



HAL
open science

L'énigme de la génération des masses : La recherche du Higgs dans l'expérience D0 auprès du collisionneur proton-antiproton de Fermilab et la mesure des oscillations neutrinos à OPERA

Arnaud Lucotte

► **To cite this version:**

Arnaud Lucotte. L'énigme de la génération des masses : La recherche du Higgs dans l'expérience D0 auprès du collisionneur proton-antiproton de Fermilab et la mesure des oscillations neutrinos à OPERA. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. tel-00007640

HAL Id: tel-00007640

<https://theses.hal.science/tel-00007640>

Submitted on 5 Dec 2004

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.

Université Joseph Fourier de Grenoble

L'énigme de la génération des masses :
La recherche du Higgs dans l'expérience DØ auprès
du collisionneur proton-antiproton de Fermilab
et La mesure des oscillations neutrinos à OPERA

Mémoire présenté par :
Arnaud Lucotte

pour obtenir le
Diplôme d'Habilitation à diriger des Recherches

Composition du jury :
Prof. Johann Collot (Président)
Dr. Yves Déclais
Prof. Gérard Sajot (rapporteur)
Dr. Daniel Treille (rapporteur)
Dr. Guillaume Unal
Prof. François Vannucci (rapporteur)

Remerciements

Je tiens à remercier le Prof. Johann Collot, le Dr. Yves Déclais, le Prof. Gérard Sajot, le Dr. Daniel Treille, le Dr. Guillaume Unal et le Prof. François Vannucci pour avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse d'habilitation. Je remercie plus particulièrement Gérard Sajot, Daniel Treille et François Vannucci d'avoir accepté d'endosser le rôle de rapporteurs.

Depuis la fin de ma thèse, c'est à dire depuis Marie-Noëlle (Minard) et Bolek (Pietrzyk), mon parcours de physicien m'a amené à cotoyer de nouveaux horizons, physique et géographique. Je suis devenu redevable à de nombreuses personnes, auprès de qui j'ai beaucoup, beaucoup appris. Elles m'ont offert leur temps, leur conseil et parfois même leur amitié. Ce sont ces mêmes personnes avec qui j'ai pu partager cette passion pour la physique des Hautes Energies, un des domaines de recherche les plus excitants à ce jour, et à l'aube de découvertes encore plus retentissantes.

Je pense tout d'abord aux membres de la collaboration DØ, et en premier lieu la formidable équipe de l'université de Stony Brook menée de main de maître par Paul Grannis. Au cours de ces 3 années, Paul m'a fait bénéficier de l'étendue de ses connaissances et de ses conseils judicieux dans tous les domaines, de la physique hadronique à l'électronique analogique. Il m'a également fait confiance dans cette aventure qu'a été la conception et la réalisation d'un déclenchement de premier niveau d'électrons de faible impulsion à DØ, en m'apportant son soutien et son concours à toutes les étapes. Je lui dois beaucoup de ce que j'ai appris.

Je pense aussi à Jon Kotcher, leader du groupe "pré-échantillonneur" pour la région des bouchons, qui m'a fait bénéficier de ses connaissances pointues pendant les longues semaines de tests en faisceau, heureusement agrémentées de son humour décapant. Je tiens aussi à remercier Mrinmoy Battacharjee, compagnon d'étude devenu ami, pour avoir partagé le (parfois) lourd mais toujours excitant poids des responsabilités du software d'analyse du faisceau test et de la conception du déclenchement électron/photon de premiers niveaux. Je pense aussi à Michael Rijssenbek, Bob McCarthy, Frédéric Stichelbaut et Abid Patwa, avec qui j'ai eu la chance un jour où l'autre de partager une activité d'analyse ... ou de câblage du pré-échantillonneur. Merci encore à Kin Yip qui a su m'initier à la programmation des cartes de déclenchement de niveau 1,

aux ingénieurs électroniciens Manuel Martin et Fred Borcharding pour nos échanges constants sur l'électronique frontale du détecteur et pour les nombreuses modifications que je leur ai demandées au cours de la période de mise au point du déclenchement de niveau 1. Enfin je tenais à remercier Jerry Blazey, leader du groupe "déclenchement" à l'époque, maintenant spokesman, pour nos discussions parfois animées mais toujours dans la bonne humeur, et qui nous a toujours apporté son soutien. Les derniers noms qui me viennent à l'esprit sont ceux de Dhiman Chakraborty, Denis Schpakov et les frères Kulik aux horaires décalés, qui par leur efficacité ont souvent su m'apporter leur aide dans le monde parfois un peu complexe du software DØ.

A mon retour en Europe, j'ai eu la chance de rejoindre le groupe ATLAS, et en particulier le groupe TRT dirigé par Daniel Froidevaux. Je voudrais le remercier pour son accueil ainsi que Fido Dittus, et pour m'avoir permis d'intégrer rapidement la probématique technique du détecteur. J'ai appris beaucoup à leur contact et à celui de Sergei Mouraviev durant les tests intensifs que nous avons fait subir à un prototype de roue du TRT.

J'ai eu la chance par la suite de retravailler au sein de DØ dans le groupe de l'ISN. Je remercie Joel Chauvin, de m'avoir accueilli au laboratoire. Je suis infiniment redevable à Gérard Sajot, qui sait toujours, par sa compétence et sa proverbiale humilité, mettre en valeur la contribution de ses collaborateurs. Gérard m'a toujours soutenu, sans lui je ne présenterais certainement pas cette habilitation aujourd'hui. Merci également à Yannick Arnoud et Sabine Crépé-Renaudin pour leur accueil.

J'ai ensuite intégré le CNRS au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. Je tiens à remercier Mr D'Almagne de m'y avoir accueilli. Je suis très redevable à Jean-Eric Campagne, leader du groupe OPERA du LAL, pour son accueil et sa compréhension tout au long de mon séjour. Je remercie également Jean-Paul Repellin et Jacques Boucrot, autres membres éminents du groupe. Merci aux membres du formidable service électronique du LAL, Christophe De la Taille, et Gisèle Martin, Ludovic Raux et Sylvie Bondil dont le talent n'a d'égal que la disponibilité et la bonne humeur. Merci enfin à Laurent Simard et Antoine Cazes pour leur amitié et les bons repas partagés!

J'ai enfin rejoint le LPSC depuis le début 2004. Je tiens à remercier en premier lieu Johann Collot de m'avoir accueilli dans son laboratoire dans l'équipe ATLAS. Merci à Fairouz Olhsson-Malek, pour son accueil chaleureux au sein du groupe qu'elle dirige. Merci à Fabienne Ledroit-Guillon, qui a su rapidement et efficacement m'initier au monde software d'ATLAS.

Et pour finir sur une note plus personnelle, j'adresse un merci de tout coeur à ma mère, à ma famille, ainsi qu'à Denise, Jean-Jacques et Géraldine pour leur affection et pour me rappeler qu'il existe un monde en dehors de celui de la physique! Enfin, et surtout, j'aimerais dédier ce mémoire à Elsa, longtemps ma complice et aujourd'hui mon épouse. Je la remercie de son amour et de ses encouragements au cours des longues années que nous avons vécues éloignés, mais toujours intimement proches dans nos coeurs.

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	7
1 La génération des masses dans le Modèle Standard	9
1.1 Structure du Modèle Standard	9
1.1.1 Le cadre théorique du Modèle Standard	9
1.1.2 Le mécanisme de génération des masses	10
1.2 Contraintes sur le boson de Higgs standard	13
1.3 La masse des neutrinos revisitée	15
1.4 Conclusion	16
2 La recherche du Higgs $H \rightarrow W^+W^-$ dans l'expérience $D\bar{O}$ au Tevatron	17
2.1 Phénoménologie et stratégie de recherche	18
2.1.1 Mécanismes de production du Higgs	18
2.1.2 Mécanismes de production des processus de fonds	21
2.1.3 Stratégie de recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow W^+W^-$	22
2.2 Le détecteur $D\bar{O}$ pour la recherche du Higgs	23
2.2.1 Le collisionneur pour le Run II	23
2.2.2 Ensemble de détection de l'expérience $D\bar{O}$	25
2.2.3 Identification des électrons : les détecteurs de pieds de gerbes	28
2.2.4 Ensemble de déclenchement des électrons	33
2.3 Analyse préparatoire à la recherche du Higgs	38
2.3.1 Recherche dans le canal $W^*W^* \rightarrow l\nu_l + 2 \text{ jets}$	38
2.3.2 Recherche dans le canal $H \rightarrow W^*W^* \rightarrow l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l$	41
2.4 Conclusion	45
3 Les oscillations de neutrinos à OPERA	46
3.1 Phénoménologie des oscillations de neutrinos	47
3.1.1 Le formalisme des oscillations	47
3.1.2 L'observation des oscillations- ν avant OPERA	48

3.2	Le détecteur OPERA et les oscillations neutrinos	51
3.2.1	Ensemble de détection de l'expérience OPERA	51
3.2.2	Le détecteur cible à scintillateur d'OPERA	52
3.2.3	Stratégie de mesure des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	53
3.3	L'électronique frontale du détecteur de traces à scintillateur	55
3.3.1	Cahier des charges	55
3.3.2	Dessin du circuit intégré	56
3.3.3	Performances du circuit électronique	58
3.3.4	Intégration dans l'ensemble d'acquisition	63
3.4	Conclusion	63
4	Perspectives	64
4.1	Activité expérimentale	64
4.1.1	Le collisionneur LHC et l'expérience ATLAS	64
4.1.2	Activité dans la calorimétrie à Argon Liquide	65
4.2	La recherche du Higgs chargé par les mesures de précision	65
4.2.1	Les bosons de Higgs au-delà du Modèle Standard	66
4.2.2	Mesures des sections efficaces de production de quarks top au LHC	67
	Conclusion	70

Introduction

Un des cadres conceptuels les plus féconds de la physique des particules est celui du Modèle Standard. Celui-ci permet de décrire les interactions fortes par la Chromodynamique Quantique (QCD) et les interactions électro-faibles, c'est-à-dire les interactions faibles et électromagnétiques, par le modèle de Glashow, Weinberg et Salam. Pendant 30 ans, le Modèle Standard a permis de rendre compte de façon impressionnante des résultats obtenus en physique des hautes énergies, avec la découverte des bosons chargés W^\pm , la mesure des courants neutres et la mise en évidence d'un autre boson neutre, le Z, prévus par la modélisation de l'interaction électro-faible. Le Modèle Standard a aussi été testé dans le détail par les expériences LEP, à partir des mesures de précision effectuées sur les observables de la résonance du boson Z. Un des résultats les plus remarquables de ces expériences, fut de prouver la validité des contributions purement électro-faibles, prédites dans les corrections d'ordres supérieurs de la théorie. A partir de ces mêmes mesures, les quatre expériences LEP prédisaient dès les années 1993-94, dans le cadre Standard, l'existence d'un sixième quark lourd, le top, avec une masse de $174 \text{ GeV}/c^2$. En 1995 les expériences CDF et DØ annonçaient simultanément la découverte de ce quark dont la masse a depuis été mesurée à $178.0 \pm 4.3 \text{ GeV}/c^2$, confirmant le caractère remarquablement prédictif du Modèle Standard.

Pourtant, même si l'on se restreint au seul aspect expérimental, il semble que ce modèle souffre de quelques imperfections : le procédé par lequel il rend compte de la génération des masses, le mécanisme de Higgs, n'est à ce jour toujours pas validé par les données expérimentales. Ce dernier prévoit en effet l'existence d'une particule scalaire, le boson de Higgs, qui n'a toujours pas été découvert ; enfin, depuis cinq ans et la mise en évidence du phénomène d'oscillations des neutrinos, nous savons que les neutrinos ont une masse. Cette dernière est faible comparée à celles des fermions de matière, mais non nulle, contrairement à ce qui est supposé dans le Modèle Standard. Des termes permettant d'engendrer ces masses peuvent aisément être introduits dans le Modèle. Cependant, la solution la plus élégante à ce jour, permettant de rendre compte à la fois de la petitesse des masses de neutrinos et de la non-observation de neutrino droit, ne peut s'accomoder aisément du Modèle Standard sans modification profonde du secteur de Higgs. Cette solution (dite mécanisme de bascule ou "see-saw"), s'intègre en revanche très aisément dans un cadre théorique plus large, celui des théories de grande unification ou de la supersymétrie.

Dans la première partie de ce mémoire, j'évoquerai brièvement les aspects théoriques relatifs au mécanisme de génération des masses dans le Modèle Standard. J'insisterai sur les conséquences expérimentales qui en résultent dans le secteur décrivant le boson de Higgs, ainsi que dans le domaine des neutrinos. Ce contexte introduit, je consacrerai les chapitres suivants à la description de mes activités au sein des deux expériences dont cette thématique constitue le fil conducteur.

Localisée sur l'anneau de collisions proton-antiproton du TeVatron à Fermilab, $D\bar{O}$ est une expérience permettant le test de nombreux aspects de la physique des hautes énergies : interactions fortes, interactions électro-faibles, propriétés des quarks top et des bosons W et Z, physique des mésons B, mise en évidence de signes de nouvelles physiques, et, bien sûr, recherche du boson de Higgs. Je décrirai en deuxième partie les activités que j'ai effectuées au sein du groupe de l'université de Stony Brook (New York) entre mars 1997 et Novembre 1999, prolongées au sein du groupe du LPSC (Grenoble) entre Novembre 2000 et Octobre 2001. Ma contribution s'est intégrée à la préparation de l'expérience à la prise de donnée de haute luminosité aussi appelée "Run II", qui a démarré en 2001. Dans ce cadre, j'ai travaillé à la caractérisation et la validation d'un nouveau sous-détecteur de $D\bar{O}$, le détecteur de pied-de-gerbe, et à la mise au point d'algorithmes de déclenchement de premiers niveaux en vue de sélectionner des électrons, indispensables à l'étude des bosons W, Z ou Higgs. Enfin, j'ai participé aux travaux du groupe de recherche du Higgs au TeVatron, avec une contribution directe à la recherche d'un Higgs "lourd".

La troisième partie du mémoire porte sur mon implication dans la collaboration OPERA. OPERA est une expérience située dans la caverne de Gran Sasso (Italie), placée sur la ligne d'un faisceau de neutrinos généré au CERN (Suisse) à 732 km de là. L'objectif d'OPERA est de mettre en évidence l'oscillation de neutrinos de saveurs ν_μ en ν_τ de manière irréfutable, par la détection directe d'un lepton τ dans le faisceau pur de ν_μ produit au CERN. La prise de données n'étant prévue que pour 2006, j'ai participé aux préparatifs du détecteur au sein du groupe du LAL, entre Octobre 2001 et 2004. Dans ce cadre, ma contribution a consisté en la mise au point et la validation de l'électronique frontale de lecture du détecteur à scintillateurs. Le rôle de ce dernier est important car il permet de signer l'occurrence d'une désintégration de neutrinos ν_μ ou ν_τ au cours de leur interaction avec la partie-cible (massive) du détecteur, et de localiser l'emplacement du vertex de désintégration, nécessaire en vue d'une recherche fine du vertex de désintégration du lepton τ .

Chapitre 1

La génération des masses dans le Modèle Standard

1.1 Structure du Modèle Standard

Le Modèle Standard décrit les interactions forte, électromagnétique et faible dans le cadre d'une théorie de jauge non abélienne. Il rend compte du contenu en champs de matière ou fermions, en champ de jauge ou bosons, et décrit complètement la dynamique associée à chacun de ces champs ainsi que leurs interactions.

1.1.1 Le cadre théorique du Modèle Standard

Le Modèle Standard est basé sur la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ où $SU(2)_L$ est le groupe associé à la symétrie d'isospin faible et $U(1)_Y$ le groupe associé à la symétrie d'hypercharge. La théorie des interactions faibles précise que seules les composantes (Vectorielles - Axiales) des champs de fermions sont sensibles aux interactions faibles. Les états propres de chiralité gauche doivent donc être regroupés dans un doublet d'isospin faible tandis que les états propres de chiralité droite sont regroupés dans un singulet d'isospin :

$$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad e_R, u_R, d_R \quad \text{avec } i = e, \mu, \tau$$

Cette description exclut la présence du neutrino droit, non observé à ce jour (violation maximale de la parité). A chacun de ces multiplets est associée une quantité conservée, l'hypercharge Y , définie par $Q = I_3 + Y/2$ où Q est la charge électrique et I_3 la troisième composante de l'isospin faible de la particule. Les transformations de jauge locale appliquées aux multiplets leptoniques $e_L(x)$ et $e_R(x)$, en un point x de l'espace-temps s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \text{sous } SU(2)_L : e_L(x) &\rightarrow \left(e^{-i\frac{\sigma}{2}\theta_k(x)\sigma_k} \right) e_L(x) \text{ et } e_R(x) \rightarrow e_R(x) \\ \text{sous } U(1)_Y : e_L(x) &\rightarrow \left(e^{-i\frac{g'}{2}\alpha_k(x)Y} \right) e_L(x) \text{ et } e_R(x) \rightarrow \left(e^{-i\alpha_k(x)Y} \right) e_R(x) \end{aligned}$$

où g et g' sont respectivement les constantes de couplage des groupes $U(1)$ et $SU(2)$ et où les matrices σ_k sont les génératrices des rotations dans l'espace de l'isospin faible $SU(2)_L$. L'évolution dynamique de ces champs est régie par des équations du mouvement obtenues par application du principe de moindre action sur leur densité lagrangienne. On peut alors montrer que le lagrangien initial contenant la cinétique des champs fermioniques :

$$\mathcal{L} = \bar{e}_L(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu) e_L(x) + \bar{e}_R(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu) e_R(x)$$

n'est invariant sous ces transformations locales que si l'on effectue la substitution :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

où ont été introduits les trois champs W_μ^i associés aux trois générateurs de $SU(2)_L$ et le champ B_μ associé à $U(1)_Y$. Ces champs vont donner naissance aux champs physiques réels bien connus, les bosons γ , Z , et W^+ , W^- , définis comme des superpositions linéaires des premiers :

$$A_\mu = -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm W_\mu^2)$$

Formulation dans lesquelles on a introduit l'angle de mélange θ_W et la charge électrique e , qui sont reliées aux constantes de couplages g et g' par les relations :

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad e = g \sin \theta_W$$

A ce stade, le lagrangien invariant de jauge ne contient de terme de masse ni pour les fermions, ni pour les bosons (théorie de Yang-Mills), puisqu'il s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{e}_L (i\partial_\mu - g \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i - g' \frac{Y}{2} B_\mu) e_L + \bar{e}_R (i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu) e_R + \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

où la dynamique interne aux champs de jauge est portée par les tenseurs :

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad \text{et} \quad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

Tout terme de masse de type $m^2 A^\mu A_\mu$ est interdit car il violerait l'invariance du lagrangien sous la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il semble donc impossible d'introduire les termes nécessaires pour donner leur masse aux bosons de jauge sans briser l'invariance locale.

1.1.2 Le mécanisme de génération des masses

Le Modèle Standard réussit à résoudre ce problème en introduisant un champ scalaire, dont les termes cinétique et potentiel restent invariants de jauge, mais dont l'état initial ne fait

pas apparaître cette symétrie de manière explicite. Il y a alors “brisure spontanée de symétrie”. L’introduction du champ scalaire isodoublet de SU(2) se présente sous sa forme la plus générale :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad \text{avec } \phi_i \text{ réels}$$

Si ce champ Φ est soumis à un potentiel de la forme :

$$V(\Phi) = |\mu|^2 \Phi^+ \Phi - \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \quad \text{avec } \lambda > 0 \text{ et } \mu^2 < 0$$

sa dynamique est régie par le lagrangien, invariant de jauge locale (et invariant relativiste) :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^+ D^\mu \Phi - |\mu|^2 \Phi^+ \Phi - \lambda (\Phi^+ \Phi)^2$$

L’énergie minimale de ce champ n’est pas nulle mais vaut $E_0 = -\mu^4/4\lambda$ et correspond à un état dégénéré. On peut alors choisir un état propre correspondant tel que :

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{ou } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$$

Toute perturbation au voisinage de cet état peut alors être décrite par un isospineur $\Phi(x)$ quelconque voisin de Φ_0 :

$$\Phi(x) = e^{i\sigma_k \xi_k(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Comme cet état est invariant sous SU(2)_L, on peut choisir de se placer dans une base telle que les trois champs scalaires $\xi(x)$, sans signification physique, soient éliminés (jauge unitaire) :

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

Ainsi, parmi les quatre composantes initiales de $\Phi(x)$, seul subsiste le champ scalaire $H(x)$ appelé champ de Higgs, dont les quantas sont les bosons de Higgs. Le lagrangien précédent nous permet alors d’identifier les termes quadratiques aux masses des champs bosoniques W_μ^\pm, Z_μ :

$$m_W = \frac{gv}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad m_Z = \frac{gv}{\sqrt{2}\cos\theta_W} = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$$

tandis que le champ A_μ demeure sans masse, et est interprété comme le photon. Après brisure spontanée de la symétrie, le champ de Higgs lui-même acquiert la masse :

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2}$$

On peut noter que l’échelle d’énergie du vide peut être déterminée par la mesure de la constante de Fermi G_F (durée de vie du muon) :

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV}$$

C'est par cette interaction nouvelle entre le champ $\Phi(\mathbf{x})$ introduit précédemment et les fermions de matière que ces derniers vont acquérir leur masse. Elle repose dans le lagrangien sur la présence de termes de couplages qui doivent être invariants de jauge locale.

