur le rapport $\epsilon_S/\sqrt{\epsilon_B}$, à droite.

D'autres coupures, ont également été testées :

- Le rapport de l'impulsion transverse de la trace chargée la plus dure du jet de τ sur l'impulsion transverse totale du jet qui, du fait de la polarisation, est plus grand dans le cas du H^\pm .
- Le rapport des impulsions transverses du jet de tau et du jet de b, qui est également plus grand dans le cas du H^\pm .

Comme le montre la figure 8.36, ces coupures ne permettent pas d'améliorer le rapport S/\sqrt{B} , quelle que soit la valeur de m_{H^\pm} et ne seront donc pas utilisées par la suite.

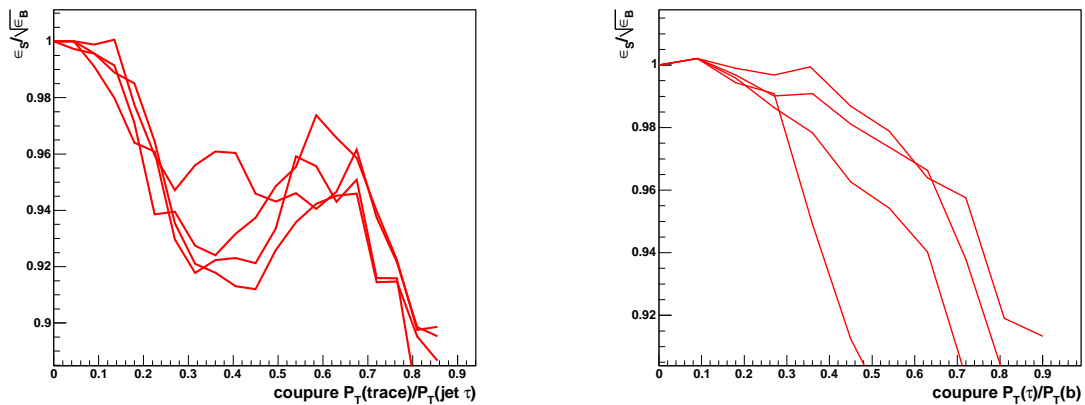


FIG. 8.36 – Influence des coupures sur le rapport $\epsilon_S/\sqrt{\epsilon_B}$. Coupure sur le ratio d'impulsion transverse chargée du jet de τ à gauche et coupure sur le rapport $P_T(\tau)/P_T(b)$ à droite. Les différentes courbes représentent les résultats pour différentes masses de H^\pm (entre 90 et 150 GeV/c^2).

L'efficacité de la coupure sur la masse transverse et le nombre d'événements restants, attendus pour 10 fb^{-1} , sont reportés dans le tableau 8.9.

TAB. 8.9 – Efficacité de la coupure sur la masse transverse (en pour-cent) et nombre d'événements attendus pour 10 fb^{-1} et $\tan\beta = 20$.

Signal $H^\pm W^\mp$

m_H^\pm en GeV/c^2	Efficacité coupure $M_T > 80 \text{ GeV}/c^2$	Nombre d'événements sélectionnés	Nombre attendu pour 10 fb^{-1}
90	25 ± 2.2	93 ± 9.6	720 ± 74
100	29.8 ± 2.4	99 ± 9.9	827 ± 83
110	34.7 ± 2.4	131 ± 11	903 ± 75
120	38.2 ± 2.4	152 ± 12	932 ± 74
130	44.9 ± 2.5	180 ± 13	947 ± 68
140	51.0 ± 2.5	203 ± 14	781 ± 54
150	55.2 ± 2.3	256 ± 16	256 ± 36
160	61.5 ± 2.5	225 ± 15	258 ± 15
170	65.9 ± 3	166 ± 13	3.4 ± 0.3

Signal $H^\pm H^\mp$

90	78 ± 4	74 ± 8.6	1850 ± 215
100	78 ± 4	70 ± 8.3	1489 ± 176
110	82 ± 3	117 ± 11	1519 ± 143
120	87 ± 3	132 ± 11.5	1189 ± 103
130	83 ± 3	119 ± 11	585 ± 54
140	89 ± 2.5	130 ± 11.5	288 ± 25
150	88 ± 3	93 ± 9.6	68 ± 7
160	85 ± 4	55 ± 7.4	8 ± 2
170	100 ± 0	11 ± 3.3	0

Bruit de fond $W^\pm W^\mp$

	20.9	300 ± 17	230 ± 13
--	------	--------------	--------------

8.9 Signification statistique obtenue

Pour pouvoir évaluer la sensibilité de CMS à l'existence d'un boson de Higgs chargé léger, on définit la signification statistique comme :

$$S_{\text{stat}} = N_S / \sqrt{N_B} \quad (8.22)$$

où N_S et N_B sont respectivement le nombre d'événements de signal observé et le nombre d'événements de bruit de fond attendu. Cela revient à évaluer la probabilité, ou niveau de confiance CL_B , que l'excès d'événement observé soit compatible avec l'hypothèse fond seul, c'est-à-dire qu'il provienne d'une fluctuation statistique.

On admet qu'il y a découverte si l'excès observé est supérieur à $5 \times \sigma_{b.d.f.}$, ce qui est équivalent à obtenir une signification statistique $S_{\text{stat}} > 5$; dans ce cas la probabilité pour que l'excès observé vienne en fait d'une fluctuation du bruit de fond est inférieure à 5.7×10^{-7} .

Toutes les relations précédentes sont valables lorsque qu'un grand nombre d'événement (plusieurs milliers) est observé, les distributions du signal et du bruit de fond pouvant alors être considérés comme gaussiennes. Dans le cas général d'une statistique limitée (seulement quelques centaines d'événements), les distributions doivent être considérées comme poissonniennes et la relation $S_{\text{stat}} = N_S / \sqrt{N_B}$ ne peut plus être appliquée.

Pour retrouver l'approche intuitive de la sensibilité en terme de nombre de déviations standard, il est nécessaire d'adapter la définition du niveau de confiance CL_B au cas poissonien. Le niveau de confiance dans l'hypothèse fond seul s'écrit :

$$CL_B = \int_N^\infty \rho_B(n) dn, \quad (8.23)$$

qui est la probabilité d'observer N , ou plus, événements si l'hypothèse bruit de fond seul est vraie. Dans cette équation, ρ_B est la fonction de densité de probabilité des observations dans l'hypothèse bruit de fond seul.

Le niveau de confiance est calculé sur l'intervalle de confiance $[N, \infty[$, une telle quantité peut donc être convertie en équivalent de nombre de déviations standard gaussiennes. En prenant un distribution gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur 1, il suffira de trouver la borne inférieure x de l'intervalle de confiance pour laquelle le niveau de confiance est égal au niveau de confiance recherché, ici 5.7×10^{-7} . On cherchera donc la valeur de x qui satisfait :

$$CL_B = \frac{1 - \text{erf}(x/\sqrt{2})}{2} \quad \text{avec} \quad \text{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_x^\infty \exp(-y^2) dy. \quad (8.24)$$

Par exemple, les valeurs $x=0$ et $x=5$ correspondent à des significations statistiques de 0 et 5 (c'est à dire des niveaux de confiance de $1/2$ et 5.7×10^{-7}). Pour illustration, la signification poissonnienne en fonction du nombre d'événements de bruits de fond N_B est représentée sur la figure 8.37 (le nombre d'événements de signal est fixé à $5 \times \sqrt{N_B}$) en comparaison avec le cas gaussien où la signification est égale à 5. L'écart observé entre le cas gaussien et le cas poissonien est significatif : $\Delta S > 0.2$ pour $N_B < 1000$.

Dans cette étude, l'utilisation d'une statistique poissonnienne est justifiée par le nombre limité d'événements (voir table 8.9). La signification statistique a été obtenue à partir de l'outil UWStatTools, décrit en référence [30]

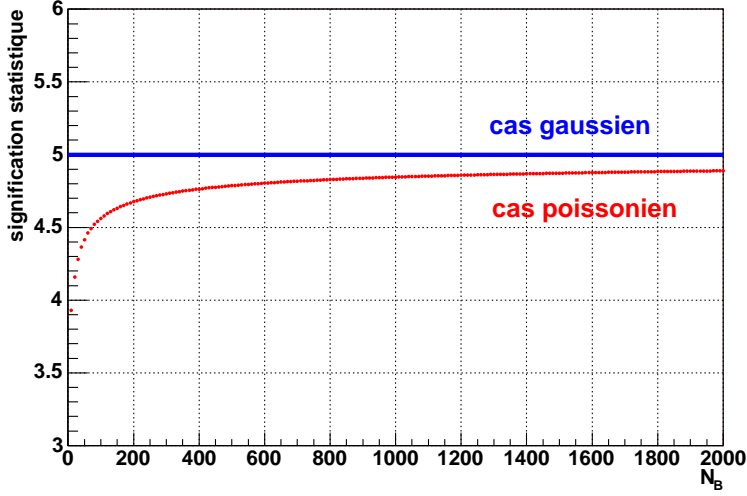


FIG. 8.37 – Évolution de la signification statistique dans les cas poissonien et gaussien en fonction du nombre d'événements de bruit de fond N_B . Le nombre d'événements de signal est fixé à $5 \times \sqrt{N_B}$

Le nombre d'événements attendus, donné en table 8.9, est assorti d'une certaine incertitude statistique. Une approche conservatrice consiste à minimiser le nombre d'événements de signal et maximiser le nombre d'événements de bruit de fond :

$$\begin{aligned} N_{WH} &\rightarrow N_{WH} - \Delta N_{WH} \\ N_{HH} &\rightarrow N_{HH} - \Delta N_{HH} \\ N_{WW} &\rightarrow N_{WW} + \Delta N_{WW} \end{aligned} \quad (8.25)$$

Dans la section précédente, le nombre d'événements attendus était obtenu pour un couple de valeurs de m_{H^\pm} , $\tan\beta$ donné. Pour étendre ces résultats à un point quelconque du MSSM, l'espace des paramètres $(m_A, \tan\beta)$ est tout d'abord quadrillé. En chaque point $(m_A, \tan\beta)$:

1. la masse m_{H^\pm} correspondante est calculée à partir des relations données dans [2].
2. Le taux d'embranchement du boson H^\pm et donc le nombre d'événements produits pour 10 fb^{-1} est donné par [3].
3. Les efficacités de reconstruction puis les significations statistiques sont estimées par extrapolation des résultats obtenus sur les masses les plus proches.