Dans le cas des leptons, on ne souhaite introduire des masses que pour une des deux composantes d'isospin, le neutrino gauche étant supposé sans masse. Le couplage le plus simple, dit de Yukawa, entre un lepton et le champ de Higgs s'écrit alors :

$$\mathcal{L}(\Phi, e) = g_e \left[((\bar{\nu}_L \ \bar{e}_L) \Phi_{e_R} + \bar{e}_R \Phi^+ \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}) \right]$$

Après brisure de symétrie et après s'être placé dans la jauge unitaire, le champ $\Phi(\mathbf{x})$ devient le champ de boson de Higgs introduit précédemment et le lagrangien acquiert pour les leptons des termes de la forme :

$$\mathcal{L}(H, e) = g_e \left[\bar{e}_L \left(v + \frac{H}{\sqrt{2}} \right) e_R \right]$$

Cette expression permet de déduire l'expression des masses des fermions par identification du facteur multiplicatif des termes quadratiques, et conduit à :

$$m_e \equiv g_e v \quad \text{et} \quad m_\nu = 0$$

La masse associée à chaque saveur des fermions m_f fait donc intervenir l'échelle d'énergie électro-faible v , ainsi qu'une constante propre g_f . Compte tenu de l'absence de neutrino droit dans le Modèle, la masse m_ν reste nulle. On peut alors calculer les valeurs de couplages des fermions au boson de Higgs H , et montrer qu'elles sont reliées à leur masse par :

$$\frac{g_e}{\sqrt{2}} = \frac{m_e}{\sqrt{2}v}$$

Il en résulte que le boson de Higgs se couple préférentiellement aux fermions les plus lourds, conditionnant ainsi ses modes de production et de désintégration.

Dans le cas des quarks, on souhaite engendrer des masses pour chacune des composantes de l'isospin. On généralise le couplage de Yukawa en introduisant le champ conjugué Φ_C du champ de Higgs pour réécrire le lagrangien :

$$\mathcal{L}(\Phi, \Phi_C) = g_u \left[((\bar{u}_L \ \bar{d}_L) \Phi_{d_R} + \bar{d}_R \Phi^+ \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}) \right] + g_d \left[((\bar{u}_L \ \bar{d}_L) \Phi_C u_R + \bar{u}_R \Phi_C^+ \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}) \right]$$

qui conduit à des couplages de forme similaire aux cas des leptons. On peut noter cependant que les états propres de masse de ces quarks ne correspondent pas aux états propres de $SU(2)_L$. Ces deux représentations sont reliées entre elle par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). On peut noter que les 9 constantes g_e^i , g_u^i , et g_d^i ($i = 1, 2, 3$) introduites précédemment pour les 3 saveurs i de quarks et leptons sont des paramètres libres de la théorie. Leur valeur est en effet dérivée de la mesure directe de la masse des fermions considérés et de la connaissance de l'échelle électro-faible v . A plus forte raison, aucun argument théorique ne rend compte de la hiérarchie apparente des couplages du Higgs aux différents fermions, les constantes correspondantes s'échelonnant entre $g_e \approx 3 \times 10^{-6}$ pour l'électron et $g_t \approx 0.7$ pour le quark top.

1.2 Contraintes sur le boson de Higgs standard

Les nombreuses données expérimentales accumulées par les expériences de hautes énergies ont permis de contraindre à la fois la structure et la masse (après brisure) du champ de Higgs introduit dans la théorie des interactions électro-faibles.

Le mécanisme de génération des masses des bosons W et Z est intimement lié à la structure du champ Φ utilisé. Si en effet l'on introduit le rapport ρ , défini à partir des masses des bosons et de l'angle de Weinberg :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

On peut alors montrer que ce paramètre est directement lié à la structure du (des) champ(s) de Higgs invoquée dans le modèle. Dans le cas général d'un modèle à N multiplets de Higgs d'isospin I_i et d'hypercharge Y_i , ce paramètre peut en effet être écrit [1] :

$$\rho = \frac{\sum_i^N v_i^2 (I_i(I_i + 1) - Y_i^2/4)}{\sum_i^N v_i^2 (Y_i^2/2)}$$

Dès lors, toute mesure précise de ρ contraint le secteur de Higgs. Expérimentalement, les masses des bosons W et Z ainsi que la valeur de l'angle θ_W ont été déterminées avec une grande précision. Les derniers résultats conduisent à une valeur $\rho = 1.0049 \pm 0.0010$ [5] qui est compatible avec $\rho = 1$. Ce résultat implique donc que le champ de Higgs est formé soit d'un doublet d'isospin ($I_i = 1/2, Y_i = \pm 1$), comme c'est le cas dans le Modèle Standard, soit d'un nombre quelconque de doublets ($I_i = 1/2, Y_i = \pm 1$) comme les modèles à deux doublets de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard. Les modèles considérant la présence d'un ou plusieurs singulets de Higgs ($I_i = 0, Y_i = 0$) ou de Higgs tels que ($I_i = 3, Y_i = 4$) impliquent des structures plus complexes. Les modèles à un ou deux doublets de champs de Higgs sont ainsi aujourd'hui considérés comme les plus aptes à rendre compte des résultats des mesures du secteur électro-faible (notamment l'absence de courant neutre changeant la saveur).

La masse du boson de Higgs dans le Modèle Standard est contrainte à la fois par des exigences de cohérence interne de la théorie et par les mesures expérimentales effectuées sur le secteur des bosons de jauge. Les impératifs théoriques font ainsi état :

- De contraintes d'unitarité [2] sur le calcul de la section efficace de diffusion $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$. Cette dernière requiert la contribution d'un Higgs (scalaire) afin d'être calculable perturbativement. La masse du boson de Higgs ne peut alors excéder :

$$m_H \leq \left(\frac{2\sqrt{2}}{G_F} \right) \approx 870 \text{ GeV}/c^2$$

- De contraintes de trivialité [3] s'appliquant sur l'évolution de la constante d'auto-couplage du Higgs (définie précédemment par $-\mu^2 = m_H^2/2$) en fonction de l'échelle physique à laquelle est effectué le calcul. Cette évolution est prédite par les équations du groupe de renormalisation. Elle montre que l'auto-couplage croît indéfiniment avec l'échelle d'énergie

Λ , entraînant avec elle la valeur des couplages de Yukawa, notamment celle du quark top (pôle de Landau). Il faut donc borner cette évolution à l'échelle Λ jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valable. Ce bornage a une conséquence directe sur la valeur de l'auto-couplage du Higgs, et donc sur la limite supérieure de sa masse :

$$m_H \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log(\Lambda^2/v^2)}$$

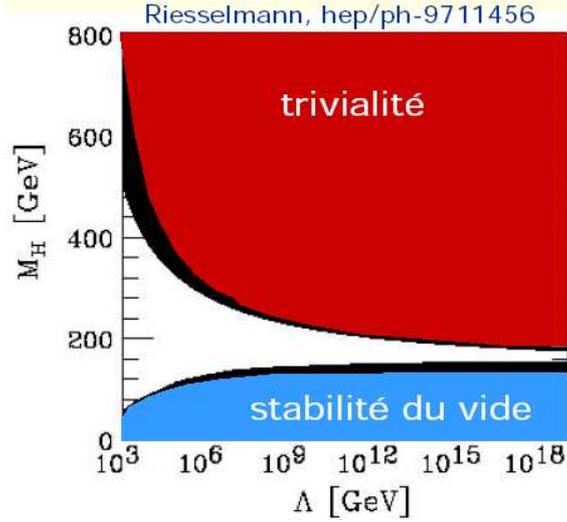


FIG. 1.2.1 – Contraintes théoriques sur la masse du Higgs en fonction de l'échelle de physique Λ dans le cadre du Modèle Standard [6]

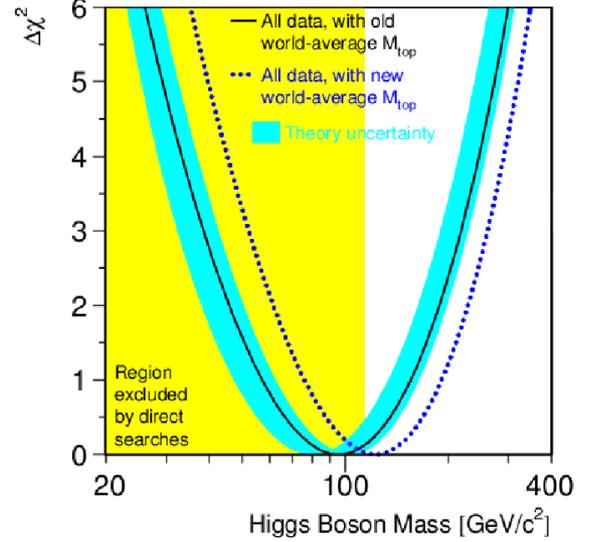


FIG. 1.2.2 – Variation du χ^2 de l'ajustement de l'ensemble des observables électro-faibles en fonction de m_H dans le cadre du Modèle Standard [7]

- De contraintes de stabilité du vide [4], qui impose que le minimum du potentiel $V(\Phi)$ introduit précédemment doit être stable à toute énergie. Imposer la stabilité du potentiel pour de hautes valeurs de Φ revient à imposer que la constante d'auto-couplage soit toujours positive, quelle que soit l'échelle Λ à laquelle on se place. Cette exigence conduit à l'imposition d'une limite inférieure à la masse du Higgs, dépendante de l'échelle Λ . Pour $\Lambda = 10^{19}$ GeV, la masse m_H doit vérifier :

$$m_H > 133 + 1.92(m_t - 175) - 4.28 \frac{\alpha_s(m_Z) - 0.12}{0.006}$$

où α_s est la constante de couplage de l'interaction forte.

L'application de ces contraintes est représentée Fig. 1.2.1 en fonction de l'échelle Λ à laquelle le Modèle Standard est supposé valide. Les exigences théoriques requièrent donc que m_H soit comprise entre 50 GeV/c² et 400 GeV/c² si $\Lambda = 1$ TeV, ou que m_H soit supérieure à 180 GeV/c² et inférieure à 200 GeV/c² si le Modèle est valable jusqu'à l'échelle de Planck.

Des contraintes expérimentales fortes sur la masse du Higgs ont pu être extraites des mesures effectuées sur les observables décrivant la résonance du boson Z. Chacune de ces observables est en effet prédite dans le Modèle Standard à partir d'un ensemble fini de paramètres fondamentaux. Les trois principaux sont $\alpha(s)$ la constante de couplage électro-magnétique, G_μ la constante de Fermi introduite précédemment, et m_Z la masse du boson Z, déterminée avec une grande précision à LEP. Si l'on complète cet ensemble par les masses des fermions m_f (dont le quark top) et du boson de Higgs (encore indéterminée), on peut alors calculer les valeurs prises par chaque observable, en incluant les effets de corrections d'ordres supérieurs à la théorie électro-faible. Le plus souvent, on exprime les observables du pôle du Z dans le cadre du "formalisme des couplages effectifs", au sein duquel ces dernières s'écrivent en fonction des constantes de couplages effectifs g_{Vf} , g_{Af} qui incluent les corrections radiatives. Ces corrections dépendent, de manière générale, quadratiquement de la masse du top, et logarithmiquement de la masse du Higgs. En 1994, les mesures de LEP ont ainsi permis de prédire l'existence d'un quark top de masse :

$$m_t = 173_{-24}^{+21} \text{ GeV}/c^2$$

Cette prédiction s'est avérée être en remarquable accord avec la découverte de cette particule, puisque les derniers résultats des expériences CDF et DØ en 2004 conduisent à [7] :

$$m_t = 178,0 \pm 4,3 \text{ GeV}/c^2$$

De façon analogue, l'ajustement de l'ensemble de ces observables permet de contraindre la masse du Higgs dans le cadre du Modèle Standard. Les derniers résultats conduisent à favoriser des valeurs faibles de m_H (Fig. 1.2.2), puisque la masse la plus probable a pour valeur $m_H = 117_{-45}^{+67} \text{ GeV}/c^2$ et correspond à une limite supérieure de $251 \text{ GeV}/c^2$ [7] à 95% de niveau de confiance.

1.3 La masse des neutrinos revisitée

Au cours de ces dernières années, plusieurs expériences ont mis en évidence le phénomène d'oscillation de neutrinos d'une saveur à l'autre. Or ce changement de saveur, décrit dans le chapitre 3, n'est possible que si les neutrinos sont massifs. Nous avons vu précédemment que les masses des neutrinos sont supposées nulles dans le Modèle Standard, puisqu'aucun neutrino droit n'y est inclus. Il faut donc adapter le Modèle Standard à cette observation.

Les limites actuelles supérieures sur les masses des trois types de neutrinos sont de $3 \text{ eV}/c^2$ pour les ν_e , $0.19 \text{ MeV}/c^2$ pour le ν_μ et $18.2 \text{ MeV}/c^2$ pour le ν_τ (95% CL) [8]. Nous savons que le mécanisme de Higgs permet d'engendrer la masse des fermions de matière via un couplage de Yukawa entre le champ de Higgs et les fermions de matière :

$$g_l \bar{l}_L \Phi_{lR} \rightarrow g_l v \bar{l}_L l_R \equiv m_l \bar{l}_L l_R$$

Ce procédé pourrait être appliqué aux neutrinos, et un neutrino droit être introduit de façon “ad-hoc”. Il ne rend pas compte cependant de l’absence d’observation d’une telle particule.

La façon la plus élégante d’introduire des neutrinos massifs est le “mécanisme de bascule”, qui consiste à associer à chaque neutrino un singulet de chiralité droite N_R . Ce singulet a la propriété d’avoir ses nombres quantiques d’isospin faible et d’hypercharge nuls, de sorte qu’il est identique à son antiparticule (N_R est une particule de Majorana). Les termes de masse correspondants peuvent être introduits sous la forme $M_R \bar{N}_L^C N_R$ et viennent s’ajouter aux termes de Dirac $m_D \bar{\nu}_L N_R$. Pour chaque famille de neutrinos, le lagrangien comprend alors le terme de masse :

$$\mathcal{L}_{M\nu} = -\frac{1}{2} \bar{\nu} M_\nu \nu + \text{h.c.} \quad \text{avec} \quad \nu = \begin{pmatrix} \nu_L \\ N_R \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix}$$

où m_D est la masse de Dirac, qui lie des neutrinos d’état d’hélicité gauche à des anti-neutrinos d’hélicité droite, et où M_R est la masse de Majorana, liant les ν & $\bar{\nu}$ de même hélicité. L’intérêt de ce mécanisme provient du fait qu’il permet de rendre compte de la petitesse de la masse des neutrinos connus tout en expliquant pourquoi le neutrino droit (de Majorana) n’a pas été observé. En effet, la diagonalisation de la matrice de masse introduite précédemment conduit à :

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \rightarrow \mathcal{M} = U^T M_\nu U = \begin{pmatrix} m_+ & 0 \\ 0 & m_- \end{pmatrix}$$

où U est la matrice unitaire permettant de passer de la base des états propres de saveur à celle des états propres de masse. La matrice diagonale dans cette nouvelle base a alors pour valeurs propres associées :

$$m_\pm = \frac{1}{2} \left(M_R \pm M_R \sqrt{1 + 4 \frac{m_D^2}{M_R^2}} \right)$$

Dans le cas où $M_R \gg m_D$, on a alors une masse très grande $m_+ \approx M_R$ et une très petite, atténuée par le facteur $m_- \approx m_D^2/M_R$. La petitesse des masses des neutrinos connus est alors expliquée par la présence d’un neutrino de Majorana massif. Par ailleurs, ce dernier, étant trop massif, a échappé à toute détection à ce jour. L’intérêt d’un tel mécanisme est qu’il s’intègre logiquement dans les extensions des groupes de symétries de jauge (théories de grande unification) [9] ou dans la supersymétrie [10].

1.4 Conclusion

Le mécanisme de génération des masses du Modèle Standard implique la présence d’un boson de Higgs dont la masse doit être relativement faible. La mise en évidence d’un tel Higgs, ou de son absence, apparaît donc un élément crucial de test de validité du Modèle. Sa stratégie de recherche au TeVatron est décrite dans le Chapitre 2.

Le mécanisme de Higgs sous sa forme actuelle ne rend pas compte du caractère massif des neutrinos, caractère qui semble être établi depuis l’observation d’oscillation des neutrinos. Dans ce cadre, OPERA apportera une certitude supplémentaire à la nécessité de considérer une extension du Modèle Standard. Cet aspect est décrit Chapitre 3.

Chapitre 2

La recherche du Higgs $H \rightarrow W^+W^-$ dans l'expérience DØ au Tevatron

Les recherches du boson de Higgs se poursuivent depuis déjà 20 ans, sans succès. Néanmoins, des contraintes fortes ont été placées sur sa masse, notamment à partir des résultats des quatre expériences LEP obtenus entre 1989 et 2000. L'absence de signal observé conduit en effet à poser que, s'il existe, la masse du Higgs ne peut être inférieure à $114 \text{ GeV}/c^2$ (à 95% de niveau de confiance) dans le cadre du modèle standard [11], et à $91 \text{ GeV}/c^2$ dans le cadre supersymétrique dans sa version minimale (ou MSSM) [12].

Avant le LHC, seule la période de haute luminosité du Tevatron nommée "Run II" peut permettre une recherche directe du boson de Higgs. Sa portée est toutefois limitée par le nombre de collisions proton-antiproton que l'accélérateur peut délivrer aux deux expériences CDF et DØ. Ainsi, pour une luminosité intégrée maximale de 15 fb^{-1} par expérience, la mise en évidence directe du Higgs n'apparaît envisageable que si ce dernier est de masse inférieure à $200 \text{ GeV}/c^2$ [13]. Bien que de portée limitée, les résultats obtenus dans cette gamme de masse revêtent cependant une grande importance. En effet, les contraintes indirectes (c'est à dire dépendantes du cadre théorique considéré pour l'interprétation des résultats) établies par les mesures antérieures de LEP, SLAC et de la précédente campagne de prises de données du Tevatron, ou "Run I", concluent à la validité des modèles existants uniquement si un Higgs "suffisamment léger" existe : dans le cadre standard, le boson ne peut ainsi excéder $251 \text{ GeV}/c^2$, tandis que dans le MSSM, la présence d'un Higgs neutre de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$ est nécessaire. Les résultats du Run II pourraient donc permettre d'apporter des indications précieuses quant à l'existence ou non du Higgs, et surtout quant à la validité des modèles utilisés.

Dans la suite de ce mémoire, je présente la recherche du Higgs dans le cas où il est suffisamment lourd pour se désintégrer en paire de bosons de jauge, l'un au moins de ces derniers étant signé par sa désintégration leptonique. Le cadre théorique de cette recherche est défini dans la Section 1, qui décrit les modes de production et de désintégration du Higgs ainsi que l'ensemble des processus constituant des fonds à notre signal; cette partie s'achève avec l'établissement d'une stratégie de recherche propre à détecter les événements contenant un Higgs. La Section 2

passé brièvement en revue les caractéristiques du détecteur DØ pertinentes en vue de la recherche du Higgs. Dans ce contexte, j'insiste sur les développements expérimentaux importants quant à notre canal de recherche auxquels j'ai plus directement participé : l'identification des électrons à partir des détecteurs pré-échantillonneurs, ensemble que j'ai été amené à caractériser et à valider au cours de tests sur faisceaux ; la conception & la mise au point d'algorithmes de déclenchement de premier niveau des événements contenant un électron. Cette dernière étude a conduit à une redéfinition de l'architecture de déclenchement afin d'intégrer les pré-échantillonneurs dans les algorithmes de prise de décision dès le premier niveau.

Enfin, la Section 3 résume l'étude que j'ai menée au sein du groupe de travail de recherche du Higgs au Tevatron concernant la recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow W^*W^*$. Elle comprend l'étude d'un canal particulier et la combinaison des résultats dans le cadre de la publication groupée des collaborations CDF et DØ [13].

2.1 Phénoménologie et stratégie de recherche

Les modes de production et les caractéristiques des événements contenant un boson de Higgs dépendent du contexte théorique dans lequel on se place. Ce cadre définit en effet le contenu en particules et l'intensité de leurs couplages au Higgs, et par suite l'ensemble des états finaux, leurs topologies et leurs sections efficaces. Nous nous plaçons par la suite dans le cadre du Modèle Standard, modèle le plus favorable à la recherche du Higgs dans le canal bosonique. Pour une revue de l'ensemble des modèles testés, on pourra cependant consulter les Refs [13][14].