Les courbes de signification statistique de chaque masse de boson de Higgs générée en fonction de la valeur de $\tan\beta$ sont présentées sur la figure 8.38. La découverte est possible, quelle que soit la valeur de $\tan\beta$, pour $m_{H^\pm} \leq 140 \text{ GeV}/c^2$. Au-delà, le taux d'embranchement chutant à mesure que m_{H^\pm} tend vers $\rightarrow m_t$, la découverte devient difficile pour les valeurs de $\tan\beta$ les plus basses.

Les courbes de découverte dans le plan MSSM $(m_A, \tan\beta)$, sont présentées sur les figures 8.39 et 8.40 pour une luminosité intégrée de 10 et 30 fb^{-1} .

L'espace des paramètres $(m_A, \tan\beta)$ est totalement couvert par l'étude jusqu'à $m_A \sim 122 \text{ GeV}/c^2$ pour un an de fonctionnement à basse luminosité et jusqu'à $m_A \sim 135 \text{ GeV}/c^2$ pour trois ans.

La zone $\tan\beta \geq 15$ est couverte jusqu'à $m_A \sim 140 \text{ GeV}/c^2$.

Finalement, le potentiel de découverte d'un boson de Higgs chargé avec le détecteur CMS est présenté sur la figure 8.41 pour toutes les zones de masse possible. Le canal de découverte étudié dans cette thèse est ajouté aux autres canaux explorés. En particulier, la zone $2 \leq \tan\beta \leq 15$, qui n'était couverte par le canal « leptonique » que jusqu'à $m_A = 120 \text{ GeV}/c^2$ est maintenant comblée jusqu'à $135 \text{ GeV}/c^2$.

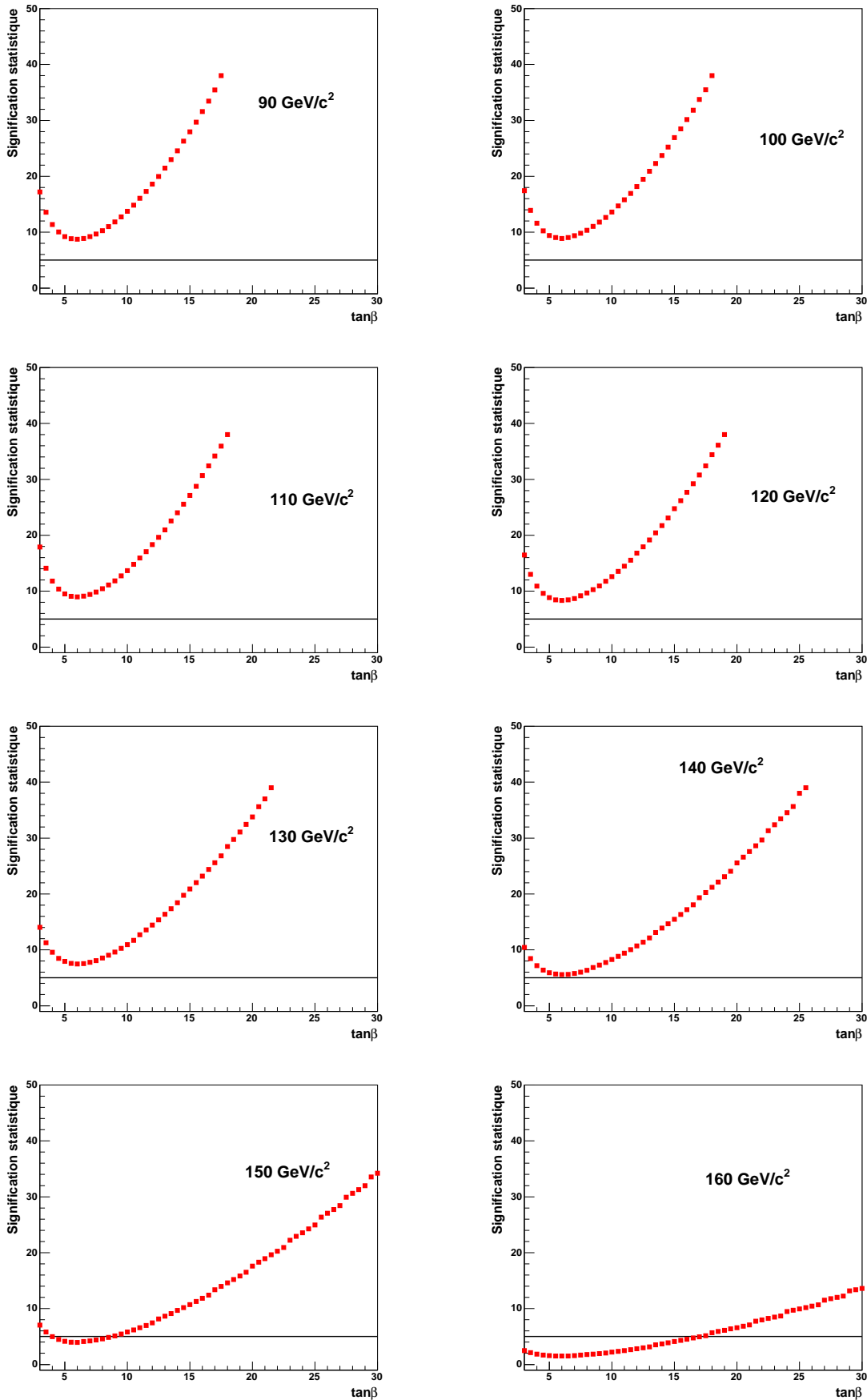


FIG. 8.38 – Significations statistiques obtenues pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et différentes valeurs de H^\pm en fonction de la valeur de $\tan\beta$. La ligne noire représente la limite de découverte $S=5$.

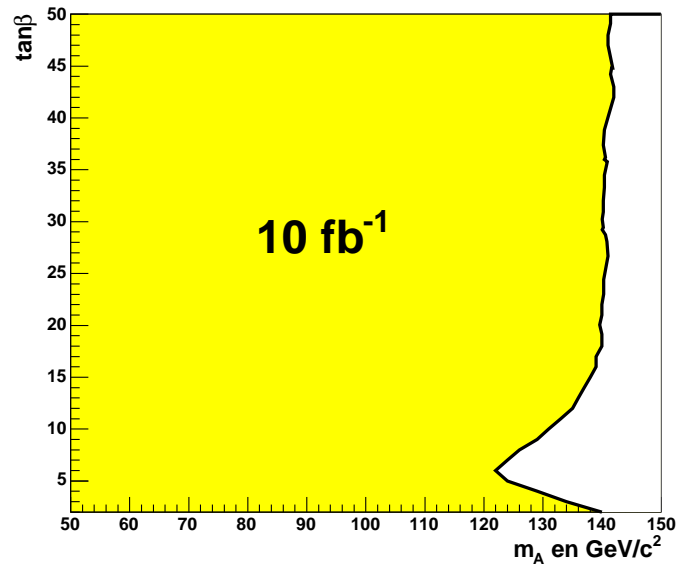


FIG. 8.39 – courbe de découverte à $5\times\sigma$ dans le plan $m_A, \tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

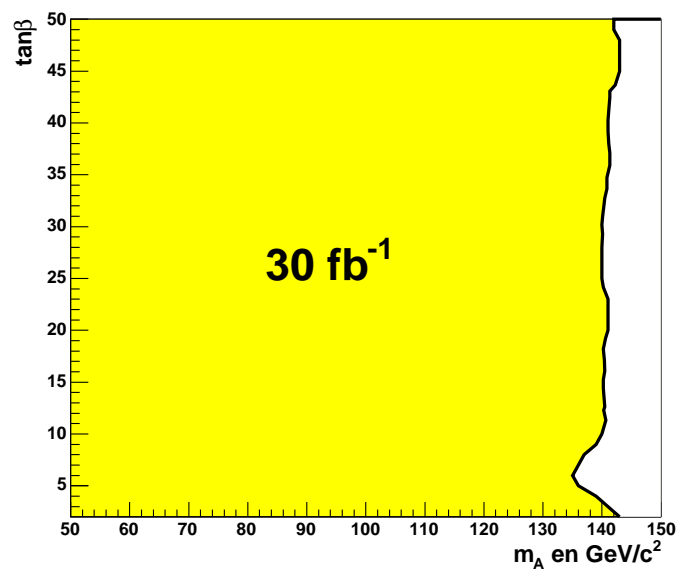


FIG. 8.40 – courbe de découverte à $5\times\sigma$ dans le plan $m_A, \tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} .

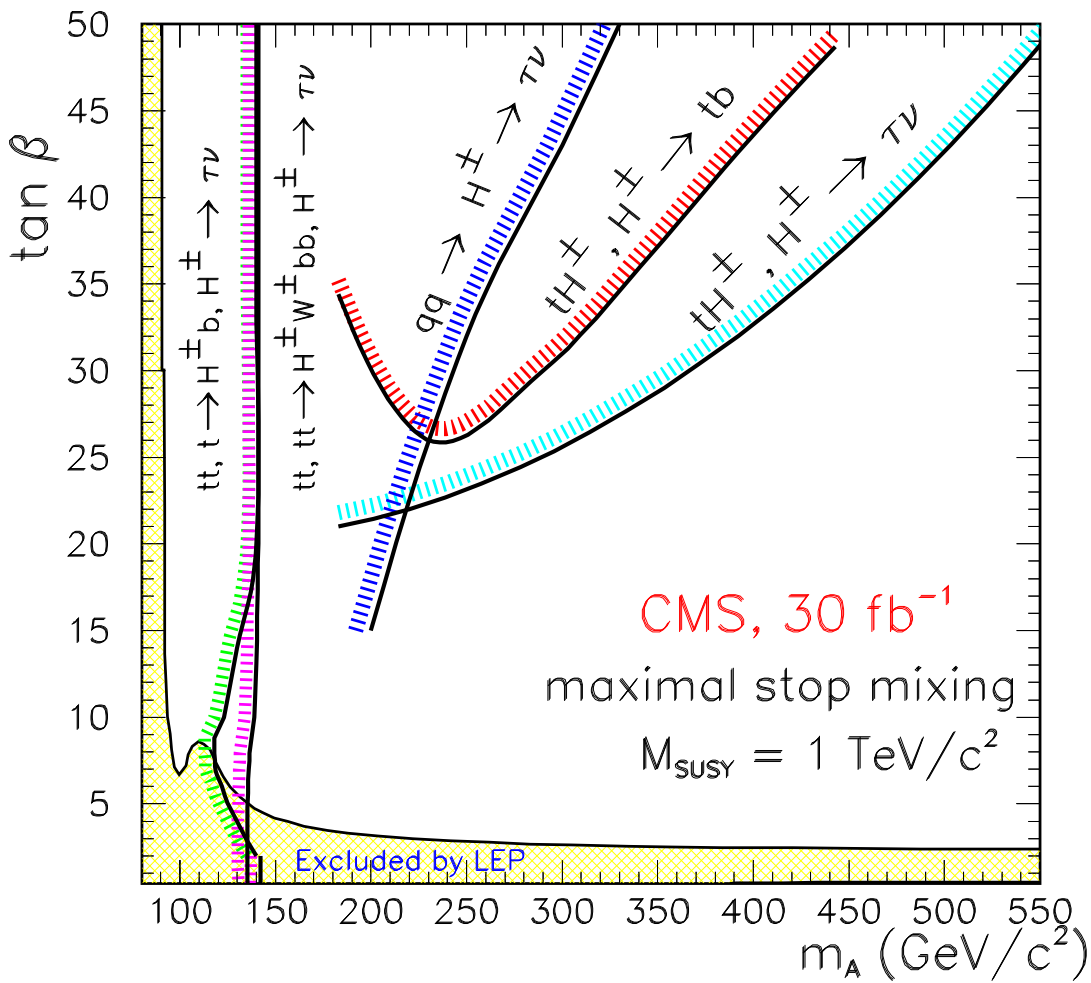


FIG. 8.41 – Potentiel de découverte d'un H^\pm dans CMS dans le plan $m_A, \tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Le canal étudié est représenté par la courbe violette.

8.10 Extraction de la masse du boson de Higgs

Comme il a été présenté en introduction de ce chapitre, le canal hadronique étudié peut permettre la mesure de la masse d'un boson de Higgs chargé léger. En effet, les deux neutrinos émis étant fortement collimés, la masse transverse du système $\tau + \cancel{E}_T$ approche la masse transverse du H^\pm , dont la distribution est caractéristique de la masse du boson.

Alors que le canal de double production de boson de Higgs avait été considéré comme du signal, il sera à présent considéré comme du bruit de fond, la masse transverse reconstruite n'étant alors plus représentative de la masse du H^\pm .

8.10.1 La méthode du maximum de vraisemblance

La mesure de la masse du boson H^\pm s'articule autour d'une méthode de maximum de vraisemblance. Le principe est de comparer la distribution des N_{exp} masses transverses reconstruites, « les données », à plusieurs lots de références générées pour différentes masses. Quinze lots de références de signal (à différentes valeurs de m_H^\pm) de 300000 événements chacun, ont été générés avec le programme PYTHIA, en incluant les effets des résolutions sur l'énergie des jets obtenues en sections 8.7.1 et 8.7.3. Chaque distribution ainsi générée est ajustée⁵¹ et normalisée ; la fonction ajustée à la distribution i est appelée fonction de densité de probabilité f_i (quelques distributions et fonctions ajustées sont présentées sur la figure 8.42).

Pour chaque événement reconstruit k et chaque distribution de référence i , on estime la probabilité $p_i(k) = f_i(m_{T_k})$ pour qu'un boson de Higgs de masse m_i ait une masse transverse m_k . Le logarithme de la vraisemblance de tous les événements N_{exp} est alors calculé, pour chaque lot de référence i , comme :

$$L_i = \sum_{k=1}^{N_{\text{exp}}} -\log p_i(k) \quad (8.26)$$

On peut montrer [31] que la distribution des valeurs L_i obtenues est décrite par une parabole dont le minimum donne la meilleure estimation de m_H^\pm possible. La figure 8.43 présente la distribution des L_i pour une masse générée $m_H^\pm = 140 \text{ GeV}/c^2$.

Si à partir de la méthode de la parabole, la variance associée à la mesure minimale peut être extraite⁵², celle-ci ne reflète que l'incertitude observée, c'est à dire l'incertitude attachée au lot de masses reconstruites correspondant à cette pseudo-expérience particulière ; elle ne fournit pas l'incertitude attendue pour une pseudo-expérience quelconque.

8.10.2 La méthode du « bootstrap »

La méthode du bootstrap⁵³ [32,33] permet une analyse statistique efficace lorsque le champ du problème considéré n'est pas couvert par les méthodes classiques ou que les conditions d'application de celles-ci ne sont plus valables, comme par exemple une statistique trop faible. La méthode consiste à construire, à partir du seul échantillon des observations (les N_{exp} masses transverses reconstruites), N nouveaux échantillons, appelés échantillons bootstrap, par tirage aléatoire (avec remise) d'observations de l'échantillon initial. Sur chaque échantillon bootstrap

⁵¹L'ajustement a été fait avec un polynôme de degré 9.

⁵²La variance est calculée comme la différence des masses pour lesquelles la valeur de L vaut $L_{\text{min}} + 1/2$.

⁵³Le nom de méthode « bootstrap » vient de l'expression « to pull oneself up by one's bootstraps », qui se traduirait par « se soulever en tirant sur les languettes de ses bottes ».

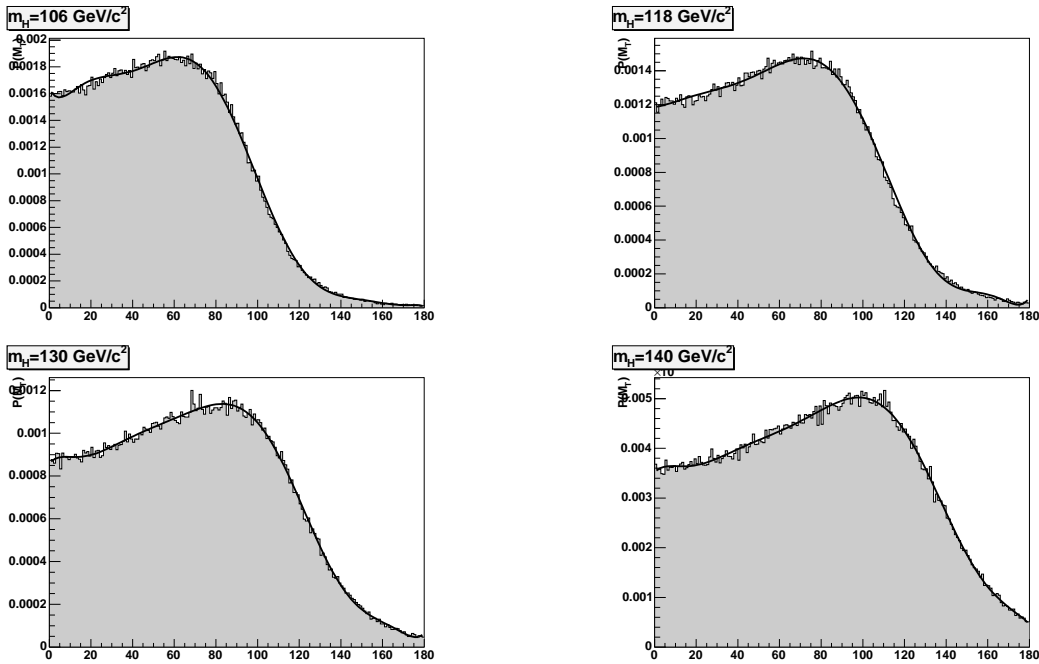


FIG. 8.42 – Exemples de fonctions de densité de probabilité du signal pour les masses $m_{H^\pm} = 106, 118, 130, \text{ et } 140 \text{ GeV}/c^2$.

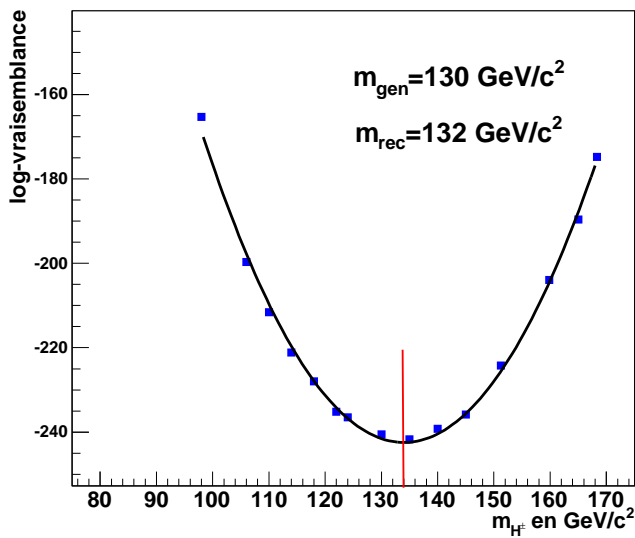


FIG. 8.43 – Mesure de la masse du H^\pm par la méthode de maximum de vraisemblance pour $m_{H^\pm} = 130 \text{ GeV}/c^2$.

on estime alors la masse représentant le mieux m_{H}^{\pm} par la méthode de vraisemblance présentée ci-dessus. On obtient alors une suite de masses estimées par vraisemblance qui, sous certaines conditions de régularité [32], converge vers la réelle distribution du paramètre estimé : une distribution gaussienne centrée sur la masse réelle m_{H}^{\pm} , dont l'écart-type est l'incertitude attendue sur l'estimation du paramètre m_{H}^{\pm} .