2.1.1 Mécanismes de production du Higgs

Trois mécanismes principaux sont invoqués dans la production du boson de Higgs dans les collisions proton-antiproton :

- Le processus de fusion de gluons $gg \rightarrow H$, qui procède principalement par une boucle de quarks top t et est représenté Fig.2.1.1(a). Il est dominant au Tevatron avec des sections efficaces variant de 1.0 à 0.1 pb pour des masses m_H comprises entre 100 et 200 GeV/c^2 . Il est à noter qu'aux ordres supérieurs de la théorie, les corrections QCD calculées à l'ordre deux (NLO) contribuent à la section efficace pour près de 60%. L'incertitude théorique induite sur le calcul est significative puisqu'elle s'élève à environ 25%.
- La production associée de Higgs qui procède par le biais de la radiation par un boson W/Z d'un boson de Higgs : $q\bar{q} \rightarrow W^*(Z^*) \rightarrow H + W(Z)$ est représentée par le graphe (b) de la Fig.2.1.1. Le mode mettant en jeu un boson W est caractérisé par une section efficace comprise entre 0.3 et 0.2 pb sur la gamme de masse $100 \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$. Le processus similaire impliquant le boson Z demeure un facteur deux en-dessous en raison de sa plus faible valeur de couplage. Bien que ne représentant que 20 à 30 % de la section efficace totale, la production du Higgs associée à un boson est amenée à jouer le rôle principal

dans la recherche du Higgs léger, car il est expérimentalement relativement plus aisé de signer la présence du boson par ses désintégrations leptoniques.

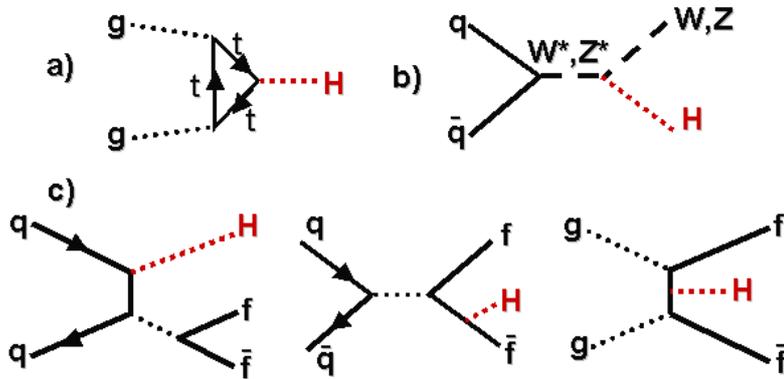


FIG. 2.1.1 – Principaux graphes de production du Higgs au Tevatron dans le Modèle Standard : a) fusion de gluons ; b) production associée à un boson ; c) production associée à une paire de fermions

- La production associée du Higgs avec une paire de fermions, et notamment avec une paire de quarks top. Les graphes correspondants sont représentés Fig. 2.1.1(c). La section efficace de cette contribution est environ 100 fois plus faible que dans les deux modes précédents. Son étude n'est envisagée au Tevatron qu'en raison de la singularité des états finaux, qui implique deux quarks top aisément détectables, pour un total de 4 jets énergétiques ($qqbb$) dont deux issus de l'hadronisation de quark *bottom*.

Les sections efficaces de production du Higgs présentées jusqu'alors dépendent de sa masse m_H et de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision. Elles sont représentées Fig. 2.1.2 pour $\sqrt{s} = 2.0$ TeV.

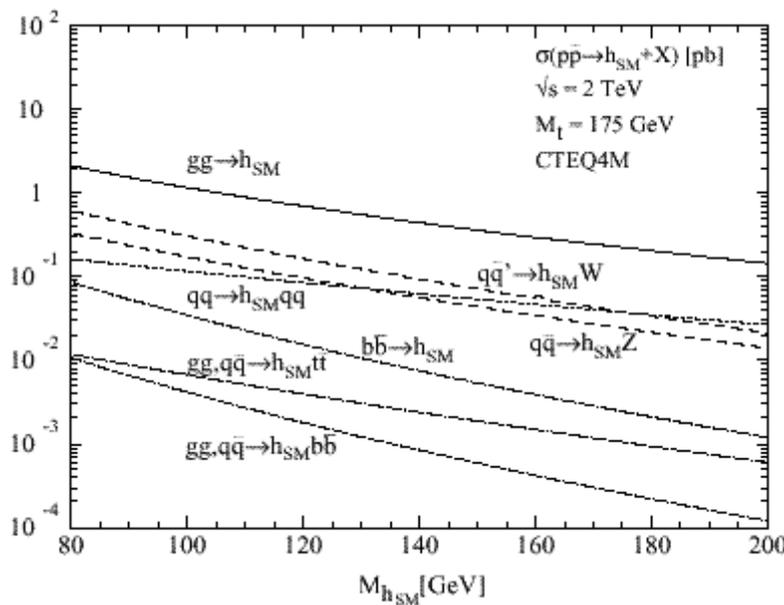


FIG. 2.1.2 – Sections efficaces de production du Higgs au Tevatron à $\sqrt{s} = 2$ TeV dans le cadre du Modèle Standard [15]

Les états finaux recherchés dépendent également de l'intensité du couplage du Higgs aux particules connues. La largeur de désintégration d'un Higgs en une paire de fermions est proportionnelle au carré de la masse du fermion :

$$\Gamma_{f\bar{f}} \propto N_c \sqrt{2} G_F m_H m_f^2 \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{3/2}$$

où N_C est le facteur de couleur, et vaut 1 pour les leptons et 3 pour les quarks. Ainsi, au premier ordre de la théorie, et pour des masses m_H en-deçà du seuil de production de paires de bosons, les désintégrations dominantes du Higgs impliquent les quarks lourds *bottom* et *charm*, suivies du lepton τ . La prise en compte des corrections QCD dans les calculs corrige un peu ces résultats et aboutit à la hiérarchie suivante : $\text{BR}(\tau^+\tau^-)/\text{BR}(b\bar{b}) \approx 10\%$ et $\text{BR}(c\bar{c})/\text{BR}(b\bar{b}) \approx 4\%$. Pour des masses m_H au-delà du seuil de production des paires de bosons W et Z, la largeur de désintégration du Higgs Γ_{VV} (où $V=W,Z$) dépasse celles du Higgs en fermions. Elle s'écrit :

$$\Gamma_{VV} \propto \delta_V \sqrt{2} G_F m_H^3 (4 - 4x_V + 3x_V^2)(1 - x_V)^{1/2}/x_V, \quad \text{avec } x_V \equiv \frac{4m_V^2}{m_H^2}$$

où δ_V vaut 1 pour le Z et 2 pour le W. Pour des valeurs loin du seuil, la largeur de désintégration en paire de W vaut ainsi deux fois la largeur en paire de Z. La prise en compte de la désintégration du Higgs en bosons hors de leur couche de masse (W^*, Z^*) modifie profondément cette relation et fait du canal $H \rightarrow W^*W^*$ le canal dominant bien en-deçà du seuil de masse de deux bosons.

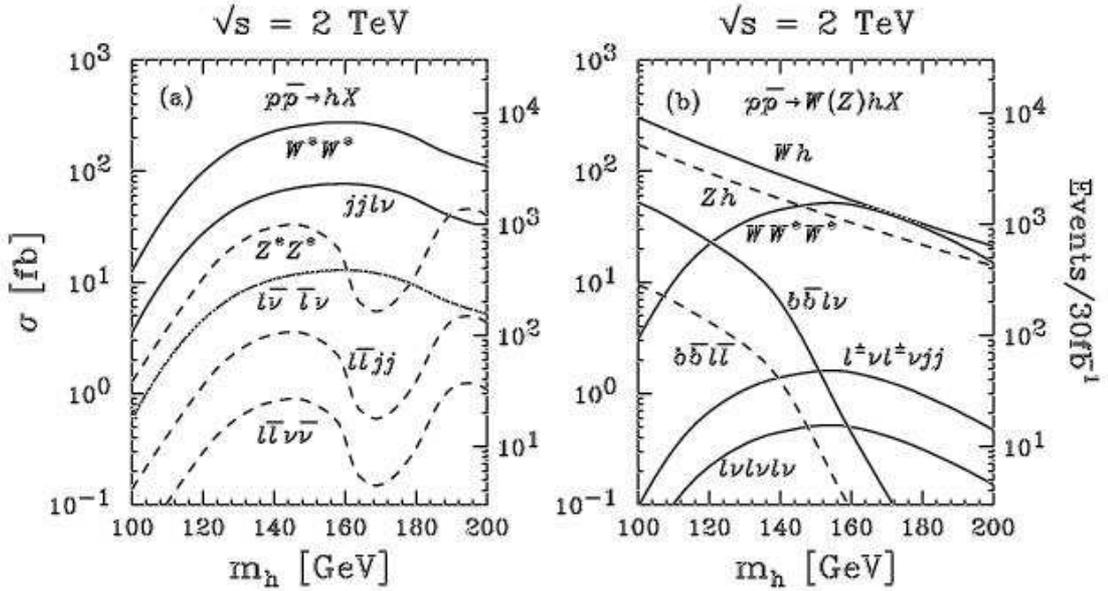


FIG. 2.1.3 – Sections efficaces de production du Higgs vs m_H pour (Fig. gauche) $gg \rightarrow H \rightarrow W^*W^*$ (ligne continue) et Z^*Z^* (ligne pointillée) et (Fig. droite) $q\bar{q} \rightarrow WH$ avec $H \rightarrow W^*W^*$ (ligne continue) et Z^*Z^* (ligne pointillée). L'échelle de droite indique le nombre d'événements pour 30 fb $^{-1}$.

Le rapport d'embranchement du Higgs en une paire de W vaut environ 50% à 135 GeV/c² et s'accroît avec m_H jusqu'à $\approx 100\%$ pour une masse m_H correspondant au seuil de création de la paire de W réels. Dans cette gamme de masse, la production de Higgs est assurée principalement par le mécanisme de fusion de gluons (via une boucle de quarks top), avec une section efficace totale maximale en paires de W de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow W^*W^*) \approx 300$ fb et de 20 fb pour $H \rightarrow Z^*Z^*$. La production associée à un boson, conduisant à un état final formé de trois bosons de jauge, n'excède pas 60 fb tous canaux confondus. Les sections efficaces des états finaux sont reportées pour la production par fusion de gluons en Fig. 2.1.3(a) et pour la production associée en (b) en fonction de m_H .

2.1.2 Mécanismes de production des processus de fonds

Les processus constituant un fond aux événements contenant un Higgs de masse $m_H > 135$ GeV/c² se répartissent en deux classes : les "fonds physiques", qui se caractérisent par un inventaire final similaire à celui du signal; et les "fonds accidentels", d'inventaire différent mais de section efficace nettement plus élevée que le signal et dont l'identification erronée ou incomplète conduit à la sélection d'un lot statistiquement significatif.

La liste d'événements provenant de fonds physiques comprend :

- Les événements associant un boson avec la production de jets $W + n$ jets : ils constituent un fond significatif dans le cas d'état final comprenant des jets de hadrons. Il est à noter que les générateurs modélisent assez mal les sections efficaces de ces processus. Il faut alors s'en tenir aux résultats expérimentaux du Run I, qui mesurent celles-ci à 470 pb lorsque $n \geq 1$ et 100 pb pour $n \geq 2$. Ces chiffres représentent un taux de production attendu de plus de 100 fois supérieur à celui du signal.
- Les événements Drell-Yan et Z incluant des leptons τ dans l'état final tels $p\bar{p} \rightarrow Z(\gamma^*) \rightarrow \tau^+\tau^-$: ils sont importants dans le cas où les deux bosons issus du Higgs sont recherchés par leur désintégration leptonique. La section efficace correspondante $\sigma(p\bar{p}) \rightarrow Z + X$ est d'environ 200 pb. Ce fond doit être étalonné à partir des données elles-mêmes.
- Les événements di-bosoniques $p\bar{p} \rightarrow WW, WZ, ZZ$: ils constituent les fonds principaux à notre recherche en raison d'un inventaire final identique à notre signal. Leur section efficace devrait cependant être déterminée précisément au Run II. Les valeurs attendues s'échelonnent de 11 pb pour la production $p\bar{p} \rightarrow W^+W^-$, et à 3.6 pb & 1.2 pb pour les événements $p\bar{p} \rightarrow WZ$ & $p\bar{p} \rightarrow ZZ$.
- Les événements issus de la production de quarks top, qui constituent également un fond à un signal comprenant des jets dans l'état final. Ces processus incluent la production de paires de quarks top selon la réaction $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+b W^-\bar{b}$, ainsi que la production simple de top via $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b}$. Les sections efficaces de ces processus sont prédites respectivement à 8.0 pb et 2.9 pb.

Le second type de fonds est commun à tout événement produit dans les collisions hadron-hadron. Il est constitué par la production par interaction forte de partons produisant dans l'état final une paire quark-antiquark $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}(g)$ et un ou plusieurs gluon(s) radié(s). Il est souvent appelé "fond QCD". Ce processus se traduit par l'apparition d'états finaux composés de plusieurs jets de particules, issus de l'hadronisation de quarks légers (quarks u,d,s), de quarks lourds (quarks b,c) ou de gluon(s) radié(s) par un parton de l'état initial ou final. Il est à noter que la proportion de jets issus de quarks lourds n'est que de 1/1000, limitant la présence de leptons ou de neutrinos issus de désintégrations semi-leptoniques des quarks b et c. Ces jets sont produits principalement vers l'avant du détecteur, et sont le plus souvent caractérisés par une faible multiplicité de hadrons de grande impulsion transverse.

Bien que d'état final et de topologie distincts du signal, le fond QCD constitue un fond en raison d'une section efficace de plusieurs ordres de grandeur plus élevée que celle du signal. Extrapolée à partir des valeurs mesurées au Run I, la section efficace QCD est estimée à 50 millibarn pour le Run II. Or l'identification d'un jet hadronique comme électron a été mesurée au cours du Run I avec une fréquence d'environ 10^{-4} . Cette identification erronée provient le plus souvent de l'association fortuite d'un dépôt d'énergie mesuré dans le calorimètre et provenant de pions neutres, et d'une trace chargée reconstruite dans le trajectographe. Ce défaut a constitué l'une des motivations pour l'insertion d'un nouvel ensemble de trajectographes à l'intérieur d'un aimant solénoïdal à DØ, ainsi que pour l'installation d'un nouveau détecteur de pieds de gerbes collé à la paroi interne du calorimètre (cf. Section 2.2). Ces caractéristiques montrent toutefois l'importance de la détection d'électron(s) de grande impulsion dans le plan transverse dès les premiers niveaux de déclenchement.

2.1.3 Stratégie de recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow W^+W^-$

Dans le cadre de notre canal particulier, nous recherchons un Higgs de masse supérieure à $135 \text{ GeV}/c^2$ se désintégrant en paire de bosons W. Le premier mode se caractérise par un état final composé de deux bosons W sélectionnés par leur désintégration en lepton-neutrino et en deux jets ($W^*W^* \rightarrow l\nu_{\text{jet}} \text{jet}$), qui représente 28% des désintégrations totales des paires de WW. Le second mode de recherche est dédié aux désintégrations purement leptoniques des W ($W^*W^* \rightarrow l\nu_1 l\nu_1$), correspondant à 4% du total, dans lequel le lepton est un muon ou un électron. Des études inclusives tri-leptons ont également été menées et combinées aux 2 premières.

Dans tous les cas, l'analyse repose sur une grande efficacité de détection des leptons de grande impulsion transverse et de mesure de l'énergie manquante, signe de la présence de neutrinos. Les fonds principaux à l'analyse sont alors les processus impliquant le quark top (seul ou en paire) et la production di-boson. Dans ce dernier cas, la corrélation de spin des bosons, qui se manifeste dans la distribution angulaire des leptons en lesquels ils se désintègrent, peut être utilisée pour accroître le pouvoir discriminant de l'analyse.

2.2 Le détecteur DØ pour la recherche du Higgs

En vue du Run II, Fermilab a conduit un programme de rénovations de grande ampleur de la chaîne de production et d'accélération des protons et antiprotons du Tevatron. L'objectif visé est un accroissement de la luminosité délivrée aux points de collisions d'un facteur 20 par rapport au Run I, et une montée de l'énergie dans le centre de masse de la collision à 2.0 TeV.

Ces nouvelles conditions de prise de données ont conduit à de profondes modifications des deux détecteurs CDF et DØ. En vue du Run II, l'expérience DØ s'est ainsi engagée dans un programme de révision et d'amélioration significatif de ses capacités de détection dans tous les domaines : renforcement du secteur-clef de la reconstruction des traces de particules chargées, avec un tout nouvel ensemble de trajectographe et détecteur de vertex ; amélioration de la détection des muons avec l'extension de la couverture des chambres de détection ; amélioration des capacités d'identification des électrons avec l'installation de détecteurs de pieds de gerbes. La collaboration a également conduit une révision complète de l'électronique d'acquisition afin de s'adapter à l'augmentation du nombre de paquets $p \times \bar{p}$ en circulation et à la réduction du temps entre deux collisions.

Dans ce chapitre, je passe tout d'abord en revue les caractéristiques principales du Tevatron au Run II. Je décris ensuite brièvement le détecteur DØ dans sa globalité, en insistant sur les éléments pertinents dans la perspective générale de recherche du Higgs. J'insiste alors sur les développements expérimentaux clefs propres à notre canal de recherche, et auxquels j'ai plus directement participé : il s'agit de l'identification des électrons à l'aide du détecteur pieds de gerbes, détecteur caractérisé et validé au cours de tests sur faisceaux, et de la mise au point du déclenchement de premier niveau associé aux événements contenant un (ou plusieurs) électron(s). Dans ce cadre, j'ai été conduit à travailler tant au niveau de l'électronique de lecture du détecteur de pieds de gerbes qu'à celui plus global de l'élaboration d'algorithmes basés sur la combinaison des informations provenant de plusieurs systèmes de détection.

2.2.1 Le collisionneur pour le Run II

Une présentation générale des changements prévus pour la chaîne de production et d'accélération du Tevatron en vue du Run II peut être trouvée dans les Refs. [26][27][28][29] et est résumée dans la Ref. [14]. Dans un collisionneur circulaire, la luminosité instantanée s'exprime comme :

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}} f_0}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} H\left(\frac{\beta^*}{\sigma_1}\right) \left(1 + \left(\frac{\alpha\sigma_1}{2\sigma_t}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}$$

où f_0 est la fréquence de révolution, $N_p(N_{\bar{p}})$ le nombre total de protons (antiprotons) circulant dans la machine, et $\sigma_p(\sigma_{\bar{p}})$ la variance au carré de la section des paquets de protons (antiprotons) dans le plan orthogonal à leur trajectoire (directions x et y). H est un facteur de forme rendant compte des effets sur \mathcal{L} de la longueur finie des paquets (σ_1) au point de collision et de la valeur de la fonction β , notée β^* , qui caractérise la focalisation longitudinale des faisceaux en ce point. Ce

paramètre est fixé par les dimensions des sections droites autour du point de collision, ainsi que par la configuration des champs des aimants quadripolaires. β^* a la dimension d'une longueur. Le dernier terme rend compte de la présence d'un angle de croisement α entre les faisceaux au point de collision et dépend de la variance de la longueur des paquets σ_l comme de celle de leur taille transverse σ_t , moyenne de σ_p et $\sigma_{\bar{p}}$. D'après cette relation, les principales limitations sur la luminosité \mathcal{L} sont donc, au premier ordre, le nombre de particules en circulation dans l'anneau de collision N_p et $N_{\bar{p}}$, et la taille des faisceaux au carré selon les deux directions horizontale et verticale σ_p^2 et $\sigma_{\bar{p}}^2$.

Phase Configuration des paquets $p \times \bar{p}$	Run Ib (6 × 6)	Run II (36 × 36)
Energie cdm collision (TeV)	1.8	2.0
Luminosité instant. ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.16×10^{32}	0.86×10^{32}
Luminosité intégrée ($\text{pb}^{-1} / 7j$)	3.2	17.3
Nb protons / paquet	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}
Nb antiprotons / paquet	5.5×10^{10}	3.0×10^{10}
Production antiprotons / hr	6.0×10^{10}	2.0×10^{11}
β^* (cm)	35	35
Emittance protons (mm-mrad)	23π	20π
Emittance antiprotons (mm-mrad)	13π	15π
Longueur paquet \bar{p} (cm)	60	37
Durée entre croisements (ns)	3500	396
Nb interactions / croisement	2.5	2.3

TAB. 2.1 – Paramètres principaux de fonctionnement du Tevatron [28]

Le tableau 2.1 répertorie les principaux objectifs du Tevatron au Run II en terme d'énergie et de luminosité, comparées aux caractéristiques de la seconde phase du Run I de 1993 à 1995. Le premier changement réside dans l'accroissement de 200 GeV de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision. Cette augmentation est significative car elle correspond à une hausse de près de 40% de la section efficace attendue pour la production de paires de quarks top. Elle correspond aussi à une hausse attendue de 20% de celle d'un boson Higgs standard. Elle repose essentiellement sur l'installation de nouvelles cavités accélératrices radio-fréquence (RF) dans l'anneau du Tevatron.

L'accroissement de la luminosité repose essentiellement sur l'accroissement du taux de production horaire d'antiprotons d'un facteur deux par rapport au Run I et la réduction de l'émittance des faisceaux. Durant cette phase sont mis en circulation 36 paquets de protons et d'antiprotons séparés en moyenne de 396 ns, pour une luminosité instantanée visée typique de $0.9 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. En fin de Run II, la configuration de la machine devrait être modifiée pour le passage à 140 paquets de protons et 105 d'antiprotons, sans réduction du nombre de particules par paquet. Le Run II dans sa première phase est supposé s'étendre sur 7 à 8 ans et vise

l'obtention d'un total intégré de 2 à 5 fb⁻¹ par expérience.

2.2.2 Ensemble de détection de l'expérience DØ

L'expérience DØ est décrite de façon complète dans la Ref. [30]. Une vue globale du détecteur est présentée Fig.2.2.4. Le détecteur se compose d'une partie centrale, de forme cylindrique couvrant la région $|\eta| \leq 1.1$ en pseudo-rapidité, avec $\eta \equiv -\ln(\tan(\theta/2))$ en fonction de l'angle polaire θ . En partant du centre, cette partie comprend un détecteur de vertex et un trajectomètre placés à l'intérieur d'un aimant solénoïdal supraconducteur engendrant un champ de 2 Teslas. Cet ensemble est encastré dans le cryostat de calorimètres à Uranium et Argon liquide d'environ 3 m de diamètre. Le cryostat lui-même est entouré de chambres proportionnelles à dérive utilisées pour la détection et la mesure de l'impulsion des muons. Le détecteur est fermé par deux calorimètres "bouchons" couvrant la région $1.1 \leq |\eta| \leq 4.0$.

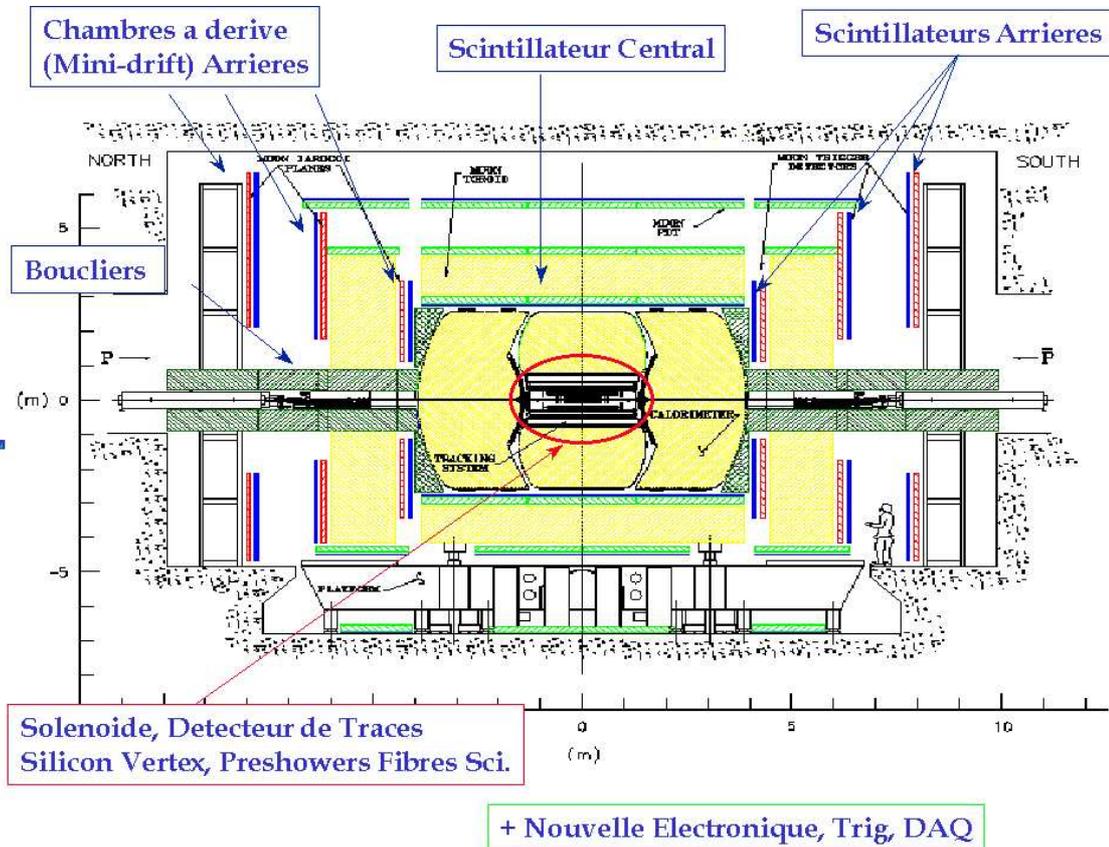


FIG. 2.2.4 – Vue longitudinale du détecteur DØ pour le Run II

2.2.2.1 Les détecteurs de traces et de vertex

Les détecteurs de trace permettent la reconstruction des trajectoires associées au passage de particules chargées, ainsi qu'une mesure de leur impulsion à partir de leur rayon de courbure.

C'est donc un élément capital dans l'identification des leptons (rapport énergie/impulsion), dans la séparation entre particules chargées et neutres, et dans la mesure du flux d'énergie. La technologie utilisée est basée sur l'usage des fibres scintillantes. D'architecture cylindrique, 8 double-couches de fibres placées sur une structure en Beryllium s'étendent sur une longueur de 250 cm selon des rayons allant de 11 à 50 cm. Deux couches de fibres voisines forment entre elles un angle stéréo de 1.5 degrés afin de fournir une localisation tri-dimensionnelle des points laissés par le passage des particules chargées jusqu'à $|\eta| \leq 1.5$. La résolution ponctuelle est d'environ $100 \mu\text{m}$.

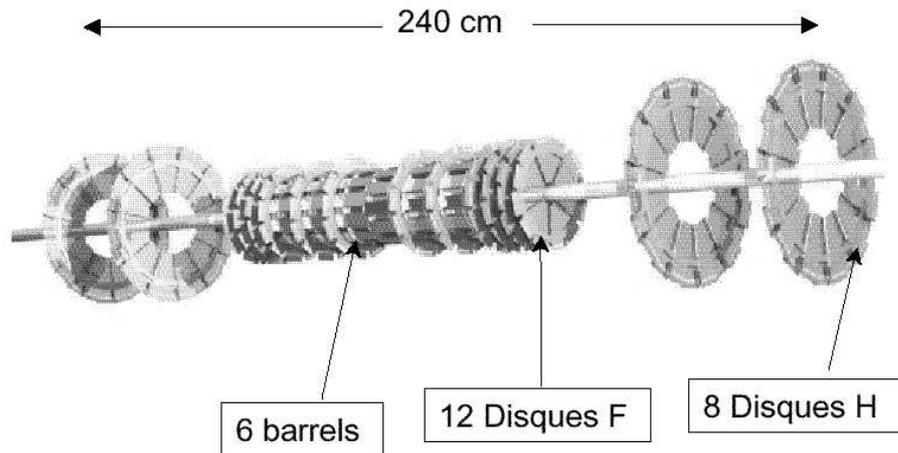


FIG. 2.2.5 – Vue du détecteur de Vertex SMT à DØ

La reconstruction de vertex est cruciale dans la recherche du Higgs léger car elle permet de repérer le passage d'une particule à temps de vie plus long comme les hadrons B, qui peuvent voler jusqu'à une distance de quelques millimètres. Le détecteur de vertex est enchassé à l'intérieur du détecteur de traces et s'étend sur une longueur de 64 cm, centré sur le point d'interaction. Sa structure centrale est composée de 6 modules formés chacun d'un tonneau et d'un disque. Chaque tonneau est constitué de supports en Beryllium accueillant 4 couches de détecteurs Silicium, permettant une reconstruction tri-dimensionnelle des charges déposées au cours du passage de particules chargées. Chaque tonneau est fermé par un disque découpé en 12 sections et recouvert de deux couches de détecteurs à Silicium. Une vue globale en est représentée Fig. 2.2.5. Les modules centraux sont complétés par un ensemble de 10 disques perpendiculaires à l'axe du faisceau et situés à des distances s'échelonnant entre 45 cm et 126 cm de part et d'autre du point de collision. Ils assurent la reconstruction des trajectoires jusqu'à $|\eta| = 3$. Les performances de cet ensemble de deux sous-détecteurs permettent d'atteindre une efficacité de reconstruction de 95% pour les particules de plus de 1.5 GeV/c. La résolution sur le paramètre d'impact est de l'ordre de $40 \mu\text{m}$ en $r\Phi$ et $100 \mu\text{m}$ en z .

2.2.2.2 Le calorimètre de DØ

Initialement conçu en l'absence d'un champ magnétique central, le calorimètre [30][33] est l'élément central du détecteur DØ. Il joue deux rôles fondamentaux : la mesure d'énergie des particules électromagnétiques et des jets, et l'identification des électrons, photons, muons présents dans l'événement. Grâce à une bonne compensation (réponse électron/hadron ≈ 1) et une bonne hermiticité ($|\eta| \leq 4.5$), le calorimètre, inchangé depuis 1989, demeure le point fort de l'expérience en vue du Run II.

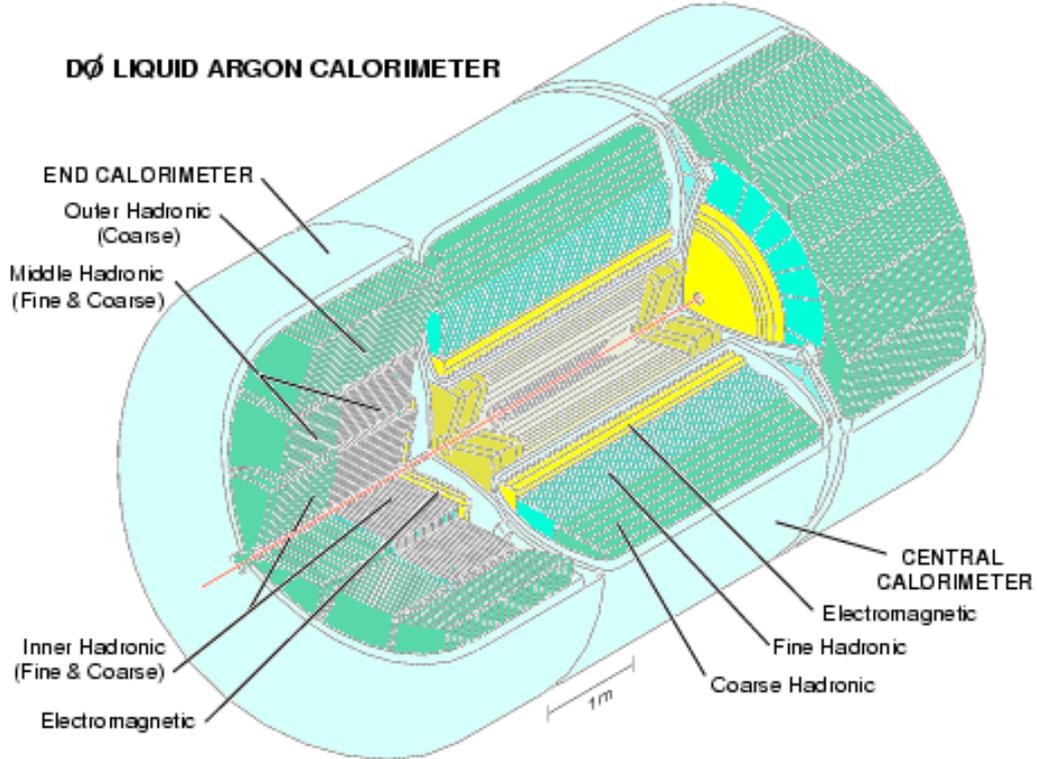


FIG. 2.2.6 – Vue des trois calorimètres (central et bouchons) de DØ dans leur cryostat

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage : le milieu passif (absorbeur) dans lequel se développent les gerbes électromagnétiques et hadroniques est constitué de plaques d'Uranium appauvri, tandis que le milieu actif, permettant l'échantillonnage de l'énergie des gerbes, est constitué d'Argon Liquide.

Le calorimètre est composé de trois modules placés chacun à l'intérieur d'un cryostat indépendant : un module central, qui couvre la région $|\eta| \leq 1.0$ et deux modules "bouchon", qui s'étendent jusqu'à $|\eta| = 4.5$ (Fig. 2.2.6). Chaque module est composé de quatre sections ou étages qui diffèrent par leur granularité et la nature du matériau absorbeur : une section électromagnétique, une section hadronique fine et une section hadronique formée d'absorbeurs plus larges. Les quatre étages sont constitués d'un empilement de cellules élémentaires formées chacune d'une plaque

d'absorbeur et d'une anode de Cuivre plongée dans l'Argon liquide qui recueille le signal d'ionisation provoqué par le passage d'une particule chargée. La section électromagnétique est ainsi une superposition de trois couches de cellules, dont la granularité est la plus fine à l'endroit de l'extension longitudinale maximale de la gerbe. Les trois étages sont lus selon des tours projectives de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans l'espace (ϕ, η) . La taille des cellules a été fixée de façon à correspondre à la taille réelle respectivement d'une gerbe électromagnétique (1-2 cm) ou hadronique (10 cm). Les performances du calorimètre électromagnétique en terme de résolution ont été mesurées pour des électrons au cours du Run I :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.003 + \frac{0.157}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + \frac{0.140}{E(\text{GeV})}$$

La résolution en position sur le pointage des électrons à partir du calorimètre, obtenue avec l'élaboration du profil de la gerbe, est de l'ordre du millimètre.

2.2.2.3 Les détecteurs de muons

Le système de détection de muons [34][35] a pour but l'identification et la détermination de l'impulsion des muons. Comme pour l'électron, leur détection est cruciale dans les collisionneurs hadroniques, car un muon peut signer l'occurrence de particules lourdes comme le Z ou le W comme celle de quarks lourds (b,c) se désintégrant semi-leptoniquement. Le système de détection des muons de DØ est basé sur plusieurs ensembles de chambres proportionnelles de tubes à dérive situées en-deça et au-delà d'aimants toroïdaux en fer. Cinq aimants sont installés et engendrent des champs de l'ordre de 2 T : l'un dans la région centrale $|\eta| \leq 1.0$, deux aux extrémités du détecteur ($1 \leq |\eta| \leq 2.5$) et deux pour les très petits angles entre $2.5 \leq |\eta| \leq 3.6$. Le système de détection des muons est complété par l'installation de couches de plastique scintillant plaquées à l'intérieur de la paroi du cryostat du calorimètre central. Ils permettent la détection de muons d'impulsion inférieure à 4 GeV, trop peu énergiques pour traverser le calorimètre et atteindre les chambres à dérive. Les muons sont alors reconstruits par combinaison avec les informations du détecteur de traces. La couverture comprend aussi des plans de scintillateurs dans la région des bouchons, autorisant le déclenchement sur des muons jusqu'à $|\eta| \leq 3.6$.

2.2.3 Identification des électrons : les détecteurs de pieds de gerbes

Les détecteurs de pieds de gerbes, également nommés pré-échantillonneurs, sont des éléments nouveaux à DØ [36][37]. Le pré-échantillonneur central, ou CPS pour Central Pre-Shower, est placé sur la paroi externe du cryostat du calorimètre, juste derrière l'aimant solénoïdal. Deux pré-échantillonneurs fixés sur la paroi externe des cryostats des bouchons, dans la région de grande rapidité, forment quant à eux le FPS, ou Forward Pre-Shower. J'ai été amené à participer directement aux tests et à la caractérisation en faisceau de ce dernier, dont les résultats sont inclus dans le document de référence technique (TDR) correspondant [37].

L'usage de détecteurs de pieds de gerbes vise d'une part à limiter la dégradation de la mesure de l'énergie par le calorimètre seul, due à la présence de l'aimant central. Ce détecteur permet donc le premier échantillonnage de l'énergie d'où son appellation. Il permet d'autre part d'identifier les particules en exploitant les différences dans les mécanismes de développement de gerbes des hadrons d'une part, et des électrons et photons d'autre part.

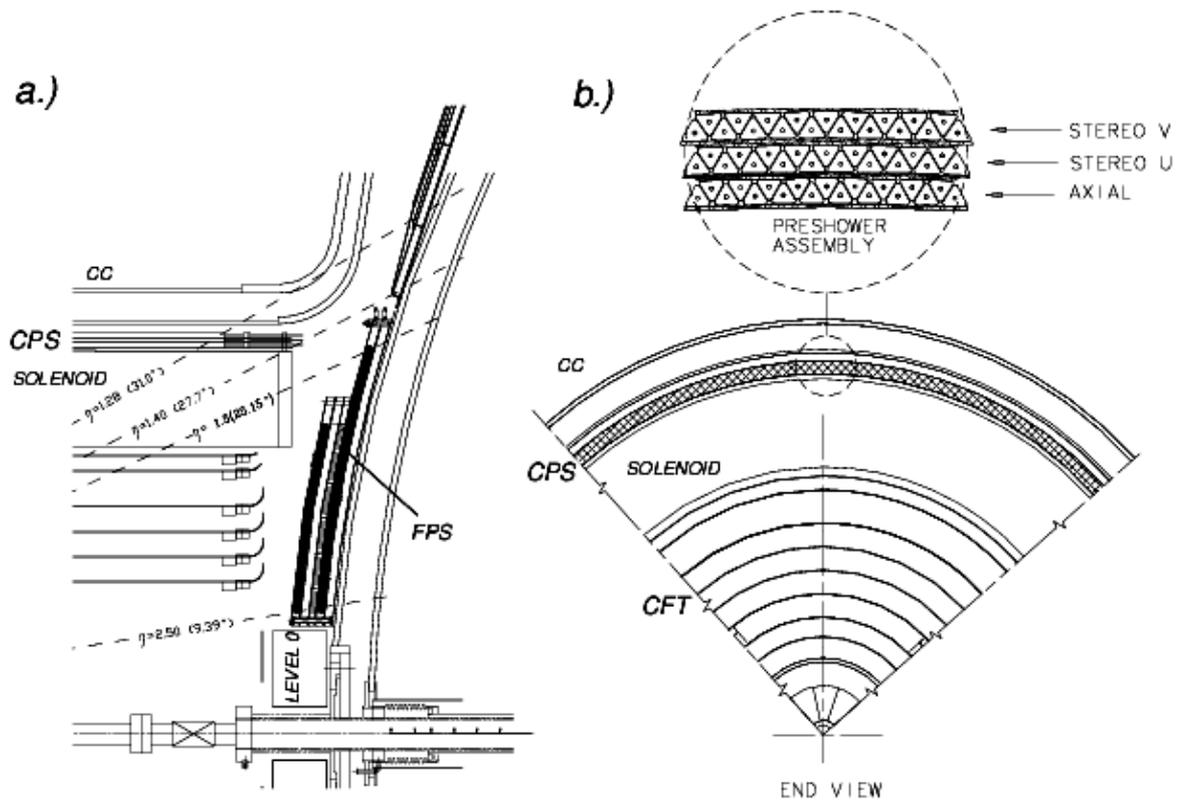


FIG. 2.2.7 – Schéma des détecteurs de pied de gerbe. (a) Vue longitudinale du détecteur central monté à l'arrière de l'aimant solénoïdal (CSP), et du détecteur placé sur la paroi du bouchon du calorimètre (FPS) (b) Vue dans le plan transverse du CPS avec zoom des 3 couches de scintillateurs triangulaires

Les pré-échantillonneurs sont composés de pistes triangulaires plastiques de 6 mm de côté et de 7.5 mm de base qui constituent le milieu scintillateur. Les pistes sont traversées en leur centre par une fibre scintillante à décalage spectral qui déplace la longueur d'onde des Ultra-Violet vers le visible. Des fibres claires de plusieurs mètres transportent alors la lumière visible vers les cassettes des photo-diodes [39] (VLPC pour Visible Light Photo-Counters) sur lesquelles sont montées les cartes d'acquisition et de déclenchement. Utilisés avec un gain de 40000 à 50000, les photo-diodes alimentent l'électronique d'acquisition sur une gamme allant d'une fraction de MeV, correspondant au passage d'une particule au minimum d'ionisation, ou MIP à quelques centaines de MeV pour les charges correspondant au développement de gerbes électromagnétiques [37]. Ces photo-diodes fonctionnent à température de l'Helium liquide.

Dans la région centrale en rapidité $|\eta| < 1.2$, le détecteur est plaqué sur une structure cylindrique de 2.6 m de longueur couvrant complètement l'aimant solénoïdal; il est schématisé Fig.2.2.7. Il consiste en trois couches de pistes triangulaires, l'une fournissant la mesure longitudinale, les deux autres formant un angle stéréo entre elles, permettant la reconstruction tridimensionnelle des points. L'acquisition est organisée de telle sorte que les signaux du détecteur pied de gerbe sont lus par les mêmes cartes électroniques que celles utilisées pour le détecteur de traces (divisant en 80 secteurs en Φ les 2π du détecteur). Il en résulte que la mise en coincidence entre un dépôt dans le pré-échantillonneur et une (ou des) trajectoire(s) chargée(s) est rendue possible dès le premier niveau de déclenchement de l'enregistrement des événements. Cette caractéristique s'avère très utile pour réduire la probabilité de déclenchement d'un événement multi-jets dont un hadron aurait été faussement identifié comme un électron en l'absence de ce détecteur (voir Section suivante).