La construction d'un échantillon bootstrap se déroule de la façon suivante :

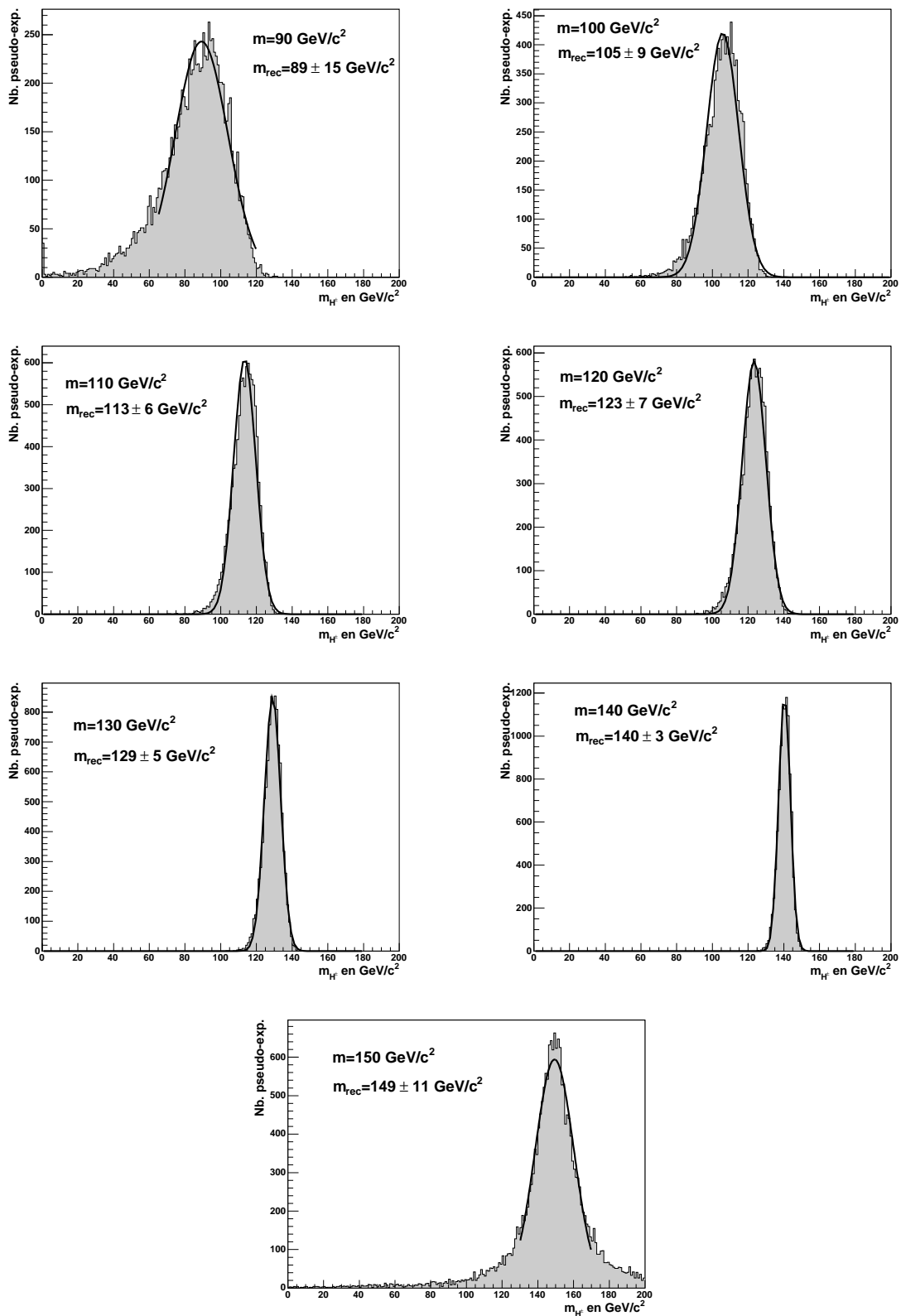
- Le nombre d'événements de signal, N_{S} , est choisi à environ 200 (en tirant un nombre aléatoire suivant une distribution gaussienne centrée en 200 et d'écart-type 10)⁵⁴.
- Les nombres d'événements de bruit de fond à tirer, N_{WW} et N_{HH} , sont estimés à partir de N_{S} (on tient compte des rapports d'embranchement au point du MSSM considéré ainsi que des efficacités de sélections données en section 8.8.2).
- N_{S} événements de signal, N_{WW} et N_{HH} événements de fond, sont tirés aléatoirement (avec remise) dans les échantillons des masses transverses reconstruites.

L'échantillon bootstrap contient ainsi les événements de signal et de bruit de fond, ce qui correspond à une nouvelle pseudo-expérience. La méthode de vraisemblance est appliquée à chaque pseudo-expérience et la masse estimée est ajoutée dans un histogramme.

La figure 8.44 présente les distributions de masses obtenues après construction de 10000 échantillons bootstrap, pour différentes masses de boson de Higgs.

La masse du boson H^{\pm} peut être mesurée entre 90 et 150 GeV/c^2 , avec une précision allant de 3 à 15 GeV/c^2 . Pour $m_{\text{H}^{\pm}} = 90 \text{ GeV}/c^2$, la queue de distribution à gauche indique que le signal est mal distingué du bruit de fond WW car celui-ci dégrade la distribution en « tirant » l'estimation vers la masse du W. À mesure que $m_{\text{H}^{\pm}}$ augmente, la discrimination est de plus en plus efficace et la précision de mesure s'améliore jusqu'à 3 GeV/c^2 . À partir de 150 GeV/c^2 , l'effet de la chute du taux de production du H^{\pm} apparaît, le signal est alors fortement bruité et des queues de distributions apparaissent de part et d'autre de la gaussienne, ce qui indique que l'ajustement parabolique n'est plus optimal. Au-dessus de 150 GeV/c^2 , la masse du H^{\pm} ne peut plus être reconstruite, le signal étant alors noyé dans le bruit de fond : la distribution des L_i n'est plus parabolique et la méthode n'est plus valable.

⁵⁴Il n'y a aucune contrainte théorique quant au nombre à pourvoir dans chaque échantillon bootstrap. Comme il s'agit d'un tirage avec remise, ce nombre peut être plus important que la taille de l'échantillon initial.

FIG. 8.44 – Mesure de la masse du H^+ par la méthode de bootstrap.

Conclusion

La recherche des bosons de Higgs chargés peut être capitale pour caractériser l'existence d'un secteur de Higgs étendu. Le canal étudié offre l'originalité de permettre la reconstruction de la masse transverse du boson de Higgs, caractéristique de m_{H^\pm} ; cette reconstruction aidant fortement à la réduction du bruit de fond principal WW.

Cette étude a montré que la caractérisation de l'existence d'une particule extra-standard, se désintégrant en $\tau + \nu$, pourrait se faire à partir de l'observation d'un excès de τ par rapport aux prévisions du Modèle Standard. Dans cette optique, les courbes de signification statistique obtenues (en ne prenant en compte que le bruit de fond irréductible) montrent qu'une découverte serait possible, quelle que soit la valeur de $\tan\beta$ jusqu'à $m_A = 122 \text{ GeV}/c^2$ pendant la première année de fonctionnement ; cette limite est étendue à $135 \text{ GeV}/c^2$ pour trois années de fonctionnement (la zone $2 \leq \tan\beta \leq 15$ n'était jusqu'alors couverte que jusqu'à $m_A = 120 \text{ GeV}/c^2$).

La mesure de la masse d'une telle particule extra-standard est également possible jusqu'à $150 \text{ GeV}/c^2$, les résolutions obtenues allant de 3 à $15 \text{ GeV}/c^2$.

Bien entendu, ces résultats ne sont qu'une estimation de ce qu'il serait possible d'obtenir avec une compréhension totale de l'appareillage et des bruits de fond. De plus, la preuve de l'existence d'un boson de Higgs chargé, en tant que particule scalaire (donc de spin 0 et CP=1) sera encore à apporter lorsque l'observation d'un excès d'événement – si observation il y a – aura été faite.

Bibliographie

- [1] S. Martin, hep-ph/9709356.
- [2] M. Carena et al, hep-ph/0010338(2000)
- [3] A.Djouadi, J.Kalinowski et M.Spira. Comp. Phys. Commun. 108(1998) 56, hep-ph/9704448
- [4] Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, hep-ex/0207054(2002)
- [5] DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. 82(1999), 4975.
- [6] ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance : Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/99-15 (1999)
- [7] CMS Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38 (1994)
- [8] S. Abdulin et al., CMS Note 2003/033
- [9] The Higgs Working Group : Summary Report 2003 hep-ph/0406152
- [10] D. P. Roy, Phys. Lett. B459(1999) 607.
- [11] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations and LEP Higgs Working Group, Note LHWG 2001-04 (2001).
- [12] R. Bonciani et al., Nucl. Phys. B529 (1998) 424.
- [13] R. Kinnunen, A. Nikitenko, *Study of $H \rightarrow \tau\tau$ decays in CMS*, CMS Note 2003/006, 24 mars 2003.
- [14] R. Kinnunen et al., CMS TN/94-223
- [15] S Banerjee et M. Maity, CMS NOTE-2000/039
- [16] D. Cavali et al., ATL-PHYS-94-53
- [17] Mireia Dosi i Bonmati, *Discovery potential and mass measurement of a MSSM charged Higgs produced in top decays with the ATLAS detector*, Thèse de l'université autonome de Barcelone, juillet 2003.
- [18] B. K. Bullok, K. Hagiwara, A. D. Martin, *Tau polarization and its correlations as probe of new physics*, Nucl. Phys. B395 (1993) 499-533.
- [19] D. P. Roy, *The hadronic tau decay signature of a heavy charged Higgs boson*, Phys. Lett. B459 (1999) 607-614.
- [20] A. Stahl, *Physics with tau lepton*, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 160, p. 109.
- [21] P. Golonka et Al. *The tauola-photos-F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages, release II*, CERN-TH/2003-297.
- [22] Collaboration CMS, *DATA Acquisition & High-Level Trigger Technical Design Report* , CERN/LHCC 2002-26, p.328.