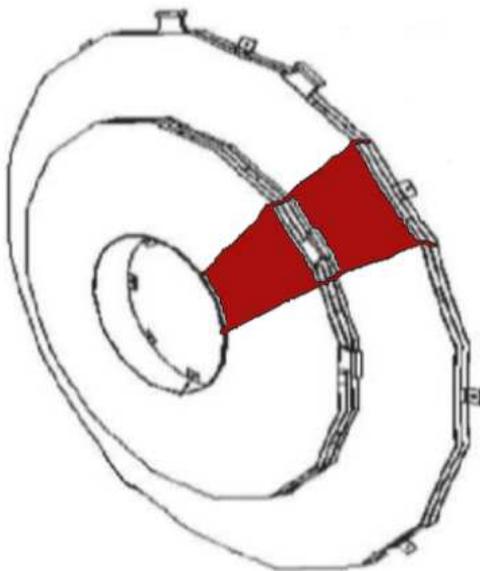


FIG. 2.2.8 – Schéma du détecteur de pied de gerbe complet dans la région des bouchons. Il est formé de 16 modules (dont un est symbolisé en noir) de 4 couches de scintillateurs chacun

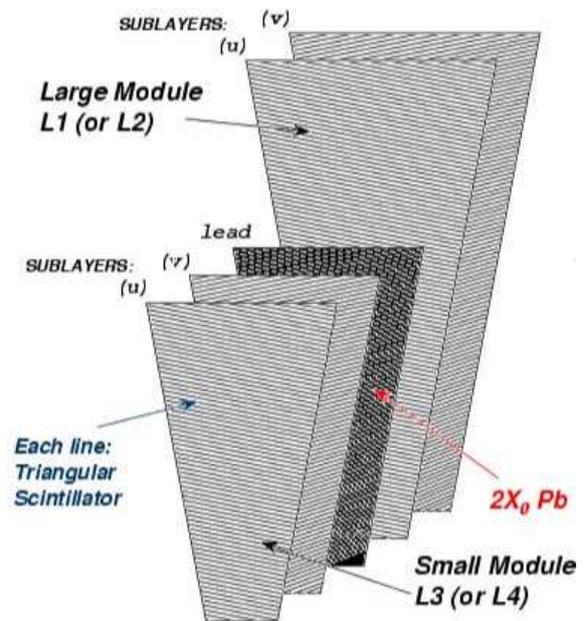


FIG. 2.2.9 – Schéma d'un module (1/16) du détecteur de pied de gerbe : 2 couches de scintillateurs sont situées avant le radiateur en Plomb, et 2 couches sont situées à l'arrière

Dans la région des bouchons, le pré-échantillonneur couvre la région $2.0 < |\eta| < 2.5$ et est découpé en 16 modules de 22.5° de large. Basé sur la même technologie que dans la région centrale, ce détecteur est fixé sur la paroi du cryostat du calorimètre bouchon. Il est schématisé sur la Fig.2.2.8 et photographié Fig. 2.2.10. Chaque module est composé de quatre couches de plastique scintillant de forme triangulaire, représentées Fig. 2.2.9 et Fig. 2.2.11, deux en amont d'une couche de radiateur en Plomb de 2 longueurs de radiation (X_0), et deux couches en arrière

de celle-ci. Les couches qui précèdent le radiateur permettent la détection de MIP, tandis que les deux dernières mesurent l’extension et l’énergie de la gerbe EM initiée dans le Plomb. Les pistes des couches 1 et 3 sont orientées selon un angle de $+22.5^0$ (pistes u) par rapport aux pistes des couches 2 et 4 (pistes v), assurant ainsi le repérage bi-dimensionnel des dépôts d’énergie. Les caractéristiques principales des deux détecteurs installés sur les deux cryostats Nord et Sud des calorimètres de $D\bar{O}$ sont reportées dans la Table 2.2. Un électron traversant le détecteur est repéré par la coïncidence entre un dépôt d’énergie avant le radiateur et le développement d’une gerbe en aval. Les photons ne laissent pas de dépôt avant le Plomb, tandis que les hadrons chargés et les muons n’engendrent pas de gerbe EM dans le radiateur. Dans le cas des pions neutres se convertissant dans les sous-systèmes internes (environ 30% des pions neutres émis), la différence dans le profil de la gerbe provenant de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ est utilisée pour la distinguer des électrons [38].

Nombre de détecteurs	2 (Nord et Sud)
Rayon interne/externe	200 / 1536 mm
Couverture en η	$1.5 \leq \eta \leq 2.5$
Segmentation en Φ	16×22.5^0
Segmentation en z	4 couches (2 couches-u, 2 v)
Absorbeur	Plomb de $2X_0$
Matériel actif	scintillateur plastique
Lecture	fibres à décalage spectral, claires, VLPC
Quantité de lumière / MIP	singulet : 11 p.e. (75 fC), doublet : 14 p.e. (90 fC)
Gains du VLPC	38-40000 (couches 1 et 2), 29-31000 (3 et 4)
Nb de canaux couches MIP	2 x 3168 (Nord et Sud)
Nb de canaux couches “gerbe”	2 x 4316 (Nord et Sud)
Nb de canaux total	14968 (Nord et Sud)

TAB. 2.2 – *Liste des principaux paramètres du détecteur de pied de gerbe*

Les profils de gerbes électromagnétiques ainsi que la dépendance de l’énergie mesurée en fonction de l’énergie vraie de la particule ont été étudiés à partir de faisceaux de pions et d’électrons [38]. Les gerbes d’électrons de 70 GeV traversant le détecteur sont représentées Fig. 2.2.12 et sont compatibles avec les résultats de simulations. La figure de mérite du détecteur de pied de gerbe est donnée par l’efficacité d’identification des électrons ou de photons, et par le pouvoir de séparation électron/pion. Après validation des simulations, les efficacités d’identification par le FPS sont reportées sur la Fig. 2.2.13 en fonction de l’énergie et de la nature des particules, électrons, pions chargés et neutres. Pour une efficacité supérieure à 90%, une réjection d’un facteur deux à trois est obtenue sur les pions. Ce facteur de réjection s’ajoute à celui obtenu en utilisant la forme de la gerbe reconstruite dans le calorimètre seul.



FIG. 2.2.10 – Vue du détecteur de pieds de gerbes monté sur la paroi du cryostat du bouchon du calorimètre électromagnétique avant fermeture du détecteur

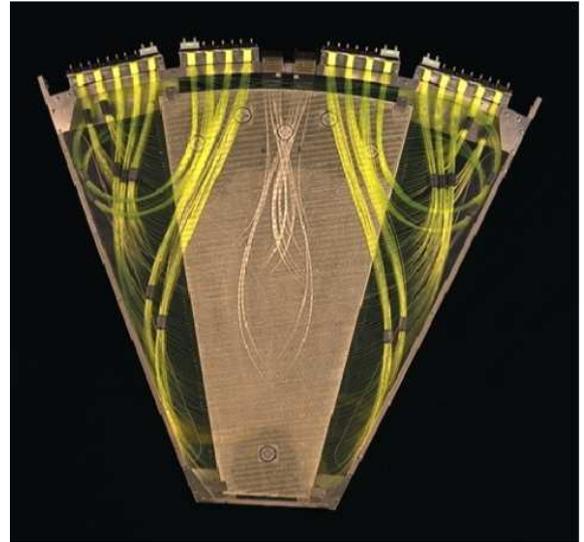


FIG. 2.2.11 – Vue d'une couche de scintillateur d'un module (1/16) du détecteur de pieds de gerbes avec les fibres claires utilisées pour le cheminement des signaux (Test faisceau, Juin 98)

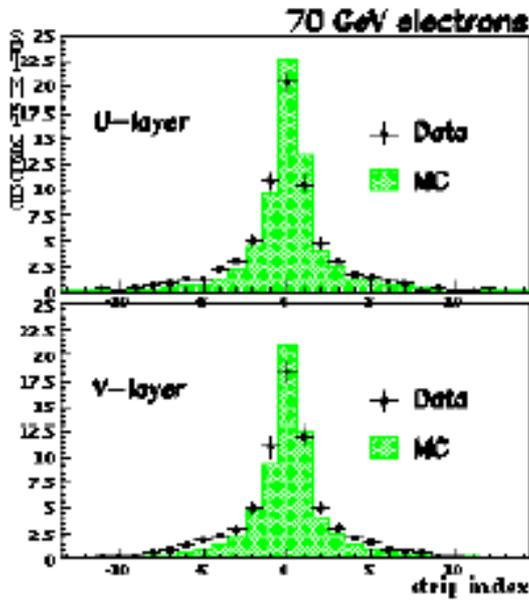


FIG. 2.2.12 – Profil de gerbe électromagnétique correspondant au passage d'électrons dans le pré-échantillonneur "bouchon"

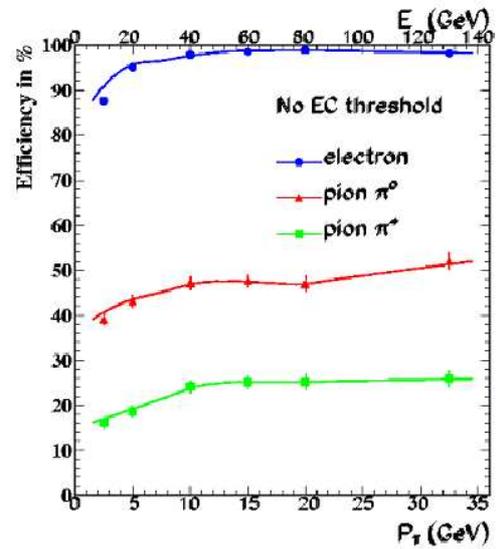


FIG. 2.2.13 – Efficacité de sélection des électrons et pions dans le pré-échantillonneur "bouchon" en fonction de leur énergie [37]

Cette performance se traduit, à efficacité constante, par une amélioration sensible du rejet des jets identifiés par erreur comme électrons [43], et a conduit à inclure les informations du FPS dans la prise de décision de premier niveau.

2.2.4 Ensemble de déclenchement des électrons

Compte tenu du nombre de collisions inélastiques et de la faible section efficace des événements d'intérêt, l'intégration d'un système de déclenchement et d'acquisition spécifique aux topologies du signal recherché est indispensable. En vue du Run II, l'installation de nouveaux sous-détecteurs et la réduction du temps entre deux collisions de $4.2\mu\text{s}$ à 396 ns ont conduit à une redéfinition complète de l'architecture du déclenchement et de la chaîne d'acquisition. Ma contribution principale a consisté en la conception et la validation d'algorithmes dévolus à la détection des événements contenant un ou plusieurs électrons, et a permis de démontrer l'intérêt d'ajouter les informations des détecteurs de pied de gerbe dans l'architecture du niveau 1 de déclenchement. Mon activité s'est répartie ainsi : la programmation, la simulation et l'évaluation des performances des algorithmes de niveau 1 développés pour les cartes analogiques (FPGA) du détecteur de pieds de gerbes FPS (timing, mise en forme, transfert, occupation) [40] ; la conception et la simulation d'algorithmes de déclenchement pour électrons et photons de niveau 1 basés sur le calorimètre et les détecteurs pieds de gerbes [41], ainsi que le développement d'algorithmes spécifiques aux électrons de faible énergie provenant des désintégrations du $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ [42] ; la définition et la simulation d'algorithmes de niveau 1 global, appelés "pseudo-termes", construits à partir des combinaisons de l'ensemble des sous-détecteurs de l'expérience au sein du groupe "Déclenchement" de $D\emptyset$ [43]. J'ai aussi évalué l'impact des algorithmes basés sur la détection d'électrons mous en termes de physique du B, comme la mesure de $\sin 2\beta$ [44].

2.2.4.1 Architecture de l'ensemble de déclenchement de $D\emptyset$

L'architecture du déclenchement (Fig. 2.2.14) a pour objet de filtrer les données d'un taux de 2.5 MHz correspondant à la fréquence moyenne des collisions, à 50 Hz taux d'événements finalement enregistrés en vue de l'analyse. Elle s'organise autour de trois niveaux de filtrage.

Le déclenchement de niveau 1 opère sans temps mort à un taux de 2.5 MHz. La décision est prise en moins de $4.2\mu\text{s}$ et le taux d'événements maximal, fixé par le temps mort du détecteur de vertex, est de 5 à 6 kHz. L'électronique d'acquisition de chacun des systèmes intègre des "pipelines" (sortes de mémoires tampon) permettant la mémorisation de 32 croisements sans temps mort. La logique de niveau 1 des algorithmes est pré-programmée à l'aide d'une série de processeurs localisés à même la carte frontale d'acquisition de l'appareillage. Cette logique s'applique aux signaux analogiques de chacun des canaux du détecteur et envoie un signal par secteur géographique à la carte mère de niveau 1. La carte mère recueille les informations en provenance des secteurs géographiques des quatre détecteurs principaux (le trajectographe, les pré-échantillonneurs, le calorimètre, et les détecteurs de muons) et définit un certain nombre

de combinaisons logiques (au nombre de 128 à $D\emptyset$) de ces sous-systèmes [43]. Si un au moins des termes formés est logiquement vrai, une décision positive de niveau 1 est alors renvoyée à chaque sous-système et les informations numérisées mises en mémoire sont transférées vers le déclenchement de niveau 2.

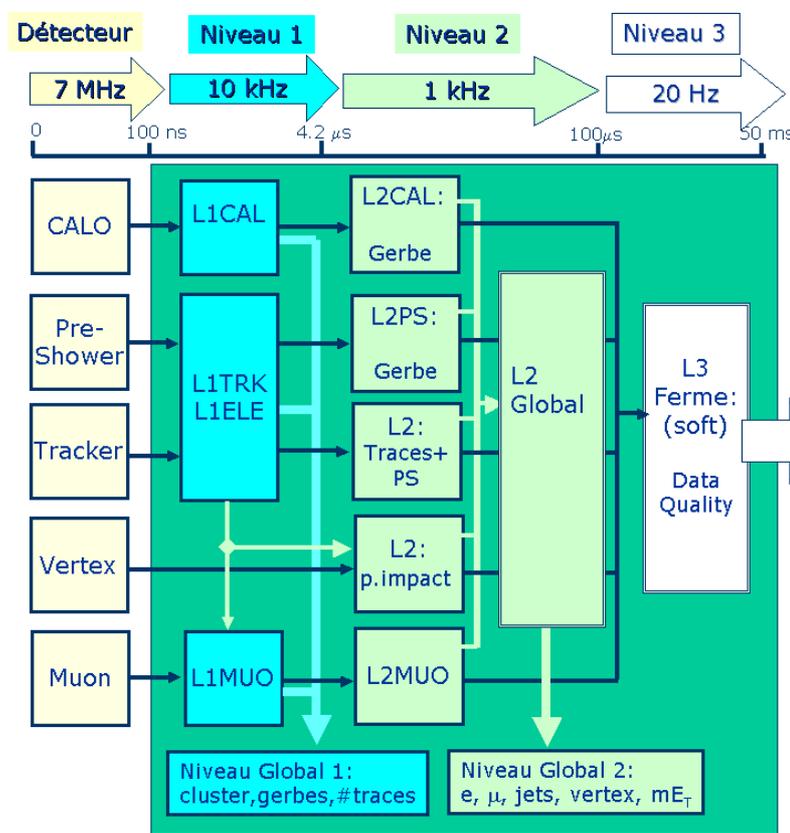


FIG. 2.2.14 – Architecture du système de déclenchement de $D\emptyset$. Les contraintes sur les taux d'événements et la durée de prise de décision sont indiquées à chaque niveau.

Le niveau 2 est basé sur un usage intensif de traitements parallèles. Il est organisé autour d'un niveau processeur global qui opère sur les listes d'objets fournies par les pré-processeurs spécifiques aux détecteurs et fonctionnant en parallèle. Cette liste (dépôts calorimétriques, points dans les chambres à muons et scintillateurs, traces dans les détecteurs centraux, dépôts dans les pré-échantillonneurs, vertex déplacés dans les détecteurs de vertex) est formée en environ $50 \mu\text{s}$ et envoyée au niveau global par des connections rapides (320 MBytes/s). Le rôle du processeur global est alors de combiner ces informations et de former des objets physiques comme les électrons, les muons, les jets hadroniques, les jets associés à un vertex. Utilisant la durée disponible pour appliquer des critères plus raffinés qu'au niveau précédent, il autorise la localisation tri-dimensionnelle des dépôts, la mise en coïncidence de dépôts calorimétriques avec les traces des détecteurs centraux et les signaux du pré-échantillonneur, la détermination de l'isolation et du rapport E/p pour les électrons, la séparation et la fraction électromagnétique des jets ou encore la détection de traces de grand paramètre d'impact. La décision globale du niveau 2 est prise sur cette liste en moins de $100 \mu\text{s}$ pour un taux d'événements accepté limité

à 1 kHz.

Sur une décision positive du niveau 2, les informations numérisées du niveau 1 sont transmises intégralement au niveau 3. Elles sont ainsi traitées indépendamment du niveau précédent dans une ferme de processeurs, à travers une suite de filtres. A ce niveau, les objets de niveau 3 sont formés en plusieurs dizaines de millisecondes, pour un taux d'événements acceptés et stockés en mémoire de 50 Hz environ.

2.2.4.2 Le déclenchement des électrons au niveau du pré-échantillonneur

Chaque carte de lecture des photo-diodes VLPC regroupe les signaux en provenance d'un des 16 modules en Φ (Section 2.2.3). Chacune d'entre elles comprend les $99 \times 2 = 198$ canaux de lecture correspondant aux couches orientées u et v précédant le radiateur, et les $137 \times 2 = 274$ canaux situés derrière la couche de Plomb.

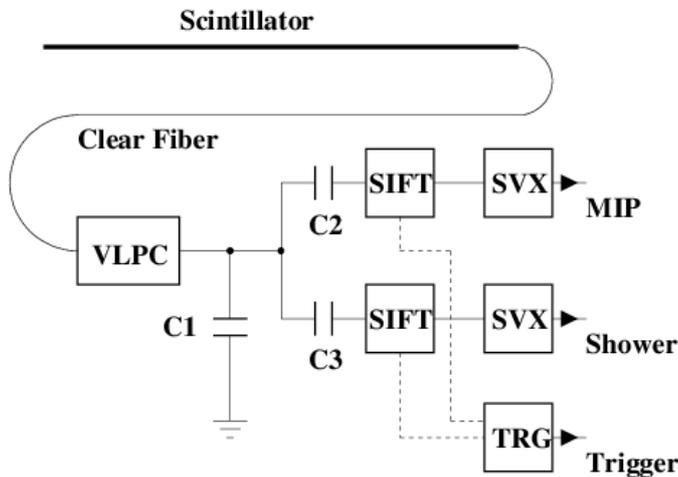


FIG. 2.2.15 – Schéma de lecture de la carte analogique-numérique du pré-échantillonneur.

Le signal lumineux d'un canal est converti et amplifié en impulsion électrique par la photo-diode avec un gain correspondant à 100 fC/MIP. Une fraction de ce signal est utilisée pour être lue en parallèle par deux branches composées chacune de micro-processeurs analogiques (SIFT) pour la mise en forme et la discrimination du signal, et de circuits (SVX-II) pour sa numérisation (voir Fig. 2.2.15). Une des branches à fort gain est utilisée pour la mesure des petites charges (fraction de MIP), tandis que la seconde, de faible gain, est utilisée pour la mesure de charges correspondant à plusieurs centaines de MIP (gerbe). Pour chacune des deux branches, le seuil du discriminateur est ajusté indépendamment, permettant dès le niveau analogique de signaler soit l'occurrence d'un signal très faible, correspondant au passage d'un pion chargé ou d'un muon par exemple, soit un dépôt d'énergie plus important provenant du développement d'une gerbe. La sortie analogique alimente alors un ensemble de puces électroniques dans lequel est programmée la logique de déclenchement. Il est à noter que les seuils fixés représentent un compromis entre

l'efficacité de détection et le taux d'occupation du détecteur dans un environnement de collisions hadroniques [43].

L'algorithme de déclenchement du pré-échantillonneur et ses performances sont décrit en détail en Ref [43]. Il se déroule en trois étapes : la première recherche l'occurrence selon chacune des orientations (u et v) d'une gerbe électromagnétique (couches derrière le radiateur) avec un signal correspondant au passage d'une particule au minimum d'ionisation (couches précédant le Plomb) ; la deuxième comptabilise et dresse la liste des candidats électron/ γ ainsi définis pour chacun des 16 modules ; enfin la dernière combine les informations des 16 modules par détecteur et transfère les informations au niveau global.

2.2.4.3 Le déclenchement des électrons au niveau 1 global

Au niveau global, les informations sont combinées à celles du calorimètre par région géographique. La liste des candidats électron de niveau 1 est dressée en réclamant l'occurrence dans la même zone géographique d'un dépôt calorimétrique avec un candidat de type électron provenant du pré-échantillonneur. Au niveau 1, et pour des raisons de temps, seule l'information sommée sur les tours calorimétriques par quadrant est disponible pour combinaison avec les autres systèmes de détection (Fig. 2.2.16). Néanmoins, nos études ont montré que cette coïncidence assez grossière assure une amélioration d'un facteur 2 à 4 de la réjection des "fonds QCD", par rapport à une identification effectuée à partir du calorimètre seul [41]. Cette combinaison est d'ailleurs cruciale dans le cas de déclenchement sur les événements contenant des $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ [42].

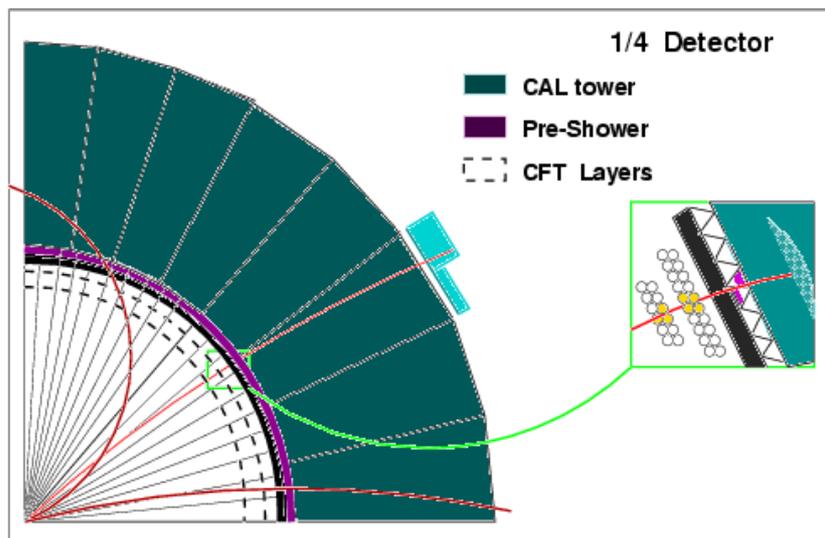


FIG. 2.2.16 – Association des informations provenant du tracker, du pré-échantillonneur et du calorimètre utilisé au niveau 1

La liste de candidats électrons est alors dressée par quadrant sur l'ensemble du détecteur DØ pour mise en coïncidence ultérieure au niveau 2. C'est sur un signal positif du niveau 1 global que le si-

gnal est numérisé au niveau de chaque carte par le circuit et envoyé au niveau 2 de déclenchement. La durée correspondant à la somme de ces étapes a été évaluée à $1.2 \mu s$ [41] au total (soit la durée correspondant à 3 croisements de faisceaux), comprenant la formation de la liste des candidats par module, par détecteur, le transfert des données analogiques à la carte mère, et la combinaison avec les informations provenant du calorimètre. Ce résultat respecte le cahier des charges, imposant une durée maximale de $4.2 \mu s$. Les performances sont évaluées en termes d'efficacité de détection des électrons et de taux de déclenchement donné par le taux d'événements QCD sélectionnés (en Hz). La Fig. 2.2.17 montre l'efficacité de déclenchement utilisant la combinaison du calorimètre et du pré-échantillonneur bouchon en fonction de l'énergie de l'électron. La Fig. 2.2.18 illustre les taux de réjection obtenus en combinant ces informations dès le niveau 1 en fonction du seuil placé sur le dépôt calorimétrique.

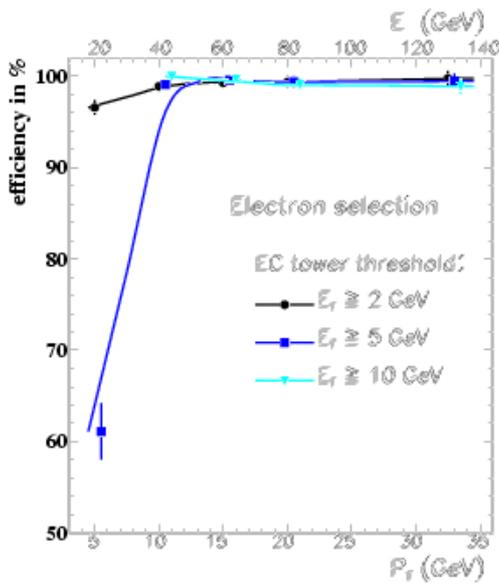


FIG. 2.2.17 – Efficacité de déclenchement en combinant au niveau 1 le calorimètre et le pré-échantillonneur

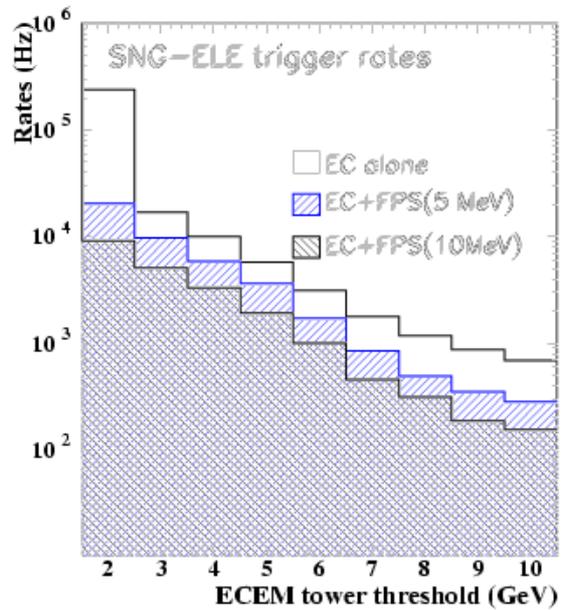


FIG. 2.2.18 – Taux d'événements enregistrés au niveau 1 utilisant la combinaison du pré-échantillonneur et du calorimètre en fonction de l'énergie de l'électron pour $\mathcal{L} = 10^{32} .cm^2 .s^{-1}$

Dans la région centrale, l'algorithme est légèrement différent et utilise la combinaison d'un dépôt dans le calorimètre électromagnétique, d'un dépôt dans le détecteur pieds de gerbes, ainsi que la coïncidence avec une ou plusieurs trajectoires pointant vers lui. La lecture du trajectographe à fibres scintillantes étant effectuée sur les mêmes cartes d'acquisition que celle du pré-échantillonneur central, l'association des informations est effectuée dès le premier niveau. L'algorithme compte alors le nombre de traces dans plusieurs intervalles d'impulsion, en tenant compte de leur charge et de la présence ou non d'un candidat du pré-échantillonneur. Cet algo-

rithme a été également adapté à la détection d'électrons faiblement énergétiques, comme dans le cas d'électrons provenant de J/Ψ utilisés pour l'étalonnage du détecteur [42].

En conclusion, la constitution d'algorithmes de déclenchement pour les électrons est cruciale dans notre recherche. Cette pré-sélection doit débiter dès le premier niveau de déclenchement afin de limiter la perte d'événements contenant des électrons, comme dans le cas de la recherche du Higgs dans le canal : $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_l + jj$ ou $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_l + e^-\nu$. Une série d'algorithmes basée sur les informations combinées du pré-échantillonneur et du calorimètre a été mise au point et testée. Les efficacités de sélection sont supérieures à 95% pour des électrons de plus de 20 GeV, pour des taux de sélection de fonds inférieurs à 50 Hz.

2.3 Analyse préparatoire à la recherche du Higgs

Le principal mode de production d'un Higgs lourd provient de la fusion de gluons via une boucle de quark top. Il fait état de deux bosons de jauge dans l'état final via $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$. Nous ne considérons que les cas où les désintégrations des deux bosons W conduisent à un état final $W^*W^* \rightarrow l\nu_l + \text{jet jet}$ ou $W^*W^* \rightarrow l\nu_l\nu_l$, dont les sections efficaces sont respectivement de 80 fb et 10 fb. Le mode de production associant un Higgs à un boson, conduisant à un total de 3 bosons dans l'état final, est plus rare, avec une section efficace totale dans le canal di-leptons de 1 fb. Il a donc fait l'objet d'une recherche inclusive d'états finaux à deux leptons ou plus, mêlant les désintégrations $W^*W^* \rightarrow l\nu_l\nu_l$ et $Z^*Z^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ où $l = \mu, e$.

Dans tous les cas envisagés, le déclenchement associé à ce type d'événements repose sur la détection d'un lepton de grande impulsion transverse. L'efficacité associée est de l'ordre de (ou supérieure à) 95% pour des leptons "durs" (voir Fig. 2.3.19). Ce type de déclenchement, associé à un critère sur l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T , nous permet de rejeter une grande partie des fonds provenant des processus QCD (voir Fig. 2.3.20). Les sélections ont alors pour objectif de distinguer les fonds résiduels formés par les événements Drell-Yan et $W+n$ jets, la production de quarks top, et les états finaux multi-bosons WW , WZ et ZZ .

2.3.1 Recherche dans le canal $W^*W^* \rightarrow l\nu_l + 2$ jets

Cette étude a fait l'objet d'une note interne [45]. Dans ce canal, les fonds principaux sont constitués par les productions di-bosoniques $WW \rightarrow l\nu_l + 2$ jet et $WZ \rightarrow l\nu_l + 2$ jet, d'inventaire similaire à celui du signal. Les productions de paires de top $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow l\nu_l + 2$ jet + 2 jet b, qui produisent aussi un lepton de grande impulsion transverse et de neutrinos issus d'un W , diffèrent toutefois des désintégrations du Higgs par une plus grande multiplicité en jets hadroniques durs. Enfin, les événements $W+n$ jets constituent, en raison de leur section efficace élevée, un fond dont il est difficile de s'affranchir complètement.

Parmi les principaux critères discriminants, l'impulsion transverse du lepton (Fig. 2.3.19) et l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T du système (Fig. 2.3.20) permettent de rejeter les fonds QCD, et de distinguer le signal des événements $t\bar{t}$.

Pour lutter plus efficacement contre le fond $t\bar{t}$, les distributions associées au nombre de jets et à leur impulsion transverse p_T^{j1} , p_T^{j2} , p_T^{j3} ont un bon pouvoir discriminant comme le montre la Fig. 2.3.21. Le veto d'un troisième jet énergétique constitue aussi un critère important de sélection, comme l'illustre la Fig. 2.3.22, qui montre la réjection obtenue en fonction de la valeur du seuil appliquée sur l'impulsion du jet. Une sélection sur la masse associée au système des deux jets les plus énergétiques accentue encore cet effet, puisque les jets de b provenant des désintégrations des top sont plus durs que ceux provenant du boson. D'ailleurs, le veto des événements contenant un jet étiqueté b (non utilisé ici) devrait permettre aussi d'accroître la réjection. Ces variables de jets permettent également de réduire efficacement les fonds constitués par les événements $W + \text{jets}$, dont les jets, issus de radiations de gluons, tendent à être plus mous que ceux du boson W provenant du Higgs.

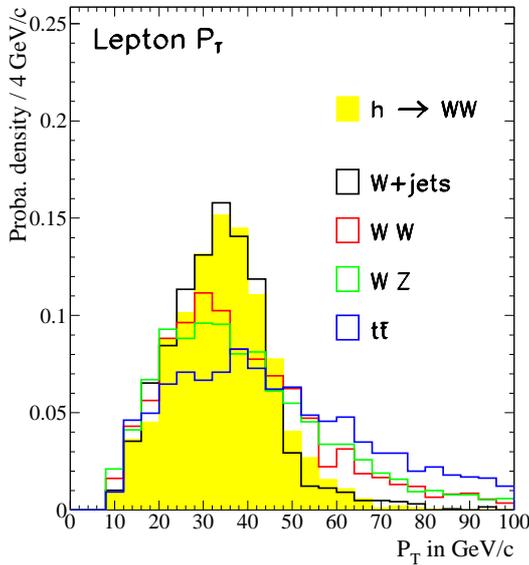


FIG. 2.3.19 – Spectre de l'impulsion transverse du lepton dans les processus de signal et de fonds

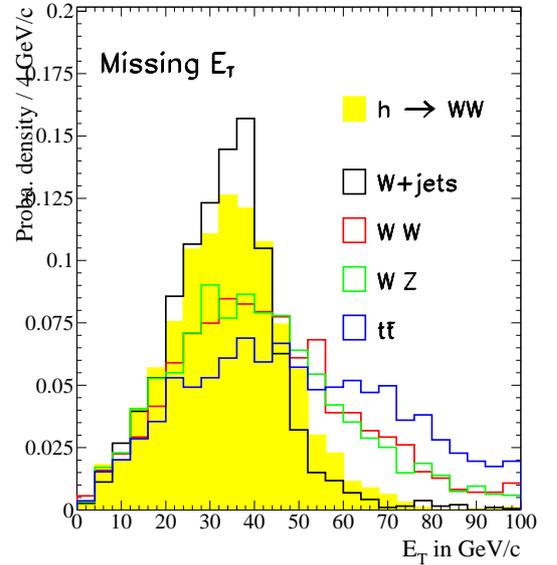


FIG. 2.3.20 – Spectre de l'énergie manquante associée aux événements de signal et de fonds

A ce stade de l'analyse, le fond principal provient de la production directe de paires WW et WZ . Deux observables possédant un bon pouvoir discriminant ont alors été utilisées. La première est l'angle d'ouverture des 2 jets, qui pique vers 180 degrés pour le signal (surtout lorsque m_H approche du seuil de production de W réels) tandis qu'elle est plate pour tous les di-bosons produits directement. La seconde est la masse totale reconstruite M_C , définie à partir du lepton et des deux jets les plus énergétiques, ajoutée à l'énergie transverse totale manquante :

$$M_C = \sqrt{p_T^2(l, \text{jet}, \text{jet}) + M^2(l, \text{jet}, \text{jet}) + \cancel{E}_T}$$

On peut montrer que M_C dépend de la masse du Higgs, et qu'une sélection reposant sur l'appli-

cation d'un seuil minimal et d'un seuil maximal (dépendant de m_H) permet une bonne réjection des fonds di-bosoniques.

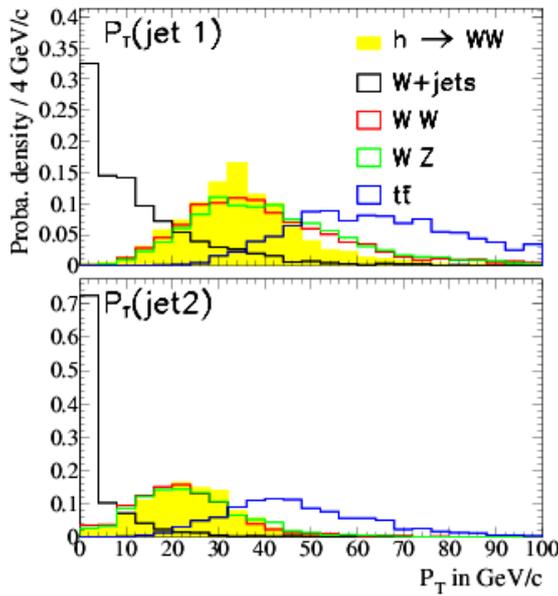


FIG. 2.3.21 – Impulsion transverse associée aux deux jets les plus énergétiques pour le signal ($m_H = 160 \text{ GeV}$) et les fonds

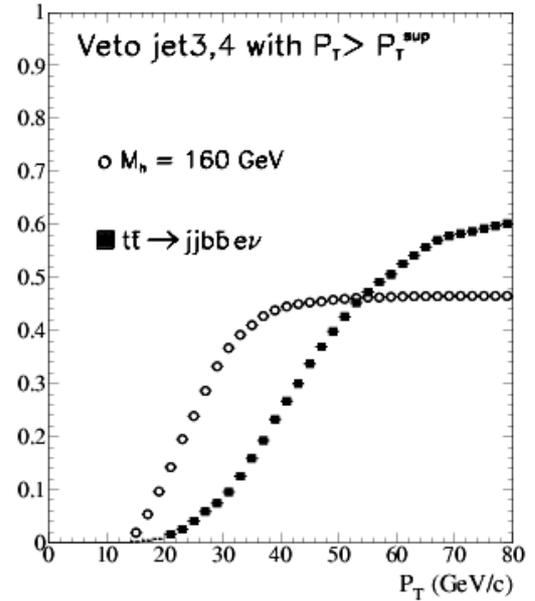


FIG. 2.3.22 – Pouvoir de réjection d'un veto en fonction du seuil sur l'impulsion du 3eme jet pour le fond $t\bar{t}$ et le signal

L'application de coupures de sélection sur les variables présentées conduit à une efficacité d'environ 13% pour le signal ($m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$), contre 0,3% pour les événements $W + \text{jets}$, 0,8% pour les paires $t\bar{t}$, et 5.5% (4%) pour les événements WW (WZ). En raison de la différence des sections efficaces des processus invoqués, la séparation obtenue est insuffisante. En particulier, la "signifiance" du signal définie par le rapport S/\sqrt{B} , qui mesure l'importance d'un signal par rapport à une fluctuation statistique des fonds, est égale à $S/\sqrt{B} = 0.11 \times \sqrt{\mathcal{L}}$ pour une luminosité \mathcal{L} exprimée en fb^{-1} .

Nous avons alors développé une méthode basée sur l'usage d'une fonction de vraisemblance construite à partir des densités de probabilité associées à chacune des variables, pour les fonds comme pour le signal. A chacune des valeurs prises par ces observables est associée la probabilité correspondant à l'hypothèse "Signal" (S) ou "Bruit de fond" (B) :

$$p_{v_i}^S(x_j) = \frac{V_i^S(x_j)}{\sum_{h=S,B} V_i^h(x_j)}$$

où $V_i^{S,B}(x_j)$ est la densité de probabilité associée à la variable V_i pour le signal (S) ou pour le fond (B). Dans l'hypothèse où les variables sont indépendantes les unes des autres, la probabilité pour un événement d'être de type S ou B est alors le produit des probabilités, et on peut définir

l'estimateur :

$$L(x_j) = \frac{\prod_{v_j=1}^n P_{v_j}^S(x_j)}{\sum_{h=S,B} \prod_{v_j=1}^n P_{v_j}^h(x_j)}$$

qui prend des valeurs piquant vers 1 pour des événements de type S, et 0 pour des événements de type B. On applique alors une sélection sur la valeur de L en fonction de l'efficacité et de la pureté du lot souhaitées. Le résultat dépend de l'hypothèse de masse m_H du Higgs. La valeur L de l'estimateur est représentée Fig. 2.3.24 pour une luminosité de $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$. Pour $L > 0.80$, la signifiante du signal est $S/\sqrt{B} = 0.24 \times \sqrt{\mathcal{L}}$, ce qui signifie qu'une exclusion à 95% de niveau de confiance nécessite environ 70 fb^{-1} . Il est manifeste que seule une combinaison de ce canal avec les canaux purement leptoniques peut présenter une sensibilité à ce signal.

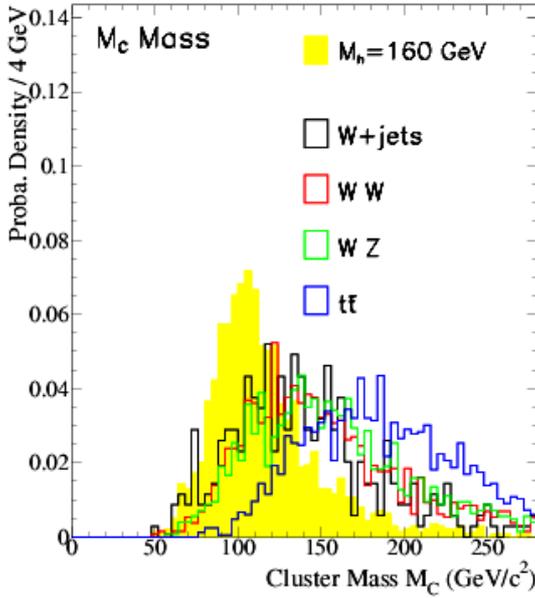


FIG. 2.3.23 – Densité de probabilité de la masse invariante du système des jets pour le signal ($m_H = 160 \text{ GeV}$) et les fonds

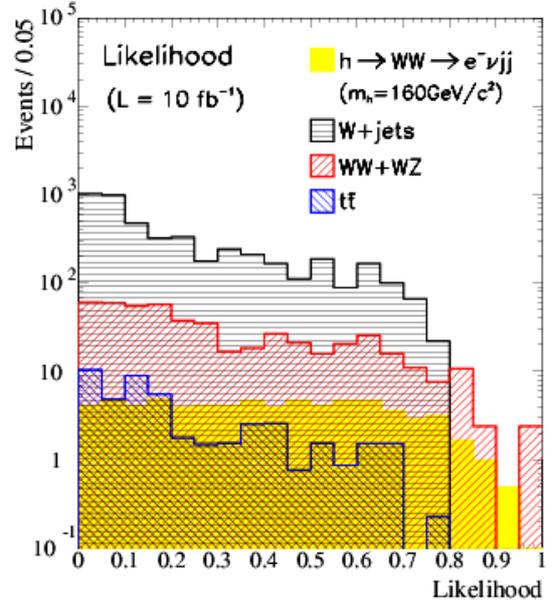


FIG. 2.3.24 – Vraisemblance construite à partir des 9 variables discriminantes pour le signal ($m_H = 160 \text{ GeV}$) et les fonds pour $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$

2.3.2 Recherche dans le canal $H \rightarrow W^*W^* \rightarrow l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l$

Les fonds principaux dans ce cas sont les événements dont l'état final est constitué de multi-bosons $p\bar{p} \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu_l l\nu_l$, $p\bar{p} \rightarrow WZ \rightarrow l\nu_l l^+l^-$, $p\bar{p} \rightarrow ZZ(\gamma) \rightarrow l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l$, de quarks top $t\bar{t} \rightarrow l\nu_l l\nu_l b\bar{b}$, ainsi que d'événements de Drell-Yan $p\bar{p} \rightarrow Z(\gamma^*) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l\nu_l l\bar{\nu}_l \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$.