-
- [23] R. Kinnunen, A. Nikitenko, *Study of τ jet identification in CMS*, CMS Note 1997/002, 10 janvier 1997.
- [24] D. Green et Al., *Energy flow objects and usage of tracks for energy measurement in CMS.*, CMS NOTE 2002/036, 18 septembre 2002.
- [25] G. Segneri, F. Palla, *Lifetime based b-tagging with CMS*, CMS Note 2002/046, 26 novembre 2002.
- [26] <http://agenda.cern.ch/askArchive.php?base=agenda&categ=a035383&id=a03538>
- [27] <http://agenda.cern.ch/askArchive.php?base=agenda&categ=a035831&id=a03583>
- [28] A. Nikitenko, S. Kunori, R. Kinnunen, *Missing Transverse Energy Measurement with Jet Energy Corrections*, CMS NOTE 2001/040, 23 juillet 2001.
- [29] <http://cmsdoc.cern.ch/famos/>
- [30] manuel d'UWStatTools : <http://www-wisconsin.cern.ch/physics/files/UWStatTools.ps>.
- [31] W. J. Metzger, *Statistical Methods in Data Analysis*, HEN-343, 2 août 2002.
- [32] B. Efron, R.J. Tibshirani, *An Introduction to the Bootstrap*, Chapman and Hall, 1993..
- [33] Rudy Palm, *Utilisation du bootstrap pour les problèmes statistiques liés à l'estimation des paramètres*, Biotechnol. Agron. Soc. Environ. 2002 6 (3), 143-153.

Conclusion

Pour tester complètement la validité du Modèle Standard ou celle de ses extensions à une échelle d'énergie supérieure, l'accélérateur LHC est un outil unique grâce à l'énergie des collisions disponible dans le centre de masse (14 TeV) et la luminosité de ses faisceaux ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Le détecteur CMS permettra la recherche du boson de Higgs standard dans toute la gamme de masses possibles ainsi que la signature d'une théorie extra-standard telle que la supersymétrie. Pour ce faire, CMS sera doté d'un détecteur de muons efficace ainsi que d'un calorimètre électromagnétique et d'un trajectomètre possédant des résolutions excellentes. Ce dernier détecteur, au cœur du sujet de cette thèse, doit permettre la reconstruction précise des traces chargées et la reconstruction du vertex primaire d'interaction pour isoler le signal recherché des interactions d'empilements, ainsi que la recherche efficace de vertex déplacés pour l'étiquetage des quarks b .

Les tests effectués sur des détecteurs à micropistes au silicium placés sur le faisceau du SPS au Cern ont permis d'évaluer les performances de ces derniers dans des conditions proches du fonctionnement au LHC en terme d'empilement de faisceaux. L'étude a montré qu'une efficacité de reconstruction d'impact supérieure à 98% et un taux d'empilement inférieur à 6% pouvaient être obtenus pour une large gamme de valeurs de seuils choisis. La résolution sur la position de passage des particules, calculée à partir d'un centre de gravité des charges, est de l'ordre de $45 \mu\text{m}$ pour un pas entre les pistes de $183 \mu\text{m}$, justifiant le choix d'une acquisition analogique. De plus, l'étude des algorithmes d'agrégation en ligne des pistes, tels qu'ils seront mis en œuvre dans le convertisseur numérique, montre que les performances sont proches de celles obtenues dans une analyse hors ligne. Par ailleurs, le test a montré qu'un réglage fin des paramètres de l'électronique frontale, suivant la capacité des pistes, est nécessaire pour obtenir une déconvolution optimale, et réduire ainsi au mieux l'empilement d'interactions.

La reconstruction de traces, à partir des impacts mesurés dans le détecteur, ainsi que l'ajustement des positions des vertex aux traces, utilisent des techniques d'assignations « douces » probabilistes qui ont montré leur supériorité face aux méthodes standard. Dans ce cadre, un algorithme de recuit déterministe a été développé dans cette thèse, pour la recherche de vertex. Les résultats montrent qu'à efficacités sensiblement égales (plus de 90% pour la recherche du vertex primaire et environ 45% sur des vertex déplacés), le recuit déterministe fournit des résolutions meilleures et un taux de vertex fantômes plus bas que l'algorithme standard. Les études ont également montré que les performances du recuit déterministe sont contraintes par la définition des objets sur lesquels il s'applique : avec des points apex optimaux, le recuit déterministe permettrait de reconstruire plus de 90% des vertex déplacés. Il reste maintenant à améliorer la définition des points apex ou tester d'autres mises en œuvre de l'algorithme, par exemple un partitionnement à cinq dimensions des traces, avec prise en compte des matrices

de covariance de ces dernières.

Enfin, la recherche d'un boson de Higgs chargé léger a montré qu'un excès d'événements $\tau\nu_\tau + b\bar{b} + q\bar{q}'$ pourrait être observé, quelle que soit la valeur de $\tan\beta$ et jusqu'à $m_A = 122 \text{ GeV}/c^2$ pendant la première année de fonctionnement, puis jusqu'à $m_A = 135 \text{ GeV}/c^2$ ensuite. Cette large couverture de l'espace $(m_A, \tan\beta)$ est en partie due à la reconstruction de la masse transverse du boson de Higgs, ce qui était jusqu'alors impossible avec le canal « leptonique », précédemment étudié dans CMS. Dans l'hypothèse que l'excès observé provient de la désintégration d'un boson de Higgs chargé, l'estimation de la masse de ce dernier apparaît possible jusqu'à $m_{H^\pm} = 150 \text{ GeV}/c^2$ avec une résolution inférieure à $15 \text{ GeV}/c^2$.

La preuve de l'existence d'un secteur de Higgs étendu ne pourra cependant être avancée que lorsque les différents paramètres de ces nouvelles particules auront été mesurés (masse, largeur, spin, CP). Dans le cas du H^\pm , si la mesure de sa masse apparaît possible, la mesure du spin, par exemple, sera en revanche beaucoup plus délicate (probablement à partir des effets de polarisation du τ).

Dans tous les cas de figures, si ces nouvelles particules sont découvertes au LHC, les vérifications des prédictions et les mesures de précision, si tant est qu'elles soient possibles, seront très difficiles et les différentes analyses devront avoir une compréhension des effets systématiques et des bruits de fond suffisante avant de pouvoir lentement converger entre elles.

Dans ce contexte, si le LHC apparaît aujourd'hui comme un outil formidable capable d'ouvrir une brèche dans le Modèle Standard, il ne saurait être la réponse ultime et la nécessité de construire un collisionneur linéaire à l'aide duquel la nouvelle physique – à supposer qu'il y en ait une – pourrait être testée précisément est, plus que jamais, évidente.

Liste des tableaux

1.1	<i>Les différentes familles de fermions. La charge (multiple de e) est notée entre parenthèses.</i>	4
1.2	<i>Supermultiplets chiraux dans le MSSM.</i>	24
1.3	<i>Supermultiplets de jauge dans le MSSM.</i>	24
1.4	<i>Contenu en champs et superchamps du MSSM.</i>	27
1.5	<i>Paramètres des différents scénarii du MSSM en TeV. $X_t = A_t - \mu \cot \beta$ est le paramètre de mélange dans le secteur des stop, A_t est le couplage trilinéaire Higgs-stop et A_b est le couplage Higgs-sbottom.</i>	28
2.1	<i>Caractéristiques principales des faisceaux produits par le LHC.</i>	40
2.2	<i>Les différentes contributions à la résolution en énergie du tonneau du calorimètre. Ces contributions ont été mesurés durant des tests sous faisceau. . . .</i>	52
2.3	<i>Table de déclenchement de niveau 1 à basse luminosité. Les seuils correspondent aux valeurs en E_T ou p_T permettant d'obtenir 95% d'efficacité.</i>	56
2.4	<i>Table de déclenchement de hauts niveaux à basse luminosité. Les seuils correspondent aux valeurs en E_T ou p_T permettant d'obtenir 95% d'efficacité (90% pour les muons). Il n'y a pas de seuils pour la sélection des jets de tau, les seuils présentés pour ceux-ci sont donc ceux du déclenchement de premier niveau. . .</i>	56
2.5	<i>Table de déclenchement de niveau 1 à haute luminosité. Les seuils correspondent aux valeurs en E_T ou p_T permettant d'obtenir 95% d'efficacité.</i>	57
3.1	<i>Caractéristiques géométriques et nombre de modules en fonction de leur emplacement dans le trajectomètre. Les notations $IB X$ et $OB X$ réfèrent à la couche de détection numéro X dans le tonneau interne (IB) ou externe (OB). La notation $ID X$ réfère à la couche de détection numéro X ($1 < X < 3$) dans les trois disques internes (ID). La notation $EC X$ réfère à la couche de détection numéro X ($1 < X < 7$) dans les neuf disques externes (EC).</i>	67
4.1	<i>Décalages mesurés entre les détecteurs.</i>	83
4.2	<i>Résolutions obtenues avec les algorithmes TDR.</i>	84
4.3	<i>Résolutions obtenues en variant seulement le seuil T_l sur les pistes voisines. .</i>	85
4.4	<i>Efficacités obtenues avec les algorithmes TDR.</i>	85
4.5	<i>Taux de faux amas et empilements obtenus avec les algorithmes TDR.</i>	86
4.6	<i>Résolutions et efficacités obtenues pour les algorithmes FED.</i>	87
4.7	<i>Résultats obtenus pour différents seuils.</i>	87
7.1	<i>Topologie du cas le plus simple.</i>	130
7.2	<i>Topologie du cas réaliste.</i>	130