La masse invariante formée par deux leptons de même saveur $M(l,l)$ est utilisée pour rejeter les électrons provenant de conversions de photons et des résonances de faible masse J/Ψ , $\Upsilon \rightarrow l^+l^-$. Elle permet aussi de rejeter les fonds constitués par les événements de la résonance $Z \rightarrow l^+l^-$ ou de la production de paires W^+W^- par l'application d'un seuil supérieur, fixée à une valeur

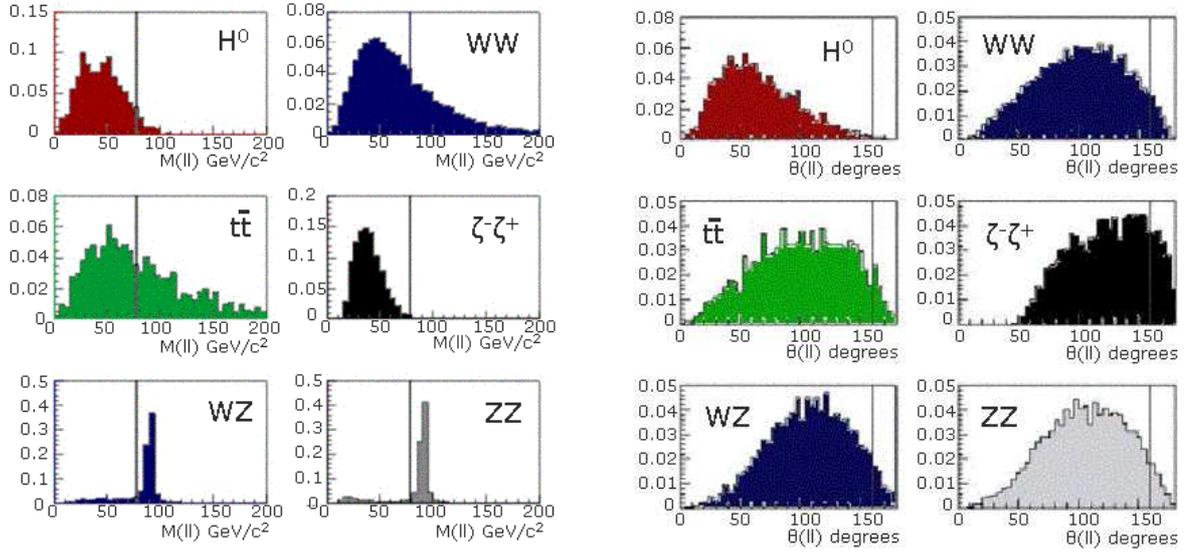


FIG. 2.3.25 – Distributions comparées pour le signal ($m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$) et les fonds de (a) Masse invariante du système dilepton (b) angle d'ouverture $\theta(l,l)$ des deux leptons

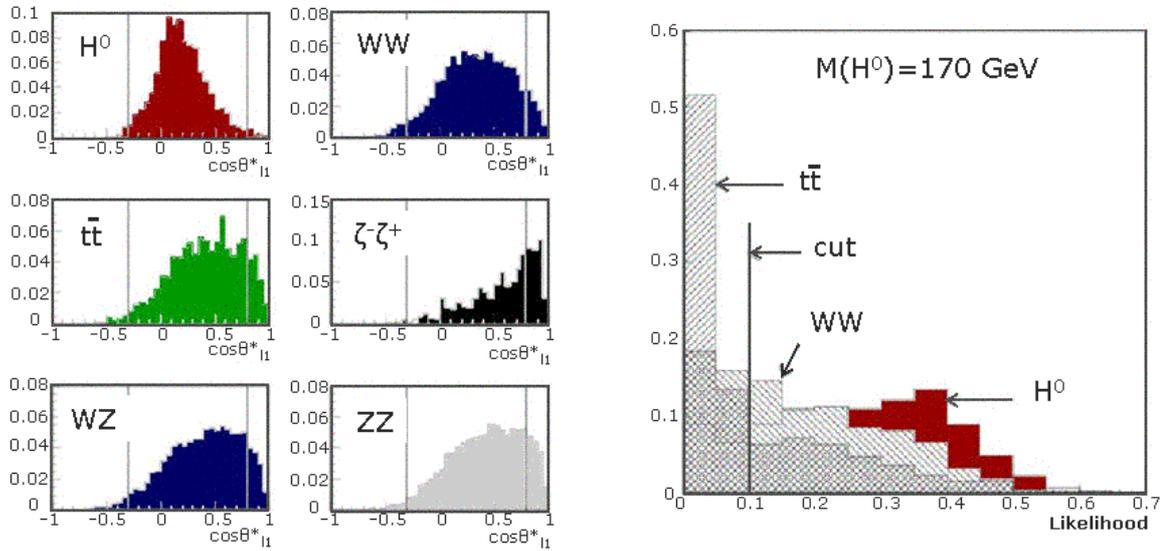


FIG. 2.3.26 – Distributions comparées pour le signal ($m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$) et les fonds de (a) $\cos\theta_{11}^*$ et (b) la fonction de vraisemblance L formée à partir des variables présentées dans le texte

en deçà de la masse du Z lorsque les deux leptons sont de même saveur, ou à 110 GeV dans le cas contraire, comme l'illustre la Fig. 2.3.25(a). Un veto de jets énergétiques est utilisé contre les événements $t\bar{t}$ comme dans l'analyse précédente. Pour rejeter le fond constitué par les $\tau^+\tau^-$, un seuil est appliqué sur l'impulsion transverse de la paire de leptons $p_T(\ell\ell)$, sur l'angle formé par la direction des di-leptons et celle de l'énergie manquante $\cos\theta(\ell\ell, \cancel{E}_T)$, et enfin sur la masse transverse associée à chacun des leptons :

$$M_T(\ell, \cancel{E}_T) = \sqrt{2p_T(\ell) \cancel{E}_T(1 - \cos\theta(\ell, \cancel{E}_T))}$$

Les distributions angulaires entre les deux leptons finaux θ_{l+l-} et Φ_{l+l-} possèdent un pouvoir discriminant élevé contre tous les processus standard constituant des fonds au signal, comme le montre la Fig. 2.3.25 (b). En effet, les bosons W^+W^- provenant de la désintégration d'une particule scalaire tendent, par conservation du spin, à avoir des directions de spin opposées l'une à l'autre. En raison de la structure (V-A) dans la désintégration du W, l'électron gauche (resp. le positon droit) est émis dans la direction du spin du W^- (resp. W^+). Il en résulte que l'un des deux leptons est émis le long de la direction de l'impulsion des deux bosons W tandis que l'autre est émis dans la direction opposée. Ainsi, dans le cas de la production standard $p\bar{p} \rightarrow W^+W^-$, l'angle d'ouverture attendu des leptons issus des deux bosons est grand. C'est le cas contraire dans le cas des di-leptons issus des bosons W provenant de la désintégration d'une particule scalaire comme le Higgs.

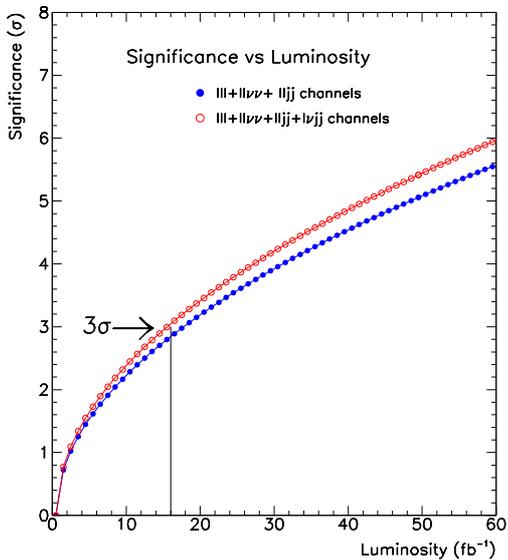


FIG. 2.3.27 – Signifiacne de la mise en évidence du Higgs en $H \rightarrow W^*W^*$ en fonction de la luminosité accumulée

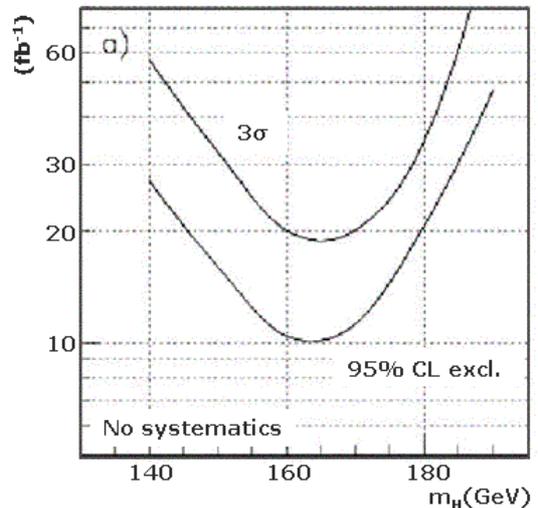


FIG. 2.3.28 – Luminosité nécessaire à la mise en évidence à 3σ ou à l'exclusion d'un Higgs $H \rightarrow W^*W^*$ en fonction de sa masse m_H

Enfin, l'angle entre le lepton le plus énergétique et l'impulsion de la paire de di-leptons, dans le

référentiel de la paire de leptons θ_{11}^* , montre aussi un pouvoir discriminant important contre l'ensemble des fonds sur la Fig. 2.3.26(a). Une fonction de vraisemblance a été également construite à partir des variables indépendantes de cette sélection, selon la méthode introduite précédemment. Elle est représentée Fig. 2.3.26(b) pour le signal et les deux fonds principaux, les événements $t\bar{t}$ et WW . Un critère de sélection est appliqué sur L . Comme dans le cas précédent, la masse totale, définie cette fois par :

$$M_C = \sqrt{p_T^2(l) + M^2(l) + \cancel{E}_T}$$

apporte un facteur de discrimination supplémentaire contre les fonds résiduels $p\bar{p} \rightarrow W^+W^-$. Les résultats de cette analyse sont indiqués dans la Section suivante.

2.3.2.1 Recherche du Higgs $H \rightarrow WW$: combinaison des canaux

Nous regroupons ici les deux analyses précédentes avec une autre analyse inclusive dans le cadre de la recherche d'un Higgs neutre de haute masse. Les résultats sont reportés dans la Table 2.3 en terme de rapport signal/bruit et de signifiante. La Fig 2.3.27 montre la signifiante

Canal	Taux	Masse du Higgs (GeV/c^2)				
		140	150	160	170	180
$l^+l^+l^-$	S	0.11	0.12	0.15	0.10	0.09
	B	0.73	0.73	0.73	0.73	0.73
	S/\sqrt{B}	0.13	0.14	0.18	0.12	0.11
$l^+l^+\nu_l\bar{\nu}_l$	S	2.6	2.8	1.5	1.1	1.0
	B	44	30	4.4	2.4	3.8
	S/\sqrt{B}	0.39	0.51	0.71	0.71	0.51
l^+l^+jj	S	0.34	0.53	0.45	0.38	0.29
	B	0.85	0.85	0.85	0.85	0.85
	S/\sqrt{B}	0.37	0.57	0.49	0.41	0.31
$l\nu_l + jj$	S	0.30	0.30	0.32	0.35	0.39
	B	1.80	1.77	1.75	2.19	3.18
	S/\sqrt{B}	0.22	0.22	0.24	0.23	0.22

TAB. 2.3 – Performances attendues pour 1 fb^{-1} pour un Higgs se désintégrant en paires de bosons W^+W^-

attendue pour les canaux combinés en fonction de la luminosité intégrée pour les deux expériences CDF et DØ. Dans le cas le plus favorable, pour $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$, une mise en évidence à 3σ reste hors de portée du Tevatron, puisque plus de 16 fb^{-1} sont nécessaires avec les sélections présentées précédemment. Une exclusion à 95% de niveau de confiance requiert environ 10 fb^{-1} au point auquel l'analyse est la plus sensible, c'est-à-dire pour une masse de Higgs proche du seuil de production de deux bosons réels. La Fig. 2.3.28 représente en ce point ce résultat en fonction de la valeur de m_H .

2.4 Conclusion

Avant le démarrage du LHC, la recherche directe du Higgs ne peut être effectuée qu'auprès du Tevatron. La nouvelle période de prise de données, ou Run II, est caractérisée par un accroissement significatif de l'énergie disponible dans le centre de masse de collisions, et surtout par une hausse de la luminosité délivrée par le Tevatron, attendue à plus de 20 fois celle du premier Run. Le collisionneur et les détecteurs ont subi de profondes modifications afin d'optimiser l'exploitation du potentiel de physique rendu accessible par une haute statistique. Ainsi la voie est ouverte aux mesures de précision sur les propriétés du boson W, du quark top et des mésons B (notamment le B_s), inaccessibles ailleurs. Le Tevatron est aussi le lieu privilégié de recherche de signaux de nouvelle physique, comme celui de particules supersymétriques, si la luminosité délivrée est suffisante. En ce qui concerne la recherche du Higgs, de nombreuses études ont été menées dans le cadre d'une collaboration entre les deux expériences CDF et DØ. Elles ont permis l'identification des paramètres pertinents en vue d'une mise en évidence directe et ont guidé le développement d'outils d'analyse (l'étiquetage du b, la détermination de l'échelle d'énergie des jets, le déclenchement, l'utilisation de réseaux de neurones, etc...) spécifiques à cette recherche. Deux types d'analyses ont été menées, l'une se consacrant à la recherche d'un Higgs de masse inférieure à $135 \text{ GeV}/c^2$, pour lequel le boson se désintègre préférentiellement en paire $H \rightarrow b\bar{b}$, et l'autre dévolue à un boson plus lourd, se désintégrant en paire de bosons $H \rightarrow W^*W^*, Z^*Z^*$. Il apparaît que, dans la plupart des modélisations envisagées, la sensibilité au Higgs soit avant tout limitée statistiquement.

Si la mise en évidence directe d'un Higgs apparaît aujourd'hui peu probable, les mesures conjointes de la masse du boson W à $\pm 35 \text{ MeV}/c^2$ et de la masse du quark top à $\pm 2 - 3 \text{ GeV}/c^2$ vont permettre d'apporter des contraintes significatives sur l'existence d'un Higgs.

Chapitre 3

Les oscillations de neutrinos à OPERA

Les neutrinos et leur propriétés font l'objet de recherche depuis les années 1930, date à laquelle l'existence du neutrino a été postulée par Pauli pour expliquer le spectre continu de l'émission β . Il ne s'agit à ce moment que du neutrino ν_e associé à l'électron. Le neutrino associé au muon (ν_μ) fut découvert en 1962 par Lederman, Steinberger et al. dans l'expérience AGS à Brookhaven. Le neutrino associé au 3ème lepton (ν_τ), découvert en 1975 à Stanford, n'a été mis en évidence directement que très récemment en 2000 par l'expérience DONUT de Fermilab. Durant ces trente dernières années, le secteur des neutrinos est devenu mieux défini, notamment par la mesure des courants chargé et neutre (Gargamelle, 1973), tandis que les expériences LEP auprès du collisionneur e^-e^+ du CERN ont démontré en 1990 que le nombre saveurs de neutrinos légers est égal à 3.

Mais si le secteur des neutrinos est aujourd'hui en effervescence, c'est en raison d'une nouvelle observation, en 1998 puis en 1999, celle du phénomène d'oscillations de neutrinos d'une saveur à une autre. Cette observation, qui a été faite auprès de sources de neutrinos distinctes (origine solaire, atmosphérique, etc...), et par des expériences basées sur des principes de détection très dissemblables, semble aujourd'hui irréfutable.

Si le phénomène d'oscillation des neutrinos semble établi pour les neutrinos d'origine solaire, les évidences dans le domaine des neutrinos atmosphériques ne reposent jusqu'alors que sur la mesure d'un déficit de neutrinos de saveur muonique, et l'interprétation la plus probable du déficit de ν_μ par rapport au flux attendu est celle de l'oscillation ν_μ en ν_τ . Il reste cependant à démontrer que des ν_τ apparaissent bien dans un flux de ν_μ : c'est l'objet de l'expérience OPERA.

Dans la première Section je rappelle le contexte théorique de la formulation des oscillations de saveurs de neutrinos. Je passe ensuite brièvement en revue les résultats expérimentaux obtenus qui ont abouti à la mise en évidence de ce processus pour des neutrinos de différentes sources. La Section 2 présente l'expérience OPERA, actuellement en phase de construction, ainsi que les méthodes utilisées pour détecter ces oscillations. J'insisterai alors sur les développements

expérimentaux auxquels j'ai le plus directement contribué : l'élaboration, la validation et la production de l'électronique frontale de lecture du détecteur à scintillateurs.

3.1 Phénoménologie des oscillations de neutrinos

3.1.1 Le formalisme des oscillations

Lorsque les neutrinos sont massifs, les états propres de masse des neutrinos peuvent être différents des états propres de l'interaction faible, de manière analogue au secteur des quarks. Les états propres faibles ν_α sont alors reliés aux états propres de masse ν_i par une matrice unitaire U telle que : $\nu_\alpha = U\nu_i$. Ainsi, un état propre de saveur ν_α à l'instant $t=0$ et en $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0$ peut être décrit comme une combinaison linéaire d'états propres de masses distinctes qui vont se propager à des vitesses différentes dans le vide. Le mélange à (t, \mathbf{x}) sera donc différent de celui en $(t = 0, \mathbf{x}_0)$. La probabilité de transition associée à l'apparition du neutrino ν_β est donnée par :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\sum_i U_{\beta i} e^{-i(E_i t - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{x})} U_{\alpha i}^*|^2$$

où le terme $U_{\alpha i}$ décrit l'amplitude de la probabilité que le neutrino état propre de masse ν_i soit présent dans ν_α à $(0, \mathbf{x}_0)$, le facteur exponentiel décrit la propagation du neutrino ν_i , et le terme $U_{\beta i}$ l'amplitude de probabilité de trouver le neutrino de saveur ν_β associé à ν_i en (t, \mathbf{x}) . Le tout est sommé sur les 3 saveurs possibles. L'équation peut se réécrire :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |U_{\beta i}|^2 |U_{\alpha i}^*|^2 + \text{Re} \sum_{i \neq j} U_{\beta i} U_{\beta j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j}^* e^{-i[(E_i - E_j)t - (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j) \cdot \mathbf{x}]}$$

montrant que les oscillations neutrinos dépendent du temps et de la distance parcourue. Sachant que les masses des neutrinos sont typiquement de l'ordre de l'eV et que les impulsions des neutrinos observés sont de l'ordre du MeV (ν solaires) voire du GeV (ν atmosphériques, accélérateurs), on peut écrire que $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_j = \mathbf{p}$ et $E_i \approx p + m_i^2/2p$. On a alors :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |U_{\beta i}|^2 |U_{\alpha i}^*|^2 + \text{Re} \sum_{i \neq j} U_{\beta i} U_{\beta j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j}^* e^{-i\Delta m_{ij}^2 L/2E}$$

où L est la distance à la source et $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$.

Dans le cas de trois saveurs de neutrinos, les oscillations sont décrites par 2 différences de masse, 3 angles de mélange de la matrice unitaire U notés $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ et par une phase complexe δ_{CP} qui décrit la violation CP dans le Modèle Standard. Si l'on exclut les phases de Majorana, la matrice U prend alors une forme similaire à celle du secteur des quarks :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Ce formalisme à 6 paramètres (avec les Δm_{12}^2 et Δm_{13}^2) peut alors se simplifier dans le cas où $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2$ et si l'on considère que seul le couplage au 3ème neutrino ν_3 (le plus massif) est important. Dans ce cas, l'échange de saveurs de α à β est tel que :

$$P_{\alpha\beta} = 4U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2 \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E_\nu)$$

qui se ramène au cas d'un mélange de deux générations, avec $\sin^2 2\theta_{\alpha\beta} = 4U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2$:

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E_\nu)$$

On peut donc classer les expériences de mesures d'oscillation en fonction des deux paramètres apparus dans la section présente : l'énergie E des neutrinos initiaux, dépendante de leur mode de production ; la distance L entre la source des neutrinos et le détecteur où l'on effectue la mesure du flux.