7.3	<i>Paramètres optimisés du recuit déterministe pour des événements $b\bar{b}$.</i>	139
7.4	<i>Performances de la recherche globale de vertex avec les algorithmes de recuit déterministe et PVR, pour les vertex primaires (VP) et secondaires (VS)</i> . . .	140
7.5	<i>Résolutions obtenues sur la position du vertex primaire.</i>	145
7.6	<i>Résolutions obtenues sur la position des vertex secondaires.</i>	145
7.7	<i>Détail des contributions des faux réels et des faux jumeaux aux taux de faux total.</i>	150
7.8	<i>Comparaison des performances dans une recherche globale et dans une recherche régionale.</i>	157
7.9	<i>Performances obtenues dans un scénario de basse luminosité sur 4000 événements $b\bar{b}$</i>	159
8.1	<i>Les trois intervalles de génération des bruits de fond di-jets QCD.</i>	180
8.2	<i>Nombre d'événements générés (avant coupures au niveau générateur), produits en simulation détaillée et luminosité intégrée équivalente, pour $\tan \beta = 20$.</i> . .	182
8.3	<i>Efficacités du déclenchement de premier niveau pour les bruits de fond.</i>	183
8.4	<i>Efficacités des déclenchements de hauts niveaux pour les bruits de fond.</i>	185
8.5	<i>Seuils appliqués pour l'étiquetage de jet de τ et résultats obtenus. La trace la plus dure est notée H, les autres traces de signal sont notées S.</i>	186
8.6	<i>Efficacités et taux de mauvais étiquetage de b pour la méthode combinée en comparaison avec les méthodes indépendantes.</i>	196
8.7	<i>Biais et résolutions obtenus pour les trois types de reconstruction de l'énergie transverse manquante.</i>	197
8.8	<i>Efficacités des sélections sur les bruits de fonds.</i>	200
8.9	<i>Efficacité de la coupure sur la masse transverse (en pour-cent) et nombre d'événements attendus pour 10 fb^{-1} et $\tan \beta = 20$.</i>	204

Table des figures

1.1	<i>Allure du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Le potentiel est représenté dans le plan $(\text{Re}(\Phi), \text{Im}(\Phi))$. Le choix d'un minimum particulier brise la symétrie.</i>	6
1.2	<i>Gamme de masses possibles pour le boson de Higgs en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ. La borne supérieure provient de la contrainte de trivialité, tandis que la borne inférieure est obtenue par la contrainte de stabilité du vide. L'incertitude théorique sur les deux bornes a été calculée avec $m_t = 174 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ et $\alpha_s(m_Z) = 0.118$.</i>	8
1.3	<i>Distribution de la masse transverse des six événements retenus par l'expérience UA1 comme étant des candidats $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$.</i>	9
1.4	<i>Distribution de la masse invariante des candidats Z retenus par l'expérience UA2. Avant coupures sur la figure a et après, sur la figure b.</i>	10
1.5	<i>Corrections quantiques sensibles à la valeur de m_t, lors de la désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$</i>	12
1.6	<i>Comparaison de la valeur mesurée des paramètres du Modèle Standard (deuxième colonne) et de leur valeur obtenue par ajustement (troisième colonne). Les déviations standard, définies comme les écarts entre valeurs mesurées et valeurs ajustées, normalisés par les incertitudes attachées aux mesures, sont données en dernière colonne. Elles rendent compte de la compatibilité entre valeurs mesurées et valeurs ajustées. Résultats de l'été 2004.</i>	13
1.7	<i>Mesures directes et indirectes des masses du boson W et du quark top. Le contour en trait pointillé représente la région compatible (à 68% de niveau de confiance) avec les mesures directes de m_W au LEP et au Tevatron et de m_t au Tevatron. La mesure indirecte (contour en trait plein) est réalisée à partir des données de LEP1 et de SLD. La prédiction du Modèle Standard est représentée par une bande grise correspondant à des valeurs de m_h comprises entre 114 et 1000 GeV/c^2.</i>	15

1.8	Sur la figure de gauche (a), résultat de l'ajustement ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$) en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs standard, en utilisant toutes les données des mesures de précision des observables électrofaibles. La bande grisée autour de la ligne continue représente l'incertitude théorique. La ligne discontinue rouge montre le résultat de l'ajustement avec une valeur différente de $\Delta\alpha_{had}$ qui représente la contribution des boucles de quarks légers à la valeur de $\alpha_{em}(m_Z)$. La ligne discontinue rose représente le même ajustement en incluant les mesures réalisées à bas Q^2 par l'expérience NuTeV. Enfin, la zone gris-clair représente la zone exclue par la recherche directe. La figure de droite (b) présente la masse la plus probable obtenue ainsi que les contraintes sur l'ajustement des différentes observables utilisées.	16
1.9	Évolution des constantes de couplage des interactions forte et électrofaible ($\alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{\alpha_{QED}}{\cos^2 \theta_W}$, $\alpha_2 = \frac{\alpha_{QED}}{\sin^2 \theta_W}$, $\alpha_3 = \alpha_s$) en fonction de l'échelle d'énergie Q . À gauche, évolution dans le cadre du Modèle Standard; à droite, dans le cadre du MSSM (l'unification dans ce dernier cas est présentée plus précisément dans la section suivante) [20].	17
1.10	Correction quantique d'une boucle de fermions au propagateur du boson de Higgs.	18
1.11	Correction quantique d'une boucle de scalaire au propagateur du boson de Higgs.	22
1.12	Évolution des masses des bosons de Higgs h , H^0 et H^\pm en fonction du mélange dans le secteur des stops X_t , pour $m_A = 150 \text{ GeV}/c^2$ et pour $\tan \beta = 1.5$ (à gauche) et $\tan \beta = 20$ (à droite).	29
1.13	Signification statistique attendue pour l'expérience ATLAS dans la recherche du boson de Higgs standard dans différents canaux. Pour 30 fb^{-1} (3 ans de LHC à basse luminosité) à gauche et 100 fb^{-1} (un an de LHC à haute luminosité).	30
1.14	Signification statistique attendue pour l'expérience CMS dans la recherche du boson de Higgs standard dans différents canaux pour 30 fb^{-1} (3 ans de LHC à basse luminosité).	30
1.15	Courbes de découverte à 5σ pour la recherche du boson de Higgs neutre le plus léger dans le cadre du MSSM (scénario de mélange maximal dans le secteur des stops). Les courbes sont données dans le plan $m_A/\tan \beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , à gauche, et 100 fb^{-1} à droite.	32
1.16	Courbes de découverte à 5σ pour la recherche des bosons de Higgs neutres lourds (à gauche) et chargés (à droite) dans le cadre du MSSM (scénario de mélange maximal dans le secteur des stops). Les courbes sont données dans le plan $m_A/\tan \beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}	32
1.17	Sensibilité d'ATLAS pour la découverte des bosons de Higgs dans le MSSM (cas de mélange minimal dans le secteur des stops). La luminosité attendue est 30 fb^{-1} à gauche et 300 fb^{-1} à droite.	34
2.1	Les différents cycles d'accélération au LHC	38
2.2	Sections efficaces proton-proton standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le cas du LHC est indiqué en ligne pointillée. L'échelle de gauche exprime la section efficace, celle de droite exprime le nombre d'événements produits par seconde à la luminosité nominale du LHC.	39
2.3	Structure d'un dipôle magnétique pour le LHC.	41
2.4	Lignes de champs au sein d'un dipôle magnétique.	41
2.5	Vue des différentes parties du détecteur CMS	43
2.6	Les différents composants de l'aimant supra-conducteur.	44

2.7	<i>Valeur du champ magnétique en fonction de la position dans le détecteur CMS.</i>	44
2.8	<i>Vue en coupe d'un quart de trajectomètre. Dans la partie centrale on rencontre trois couches cylindriques (à une distance de 4, 7 et 11 cm du faisceau) et deux disques de détecteurs à pixels. Les détecteurs au silicium à micro-pistes sont ensuite assemblés dans la partie dite interne en 4 couches (tonneau) et 3 disques (bouchon) puis dans la partie dite externe en 6 couches (tonneau) et 9 disques (bouchon).</i>	45
2.9	<i>Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels, composé de trois couches de détection dans le tonneau ($R=4.4, 7.3$ et 10.2 cm) et de deux disques ($Z=\pm 34.5$ et ± 46.5 cm) dans chaque bouchon.</i>	46
2.10	<i>Vue des détecteurs pixels, surmontés par leur électronique de lecture.</i>	46
2.11	<i>Résolution attendue sur la mesure de l'impulsion transverse de particules chargées pour différentes valeurs de η et différents p_T.</i>	48
2.12	<i>Efficacité de reconstruction de particules chargées attendue pour différentes valeurs de η et différents p_T.</i>	48
2.13	<i>Quantité de matière des différents éléments du trajectomètre en fonction de la pseudo-rapacité. Elle est caractérisée en terme de longueur de radiation X_0 à gauche et de longueur d'interaction nucléaire λ_0 à droite. Les significations des différents labels sont les suivantes : « Beam Pipe » représente les tubes à vide des faisceaux, « Pixel », « Inner Silicon » et « Outer Silicon » réfèrent aux détecteurs ainsi qu'à leur électronique et leur câblage pour les parties détecteur à pixels et détecteurs à micropistes interne et externe, « Common » regroupe les différents supports en fibres de carbones internes au trajectomètre, enfin « Outside » rend compte du support externe et de l'écran thermique. Voir les références [15] et [16] pour une description complète des différents matériaux pris en compte.</i>	48
2.14	<i>Doses de radiation, fluences et flux de hadrons chargés dans le trajectomètre de CMS en fonction de z et R, pour une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{pb}^{-1}$. [15]</i>	49
2.15	<i>Vue en coupe d'un quart du calorimètre électromagnétique.</i>	50
2.16	<i>Les différentes contributions et la résolution finale en énergie attendue avec le calorimètre électromagnétique de CMS.</i>	51
2.17	<i>Vue en coupe d'un demi-tonneau du calorimètre hadronique et du calorimètre très à l'avant.</i>	52
2.18	<i>Vue en coupe transversale aux faisceaux des chambres à muons dans la partie tonneau.</i>	53
2.19	<i>Structure générale du système de déclenchement et d'acquisition de données [20, 21].</i>	54
3.1	<i>Vue en coupe d'un module du détecteur à micro-pistes de silicium.</i>	62
3.2	<i>Vue d'un détecteur silicium du bouchon externe (septième disque).</i>	63
3.3	<i>Les différentes parties du trajectomètre de CMS. Les couches contenant seulement des modules $R-\Phi$ sont en rouge, les couches contenant des modules $R-\Phi$ et stéréo sont en bleu.</i>	65
3.4	<i>Assemblage des modules de la partie interne du tonneau. La structure ne représente qu'une partie du cylindre complet.</i>	65
3.5	<i>Assemblage d'une échelle de la partie tonneau externe du trajectomètre.</i>	66
3.6	<i>Assemblage d'un pétale du bouchon du trajectomètre.</i>	66

3.7	<i>L'électronique de lecture (en haut) et de contrôle (en bas), près du détecteur (à gauche) et en salle (à droite).</i>	68
3.8	<i>La chaîne de traitement de l'APV.</i>	69
3.9	<i>Courbe calculée de la sortie de l'APV en mode pic et en mode déconvolution.</i>	70
4.1	<i>Schéma des six modules entre deux scintillateurs.</i>	76
4.2	<i>Valeur moyenne du signal brut reçu en coups ADC sur 512 pistes du troisième détecteur.</i>	77
4.3	<i>Bruit intrinsèque d'une piste, en mode déconvolution.</i>	77
4.4	<i>Courbe de retard en mode pic à gauche, et en mode déconvolution à droite.</i>	78
4.5	<i>Signal brut, en coups ADC, de l'amas (trait plein) et de la piste présentant le plus fort signal (trait pointillé) à gauche et tailles des amas à droite, pour l'algorithme TDR.</i>	80
4.6	<i>Position des amas reconstruits (faisceau de muons à gauche et de pions à droite).</i>	81
4.7	<i>Alignement relatif des troisième et cinquième modules.</i>	82
4.8	<i>Résidus des positions des amas reconstruits entre les premier et troisième détecteurs à gauche et entre les premier et cinquième détecteurs à droite.</i>	82
4.9	<i>Calcul du résidu du troisième détecteur.</i>	83
4.10	<i>Distribution du résidu du troisième détecteur pour l'algorithme TDR 5.3.8.</i>	84
4.11	<i>Tailles des faux amas reconstruits pour deux types de déclenchement : 0010 à gauche et 0011 à droite.</i>	86
4.12	<i>Variations de l'efficacité en fonction du temps.</i>	89
4.13	<i>Efficacité optimale et empilement obtenu en faisant varier les seuils des différents algorithmes (les lignes continues ne servent qu'à guider l'œil).</i>	89
4.14	<i>Principe de reconstruction d'amas à deux pistes dans le détecteur central : la trace de référence passe près d'une piste dans les premier et cinquième détecteurs.</i>	91
4.15	<i>Principe de reconstruction d'amas à trois pistes dans le détecteur central : la trace de référence passe entre deux pistes dans les premier et cinquième détecteurs.</i>	91
4.16	<i>Fonctions η, en haut, et positions relatives des amas, en bas, pour les amas à deux pistes, à gauche, et à trois pistes, à droite.</i>	92
4.17	<i>Position relative des amas reconstruits après correction (à gauche) et résidu obtenu (à droite) avant (trait plein) et après (trait pointillé) correction.</i>	94
4.18	<i>Répartition de la charge dans les amas à trois pistes.</i>	95
4.19	<i>Position des amas à trois pistes après suppression d'une piste, avant correction (à gauche) et après (à droite). À comparer à la figure 4.16, en bas à droite.</i>	95
4.20	<i>Résidu obtenu avant (trait plein) et après (trait pointillé) correction des amas à trois pistes.</i>	96
4.21	<i>Résidu obtenu avant (à gauche) et après (à droite) correction dans toutes les détecteurs.</i>	96
5.1	<i>Efficacité de reconstruction de traces dans des jets de b pour le filtre à recuit déterministe (DAF) et pour le filtre de Kalman (KF) [3].</i>	105
5.2	<i>Taux de fausses traces reconstruites dans des jets de b pour le filtre à recuit déterministe (DAF) et pour le filtre de Kalman (KF) [3].</i>	106
5.3	<i>Résolutions sur le paramètre d'impact des traces ($P_T > 15$ GeV/c) dans le plan transverse (à gauche) et suivant \bar{z} à droite, pour différentes valeurs de η. Les jets de b ont une énergie transverse $E_T = 200$ GeV [3].</i>	107

5.4	<i>Distributions des probabilités de χ^2 pour des traces ($P_T > 15$ GeV/c) ajustées dans la région $0 < \eta < 0.7$. Les jets de b ont une énergie transverse $E_T = 200$ GeV [3].</i>	107
5.5	<i>Probabilité de χ^2 moyenne du vertex principal ajusté en fonction de la fraction de traces hors liaison de type 1 (à gauche) et de type 2 (à droite) présentes dans un ensemble total de 20 traces [6].</i>	112
5.6	<i>RMS des distributions de résidus suivant la direction transversale \vec{y} et longitudinale \vec{x} au cône et suivant la fraction de traces hors liaison de type 1 [6].</i>	113
5.7	<i>RMS des distributions de résidus normalisés suivant la direction transversale \vec{y} et longitudinale \vec{x} au cône et suivant la fraction de traces hors liaison de type 1 [6].</i>	113
5.8	<i>Biais moyen sur la position y du vertex en fonction de la fraction de traces hors liaison de type 2 et pour différents espacements [6].</i>	113
5.9	<i>RMS des distribution de résidus suivant les directions \vec{x} et \vec{y} en fonction de la fraction de traces hors liaison de type 2 [6].</i>	113
6.1	<i>Illustration de la recherche d'amas à 2 dimensions.</i>	117
6.2	<i>Partitionnement à une dimension d'un ensemble de 5 points avec un unique prototype.</i>	122
6.3	<i>Partitionnement à une dimension d'un ensemble de 5 points avec mécanisme de transitions de phases.</i>	124
6.4	<i>Illustration d'un processus de recuit déterministe dans le partitionnement d'un ensemble de distributions gaussiennes de points.</i>	125
7.1	<i>Deux vertex fictifs idéaux séparés d'un centimètre (cas le plus simple).</i>	130
7.2	<i>Définition de la distance d trace-prototype (vertex fictifs du cas réaliste).</i>	131
7.3	<i>Illustration de changement de topologie : remplacement des traces par leurs apex.</i>	132
7.4	<i>Illustration du calcul des points de plus petite approche (PPA).</i>	132
7.5	<i>Distribution de la position transverse du vertex primaire, pour 4000 événements $b\bar{b}$.</i>	136
7.6	<i>Distribution du nombre de traces du vertex primaire, pour 4000 événements $b\bar{b}$.</i>	136
7.7	<i>Distribution de la distance transverse des vertex secondaires au vertex primaire, pour 4000 événements $b\bar{b}$.</i>	136
7.8	<i>Distribution du nombre de traces des vertex secondaires, pour 4000 événements $b\bar{b}$.</i>	136
7.9	<i>Efficacités de reconstruction de vertex en fonction de la température minimale</i>	137
7.10	<i>Taux de faux vertex en fonction de la température minimale</i>	137
7.11	<i>Pureté des vertex en fonction de la température minimale</i>	138
7.12	<i>Efficacité d'assignation des traces en fonction de la température</i>	138
7.13	<i>Temps CPU de reconstruction de vertex, sur un processeur à 800 MHz, en fonction de la température minimale</i>	138
7.14	<i>Temps CPU de reconstruction de vertex, sur un processeur à 800 MHz, en fonction du facteur de refroidissement</i>	138
7.15	<i>Efficacité de reconstruction de vertex en fonction du facteur de refroidissement</i>	139
7.16	<i>Efficacité de reconstruction de vertex en fonction de la coupure sur la probabilité d'assignation des apex</i>	139
7.17	<i>Caractéristiques des vertex primaires (PVR)</i>	141
7.18	<i>Caractéristiques des vertex primaires (recuit déterministe)</i>	142

7.19	<i>Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex primaires (PVR)</i>	143
7.20	<i>Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex primaires (recuit déterministe)</i>	144
7.21	<i>Caractéristiques des vertex secondaires (PVR)</i>	146
7.22	<i>Caractéristiques des vertex secondaires (recuit)</i>	147
7.23	<i>Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex secondaires (PVR)</i>	148
7.24	<i>Distributions des résidus (à gauche) et des résidus normalisés (à droite) pour les vertex secondaires (recuit)</i>	149
7.25	<i>Caractéristiques des faux réels (PVR)</i>	151
7.26	<i>Caractéristiques des faux réels (Recuit)</i>	152
7.27	<i>Caractéristiques des faux jumeaux (PVR)</i>	153
7.28	<i>Caractéristiques des faux jumeaux (Recuit)</i>	154
7.29	<i>Distance des points apex réels et idéaux aux vertex simulés. La valeur moyenne reportée sur la figure est calculé sur l'ensemble total des points apex (contenus dans l'histogramme et en dehors). Les points apex provenant de traces du vertex primaire ne sont pas inclus.</i>	155
7.30	<i>Comparaison des résultats pour trois cas : recuit avec apex idéaux, recuit avec apex réels, PVR.</i>	156
7.31	<i>Reconstruction de traces dans une région rectangulaire $\eta - \phi$ autour de la direction du jet et de la position longitudinale z du vertex primaire. Les valeurs des paramètres sont : $P_{T_{min}} = 1 \text{ GeV}/c$, $\Delta r = 2 \text{ mm}$, $\Delta z = 2 \text{ mm}$, $\Delta\phi = 0.5 \text{ rad}$, $\Delta\eta = 0.5$</i>	157
7.32	<i>Distance des apex aux vertex simulés pour trois cas : apex idéaux, apex réels dans une reconstruction globale, apex réels dans une reconstruction régionale. La valeur moyenne reportées sur la figure est calculée sur tout l'ensemble des apex (présents dans l'histogramme et en dehors). Les apex venant des traces du vertex primaire ne sont pas inclus.</i>	158
7.33	<i>Complexité empirique du PVR : évolution du temps CPU en fonction du nombre de traces.</i>	159
7.34	<i>Complexité empirique du recuit : évolution du temps CPU en fonction du nombre de traces.</i>	159
8.1	<i>Rapports d'embranchement de la désintégration $t \rightarrow H^+b$ en fonction de la valeur de $\tan\beta$ et pour différentes valeurs de m_{H^\pm} dans un scénario MSSM de mélange maximal. Les valeurs ont été calculées avec le programme HDECAY [3]</i> 164	164
8.2	<i>Diagramme de Feynman de la production de paires de bosons de Higgs chargés au LEP.</i>	164
8.3	<i>Limites à 95% de confiance, obtenues par les quatres expériences LEP (trait épais), sur la masse d'un boson de Higgs chargé en fonction du rapport d'embranchement $BR(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$.</i>	165
8.4	<i>Limites à 95% de confiance, obtenues par la collaboration DØ sur la masse d'un boson de Higgs chargé dans l'espace des paramètres $(m_{H^\pm}, \tan\beta)$ pour $\sigma_{t\bar{t}} = 5.5 \text{ pb}$. La limite directe porte sur la recherche de mise en évidence d'excès de τ. La limite indirecte rend compte de l'adéquation entre le nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$ observés et les prévisions du Modèle Standard.</i>	166

8.5	<i>Rapports d'embranchement de la désintégration $t \rightarrow H^+b$ en fonction de $\tan\beta$ et pour différentes valeurs de m_{H^\pm} dans un scénario MSSM de mélange maximal. La bande colorée correspond à la zone exclue par $D\mathcal{O}$.</i>	167
8.6	<i>Rapports d'embranchement de la désintégration $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ en fonction de m_{H^+} et pour différentes valeurs de $\tan\beta$ dans un scénario MSSM de mélange maximal.</i>	168
8.7	<i>Diagramme de Feynman du signal « leptonique »</i>	170
8.8	<i>Diagramme de Feynman du signal « hadronique »</i>	171
8.9	<i>Simulation (au niveau générateur) de l'efficacité de déclenchement (à gauche) et du nombre d'événements attendus après déclenchement pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (à droite).</i>	172
8.10	<i>Bruit de fond standard irréductible W^+W^-.</i>	173
8.11	<i>Les seuls couplages possibles des désintégrations en $\tau\nu$ des bosons H^\pm et W^\pm.</i>	175
8.12	<i>Distributions angulaires de la largeur de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm\nu_\tau$ pour les deux états de polarisation du τ. θ est l'angle d'émission du π^\pm, dans le référentiel du τ, par rapport à la direction de vol du τ. L'échelle verticale est arbitraire.</i>	176
8.13	<i>Impulsion transverse du jet de τ issu de la désintégration d'un W^+, à gauche, ou d'un H^+, à droite, pour 10 fb^{-1} et $m_{H^\pm} = 120 \text{ GeV}/c^2$, avec (trait plein) et sans (trait pointillé) la prise en compte des effets de polarisation.</i>	176
8.14	<i>Masse transverse du W^+, à gauche, et du H^+, à droite, à partir de la reconstruction du système $\tau^+\nu_\tau$, pour 10 fb^{-1} et $m_{H^\pm} = 120 \text{ GeV}/c^2$.</i>	177
8.15	<i>Masse transverse du W^+, à gauche, et du H^+, à droite, à partir de la reconstruction du système $\text{jet}_\tau + \cancel{E}_T$, pour 10 fb^{-1} et $m_{H^\pm} = 120 \text{ GeV}/c^2$, avec (ligne pleine) et sans (ligne pointillée) prise en compte des effets de polarisation.</i>	178
8.16	<i>Distributions de la masse transverse reconstruite – au niveau générateur – du signal (en jaune) et du bruit de fond irréductible (en rouge) et ce pour les valeurs de m_{H^\pm} suivante : 80, 90, 100, 110, 120, 130, 140 et $150 \text{ GeV}/c^2$. Les distributions sont normalisées à une luminosité de 10 fb^{-1}.</i>	179
8.17	<i>Les différentes étapes de traitement d'un événement (la durée de chaque étape est calculée pour un processeur PIII 1 GHz).</i>	181
8.18	<i>Efficacité des déclenchements de premier et haut niveau pour le canal WH (en haut) et HH (en bas).</i>	184
8.19	<i>Les différents cônes d'isolation utilisés pour l'identification des jets de τ.</i>	186
8.20	<i>Distributions des différentes caractéristiques et seuils utilisés dans l'étiquetage de τ pour 10000 jets de τ venant d'un H (en rouge) ou d'un W (en bleu) et pour 10000 jets de quarks (en vert). Les chiffres représentent l'ordre dans lequel les coupures sont appliquées (sur la figure toutes les distributions sont tracées sans qu'aucune coupure n'ait été imposée, elles ne représentent donc qu'une illustration des distributions réelles). Les zones hachurées sont rejetées par les coupures.</i>	187
8.21	<i>Résidu relatif sur l'énergie du jet de τ reconstruit, après déclenchement de haut niveau. En haut, sans correction. Au milieu, avec correction de type 1. En bas, avec correction de type 2.</i>	190
8.22	<i>Illustration du principe de mesure tridimensionnelle du paramètre d'impact IP et du signe de d_0, pour des traces venant du vertex primaire (à gauche) et pour des traces provenant d'un vertex déplacé le long du jet. Les points PCA sont calculés comme étant les points des traces les plus proches de l'axe du jet.</i>	192

8.23	<i>Signification du paramètre d'impact transverse (à gauche) et tridimensionnel (à droite) pour des jets de b, c et légers (u,d,s,g). Le nombre de jets de chaque histogramme est normalisé à un.</i>	193
8.24	<i>Distributions de $-\log(P)$ pour des jets de b, c et légers à partir du calcul du paramètre d'impact transverse (à gauche) et tridimensionnel (à droite). Le nombre de jets total est normalisé à un pour chaque saveur reportée.</i>	193
8.25	<i>Efficacité et taux de mauvais étiquetage de jet de b par la méthode de probabilité, avec paramètre d'impact transverse en fonction du seuil appliqué à $-\log(P)$.</i>	194
8.26	<i>Efficacité et taux de mauvais étiquetage de jet de b par la méthode de probabilité, avec paramètre d'impact d'impact tridimensionnel en fonction du seuil appliqué à $-\log(P)$.</i>	194
8.27	<i>Efficacité et taux de mauvais étiquetage de jet de b par la méthode de reconstruction de vertex, en fonction du seuil appliqué à $-\log(L)$.</i>	195
8.28	<i>Distributions des valeurs de $-\log(L)$ pour la méthode de probabilité de jet seule (à gauche) et pour la méthode combinée (à droite). Les valeurs moyennes des distributions sont reportées sur les figures.</i>	196
8.29	<i>Distributions des résidus relatifs sur l'énergie transverse manquante, après déclenchement de haut niveau. En haut sans correction. Au milieu avec correction de type 1. En bas, avec correction de type 2. Le trait plein épais représente le résultat de l'ajustement gaussien dont la valeur moyenne représente le biais et l'écart-type, la résolution.</i>	198
8.30	<i>Efficacité totale et efficacités relatives des différentes sélections pour le canal WH.</i>	199
8.31	<i>Efficacité totale et efficacités relatives des différentes sélections pour le canal HH.</i>	199
8.32	<i>Reconstruction du boson W et du quark top de la branche hadronique.</i>	200
8.33	<i>Topologie particulière de l'émission top-top : à gauche $\Delta\phi(t\bar{t})$ et à droite $P_T(top)_{max}/P_T(top)_{min}$.</i>	201
8.34	<i>Distributions de masse transverse reconstruite pour le bruit de fond WW et pour le signal avec $m_{H^\pm} = 90, 120, 160 \text{ GeV}/c^2$.</i>	202
8.35	<i>Efficacité de la coupure sur la masse transverse à gauche, et influence sur le rapport $\epsilon_S/\sqrt{\epsilon_B}$, à droite.</i>	202
8.36	<i>Influence des coupures sur le rapport $\epsilon_S/\sqrt{\epsilon_B}$. Coupure sur le ratio d'impulsion transverse chargée du jet de τ à gauche et coupure sur le rapport $P_T(\tau)/P_T(b)$ à droite. Les différentes courbes représentent les résultats pour différentes masses de H^\pm (entre 90 et 150 GeV/c^2).</i>	203
8.37	<i>Évolution de la signification statistique dans les cas poissonien et gaussien en fonction du nombre d'événements de bruit de fond N_B. Le nombre d'événements de signal est fixé à $5 \times \sqrt{N_B}$</i>	206
8.38	<i>Significations statistiques obtenues pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et différentes valeurs de H^\pm en fonction de la valeur de $\tan\beta$. La ligne noire représente la limite de découverte $S=5$.</i>	208
8.39	<i>courbe de découverte à $5 \times \sigma$ dans le plan $m_A, \tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}.</i>	209
8.40	<i>courbe de découverte à $5 \times \sigma$ dans le plan $m_A, \tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}.</i>	209
8.41	<i>Potentiel de découverte d'un H^\pm dans CMS dans le plan $m_A, \tan\beta$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}. Le canal étudié est représenté par la courbe violette.</i>	210

8.42	<i>Exemples de fonctions de densité de probabilité du signal pour les masses $m_{H^\pm} = 106, 118, 130,$ et $140 \text{ GeV}/c^2$.</i>	212
8.43	<i>Mesure de la masse du H^+ par la méthode de maximum de vraisemblance pour $m_{H^\pm} = 130 \text{ GeV}/c^2$.</i>	212
8.44	<i>Mesure de la masse du H^+ par la méthode de bootstrap.</i>	214