3.1.2 L'observation des oscillations- ν avant OPERA

Les études des oscillations sont le plus souvent classées selon l'origine des neutrinos. On distingue ainsi les expériences basées sur la détection de ν_e solaires, celles détectant les $\bar{\nu}_e$ produits par les centrales nucléaires, celles utilisant les ν_μ atmosphériques, et enfin les expériences mesurant les ν_μ produits à partir de faisceaux de protons auprès d'accélérateurs. Les résultats de chacune d'entre elles correspondent à un domaine d'énergie E et une distance source-détecteur L qui leur sont propres, et sont interprétés en termes de Δm_{ij}^2 et θ_{ij} .

3.1.2.1 Oscillations des neutrinos solaires : Δm_{13}^2 et θ_{23}

Les neutrinos sont produits par le soleil au cours de la fusion de noyaux d'Hydrogène en Hélium-4. Les cycles de production des neutrinos sont bien connus et leur flux bien modélisé dans le cadre du modèle standard solaire. La production est gouvernée par le cycle $p + p \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu_e$ (cycle pp), et les réactions qui en découlent. Le spectre énergétique des neutrinos est formé d'une composante continue jusqu'à $E < 0.4$ MeV (cycle pp), sur lequel se superposent des raies correspondant à la production du ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma + \nu_e$ et du cycle $p + p + e^- \rightarrow {}^2\text{D} + \nu_e$; enfin on trouve aussi la présence d'une composante continue jusqu'à 14 MeV provenant de la réaction ${}^8\text{B} \rightarrow 2{}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$. Plus énergétiques, ce sont ces derniers qui ont été exploités le plus souvent.

L'expérience SNO, ballon d'un kilo-tonne d'eau lourde D_2O , a permis la première mise en évidence irréfutable du phénomène d'oscillations des neutrinos solaires [46]. Cela a été rendu possible par une sensibilité aux trois saveurs de neutrinos, interagissant soit par courant neutre, soit par courant chargé, soit par diffusion élastique dans le volume du détecteur. Une mesure coïncidente de ces flux a permis de montrer que le flux de ν_e est déficitaire relativement aux prédictions du modèle solaire, confirmant en cela les expériences HOMESTAKE (ν du ${}^7\text{Be}, {}^8\text{B}$) [48], SAGE [49] et GALLEX [51] (ν de basse énergie -cycle pp) ainsi que KamioKande [47] et Super-KamioKande [52]. Mais l'apport majeur de SNO est d'avoir montré que le flux total de neutrinos mesurés, toutes saveurs confondus, est conforme au flux total prédit par le modèle solaire. Comme seuls des ν_e sont produits par les phénomènes de fusion, la seule interprétation possible est que certains de ces ν_e aient oscillé au cours de leur trajet du soleil à la terre en une des deux autres saveurs connues. La solution la plus probable correspond à un

échange entre la 1ère et la 2ème saveur, avec les paramètres suivants [53] :

$$\Delta m_{12}^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{et} \quad \sin^2 2\theta_{12} = 0.76$$

C'est ce que l'on appelle la solution LMA ("Large Mixing Angle") dans le cadre du modèle Mickeyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) qui inclut les effets engendrés par l'interaction des neutrinos avec la matière solaire [54].

3.1.2.2 Oscillations des neutrinos auprès de centrales nucléaires

Les réacteurs nucléaires sont des sources importantes de $\bar{\nu}_e$ qui apparaissent au cours des réactions de fission. La recherche des oscillations des $\bar{\nu}_e$ et leur interprétation en terme d'oscillations de ν_e suppose ici que la symétrie CPT est conservée.

L'expérience CHOOZ, située à proximité de la centrale de Chooz, est constituée d'un scintillateur liquide chargé de Galodinium, détectant les $\bar{\nu}_e$ selon la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ n$. La signature est donc deux photons de 511 keV provenant de l'annihilation du e^+ prompt, et des γ énergétiques (8 MeV) provenant de la capture du neutron.

CHOOZ a réalisé une mesure du flux d'anti-neutrinos ainsi qu'une recherche de distorsion du spectre des $\bar{\nu}_e$ bien déterminé par ailleurs. Ces résultats sont interprétés en terme des paramètres θ_{13} et Δm_{13}^2 . En l'absence de disparition, une zone d'exclusion a pu être établie dans le plan $(\Delta m_{13}^2, \sin^2 2\theta_{13})$ et comparée à celle des autres expériences. Le résultat montre que l'angle θ_{13} est toujours inférieur à 10 degré [50].

L'expérience KamLAND utilise le détecteur SuperK comme moyen de détection des $\bar{\nu}_e$ provenant des centrales situées jusqu'à 200 km. Exposée à l'équivalent de 766 tonne-an, KamLAND mesure un déficit dans le flux de $\bar{\nu}_e$ à 99.995% de niveau de confiance, ainsi qu'une distorsion dans le spectre en énergie observé. Dans le cadre d'une analyse d'oscillations à deux saveurs, les résultats semblent confirmer la zone LMA déterminée par ailleurs. Les paramètres les plus probables résultant de l'ajustement sont [55] :

$$\Delta m^2 = 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{et} \quad \tan^2 \theta = 0.41$$

3.1.2.3 Oscillations des neutrinos atmosphériques : Δm_{23}^2 et θ_{23}

Le phénomène d'oscillations de neutrinos atmosphériques ν_μ est également apparu dans les mesures de l'expérience SuperKamioKande en 1998 [56]. Ces neutrinos sont produits par l'interaction des particules du rayonnement cosmique (principalement des protons) avec l'atmosphère, selon la chaîne de désintégration du pion :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \text{et} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

qui prévoit un rapport ν_μ/ν_e de 2 : 1, connu à 5% près. Les ν détectés ont une énergie couvrant un spectre de quelques centaines de MeV à plusieurs GeV.

SuperK est construit autour d'une cuve d'eau (légère) de 50 kt et détecte la lumière Cerenkov émise lors de la diffusion élastique des ν avec les électrons du milieu : $\nu_X + e \rightarrow \nu_X + e$. La direction incidente peut être reconstruite par la détection du lepton chargé produit, et est mesurée sur l'ensemble de l'angle solide.

L'observable principale est le rapport du flux de ν_μ sur le flux de ν_e , $R = \nu_\mu/\nu_e$, que l'on compare aux prédictions théoriques. Si la mesure du flux de ν_e montre des résultats compatibles avec les prédictions, la valeur observée du rapport ν_μ/ν_e , intégré sur toutes les directions incidentes, montre un déficit de 40% de ν_μ par rapport aux ν_e . De plus, ce déficit de neutrinos ν_μ , déterminé en fonction de l'angle d'incidence, montre que la disparition des ν_μ est plus importante à mesure que l'épaisseur traversée par les neutrinos est grande, maximale pour les ν_μ ayant traversés la terre. L'interprétation de ces résultats favorise ici encore l'hypothèse des oscillations des neutrinos ν_μ en une autre saveur active. La solution la plus probable est que les ν_μ aient oscillé en ν_τ , avec les paramètres suivants [56] :

$$\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad \text{et} \quad \sin^2 2\theta_{23} = 1.0$$

Les oscillations des ν_μ en ν_e sont exclues à plus de 8 écarts standards, tandis que l'oscillation des ν_μ en une saveur encore inconnue et n'interagissant pas avec la matière (neutrino dit "stérile") est exclue à plus de 4 écarts standards.

3.1.2.4 Oscillations des neutrinos sur accélérateurs

La recherche de mise en évidence des oscillations neutrinos auprès d'accélérateurs a débuté dans les années 1980. Ces expériences se fondent sur la production d'un faisceau intense et pur en une saveur de neutrino, dont le spectre en énergie est bien connu, et dans lequel on cherchera à mesurer soit une distorsion du spectre en énergie, soit une disparition de neutrinos de cette saveur, soit encore l'apparition d'une nouvelle saveur de neutrinos.

Toutes ces observables dépendent de la distance source-détecteur. L'expérience K2K, basée au Japon, est située sur un faisceau de ν_μ pur à 99%, d'énergie de 1.4 GeV. Ces neutrinos sont produits par la désintégration de pions et kaons $\pi/K^\pm \rightarrow \nu_\mu \mu^\pm$ lui-même produit par la collision d'un faisceau de protons de 12 GeV sur une cible. Pour une intensité de 4.8×10^{19} protons sur cible (p.o.t), et plus de 110 jours de prise de données, 56 événements ont été observés pour 80 attendus [57]. La distorsion du spectre a été mesurée et l'hypothèse de l'absence d'oscillation de ν_μ en ν_e exclue à 95% CL. La prise de données se poursuit encore actuellement.

Les expériences MINOS [58] et OPERA sont deux projets basés également sur la mesure des paramètres d'oscillations à partir d'un faisceau de ν_μ allant de quelques GeV à 17 GeV. Elles sont localisées à 730 km de la source du faisceau, afin de couvrir la zone $(\Delta m_{23}^2, \theta_{23})$ délimitée par les résultats de SuperKamioKande. A partir d'un faisceau de faible énergie, MINOS est conçue pour mesurer précisément la variation du flux de ν_μ . OPERA sera la première expérience à détecter l'apparition de ν_τ dans un faisceau pur en ν_μ . Les deux expériences devraient aussi être capables de mesurer l'apparition de ν_e ce qui permettrait de contraindre l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [59].

3.2 Le détecteur OPERA et les oscillations neutrinos

L'expérience OPERA [60] est conçue afin de détecter l'apparition de ν_τ dans un faisceau pur en ν_μ produit au CERN. Pour ce faire, OPERA cherche à détecter le lepton τ produit lors de l'interaction de courant chargé du ν_τ avec le matériau cible formé par le détecteur. Ce lepton étant de courte durée de vie, il sera recherché à partir de ses produits de désintégration électronique $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$, muonique $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$ ou hadronique $\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau + n\pi^0$.

3.2.1 Ensemble de détection de l'expérience OPERA

Une vue globale du détecteur est représentée Fig. 3.2.1. La détection des ν_τ repose sur la reconstruction précise des désintégrations du lepton τ dans des films à émulsions qui assurent une précision de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Les interactions avec les neutrinos étant de faible section efficace, il est nécessaire d'utiliser un matériau cible dense : les films à émulsion sont donc assemblés en alternance avec des plaques de Plomb (de 1 mm d'épaisseur) dans lesquelles a lieu le développement en gerbe. Un assemblage de 56 couches de Pb et d'émulsion forme une "brique à émulsion" élémentaire (ou ECC) de dimension $10 \times 12 \times 8 \text{ cm}^3$. Cette dernière est emballée sous vide dans un emballage de papier aluminé selon la technique dite d'origami.

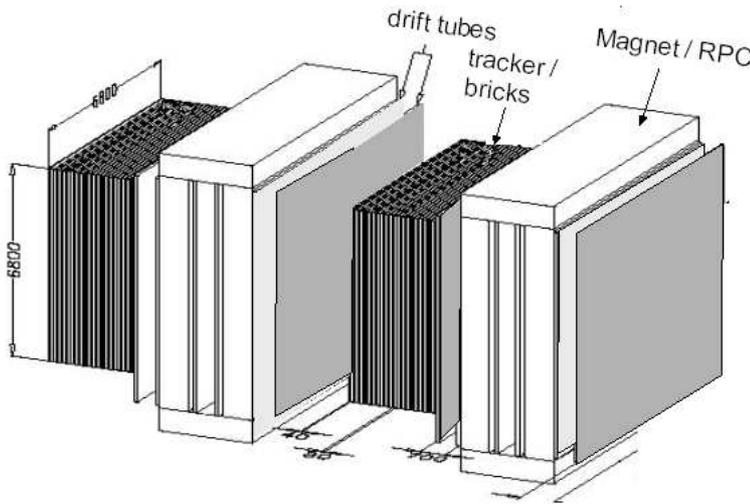


FIG. 3.2.1 – Vue du détecteur OPERA, composé de deux modules de 31 plans de détection chacun, suivi par un spectromètre à muon et de détecteurs de traces de précision

Environ 200000 briques élémentaires de dimension $12 \times 10 \times 8 \text{ cm}^3$ assemblées en 2×31 plans de détection composent les deux modules du détecteur complet, et correspondent à une masse-cible d'environ 1.8 kilotonnes. Le repérage de la (ou des) brique(s) d'émulsion à scanner est assuré par deux plans de scintillateurs plastiques de $6.7 \times 6.7 \text{ m}^2$ placés de part et d'autre de chacun des murs de briques. L'ensemble des 31 plans de détection alternant les murs à émulsion et les scintillateurs forment la partie cible de chacun des deux modules, et est décrite en détail dans la section suivante. Il est à noter que l'épaisseur d'une brique correspond à environ $10 X_0$, ce qui implique que l'utilisation des scintillateurs n'est pas conçue initialement pour la reconstruction

des gerbes initiées dans le Plomb des briques.

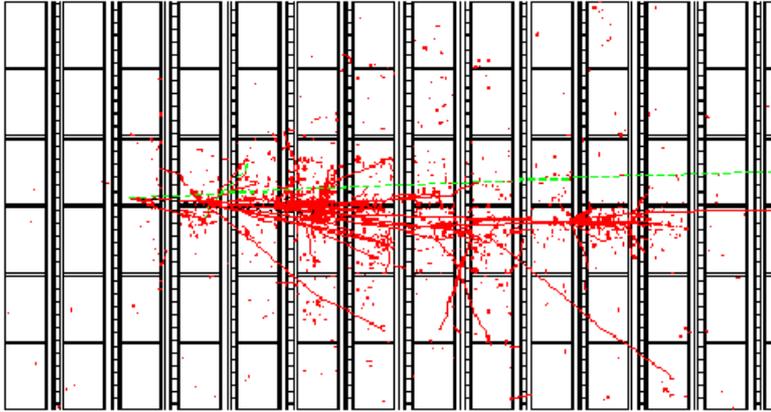


FIG. 3.2.2 – Événement ν_τ avec $\tau \rightarrow \mu$ traversant le détecteur à scintillateurs et les murs de briques ECC

Les deux modules sont complétés chacun par un spectromètre à muons, constitué d'un aimant dipolaire de dimension $8.75 \times 8.0 \text{ m}^2$. Les murs de l'aimant sont composés de deux parois de 5 cm de Fer entre lesquelles sont placés des détecteurs de traces de précision. Ceux-ci sont formés d'une alternance de plans de tubes à dérive et de chambres à plans résistifs (RPC). Les tubes à dérive sont caractérisés par une résolution intrinsèque de 0.3 mm et permettent une reconstruction de la trajectoire et de sa courbure sur une longueur de 1.0 m, résultant en une résolution de 30% sur l'impulsion du muon dans notre domaine d'énergie. Les informations des RPC sont lues selon des pistes de 3 cm de largeur orientées verticalement et horizontalement, sont combinées avec les tubes à dérive pour fournir une reconstruction non ambiguë des trajectoires. Des RPC sont également insérées à l'intérieur de la structure de l'aimant dipolaire pour améliorer l'association des trajectoires reconstruites par les détecteurs de précision des deux bras de l'aimant.

3.2.2 Le détecteur cible à scintillateur d'OPERA

Le détecteur à scintillateurs intéresse particulièrement cette étude puisque j'ai travaillé sur l'électronique frontale utilisée pour l'acquisition des données. Ce détecteur est formé de double-plans encadrant chacun des murs de briques à émulsions, pour un total de 32 par module. Les deux plans sont perpendiculaires l'un à l'autre et sont formés chacun de quatre barreaux de scintillateurs, eux-mêmes composés de 64 pistes de 2.6 cm de largeur, fournissant les coordonnées (X,Y) des points d'impact.

Un plan est représenté Fig. 3.2.3. Les pistes sont obtenues par extrusion et sont recouvertes d'un revêtement incluant du TiO_2 , qui permet une meilleure collection de la lumière. Ces pistes sont traversées en leur centre par une fibre à décalage spectral qui transmet la lumière aux photomultiplicateurs (PM) localisés aux deux extrémités du barreau, comme représenté Fig. 3.2.4. Les photomultiplicateurs convertissent la lumière visible en signal électronique avec un gain dans la gamme de $3 \times 10^5 - 1 \times 10^6$. Un PM multi-anode est formé de 64 étages d'amplification et permet donc la lecture d'un barreau complet. L'électronique de lecture est montée sur la carte

directement accolée à l'arrière du PM pour la partie analogique, elle-même montée en mezzanine sur la carte d'acquisition assurant la numérisation des données. La lecture de chaque barreau est faite aux deux extrémités par un PM multi-anode, pour un total de 16 PMs par plan de scintillateurs, soit 992 PMs pour l'expérience OPERA.

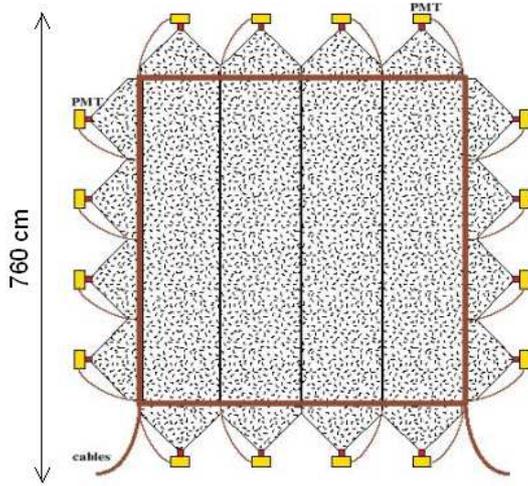


FIG. 3.2.3 – Plan des barreaux de scintillateurs utilisés pour OPERA

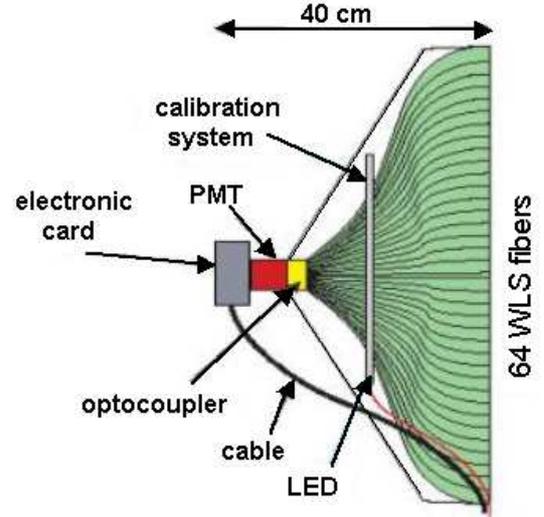


FIG. 3.2.4 – Connexion des 64 canaux du barreau au photomultiplicateur

3.2.3 Stratégie de mesure des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

Le nombre d'événements attendus est fonction de la valeur de Δm^2 . Expérimentalement, ce nombre dépend de l'intensité du faisceau de ν_μ produit par le CERN et de la masse cible représentée par le détecteur. Pour une distance source-détecteur de 732 km et une énergie du faisceau de ν_μ de l'ordre de $\langle E_\nu \rangle \approx 17$ GeV, la sensibilité d'OPERA permet ainsi de couvrir la gamme de différence de masse $\Delta m^2 \approx 1 - 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, qui correspond aux résultats obtenus par SuperKamiokande. Le nombre d'événements attendus dans le détecteur pour un faisceau d'intensité 6.7×10^{19} p.o.t/an en 5 ans de prises de données est de 32 événements ν_τ (CC) pour $\Delta m^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et 127 pour $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Ces chiffres, obtenus avant l'application de critères de sélection, montrent qu'il est crucial d'assurer une efficacité optimale de sélection. L'efficacité de sélection des désintégrations du lepton τ dans un état final f est donné par :

$$\epsilon_{\tau \rightarrow f} = \text{BR}(\tau \rightarrow f) \times (\epsilon_{\text{trigger}}(f) \times \epsilon_{\text{brick finding}}(f) \times \epsilon_{\text{scanning}}(f))$$

Le 1^{er} terme est relatif aux rapports d'embranchement du signal pour une désintégration du lepton τ et vaut par exemple $\text{BR} = 17.8 \pm 0.07\%$ pour le canal électron, $\text{BR} = 17.4 \pm 0.06\%$ pour le canal muon, et $\text{BR} = 49.5 \pm 0.1\%$ pour le mode hadronique. Pour chacun des états finaux, il faut alors prendre en compte :

- L’efficacité de déclenchement $\epsilon_{\text{trigger}}$, qui dépend de la nature des particules apparues et de la topologie de l’événement traversant le détecteur. Cette efficacité est directement liée à la capacité du détecteur cible (et spectromètre, dans une moindre mesure) de repérer le passage de particules chargées dans les scintillateurs, ie : des particules au minimum d’ionisation (ou MIP) pour les muons ou pions chargés, ainsi que des gerbes initiées dans le Plomb des briques à émulsions.
- L’efficacité d’identification de la brique candidate dans laquelle s’est déroulée la désintégration du lepton τ . Elle est évaluée à partir des scintillateurs et des spectromètres et elle dépend du nombre de briques que l’on s’autorise à enlever et à analyser en vue d’une recherche de vertex par le “scanning” des émulsions.

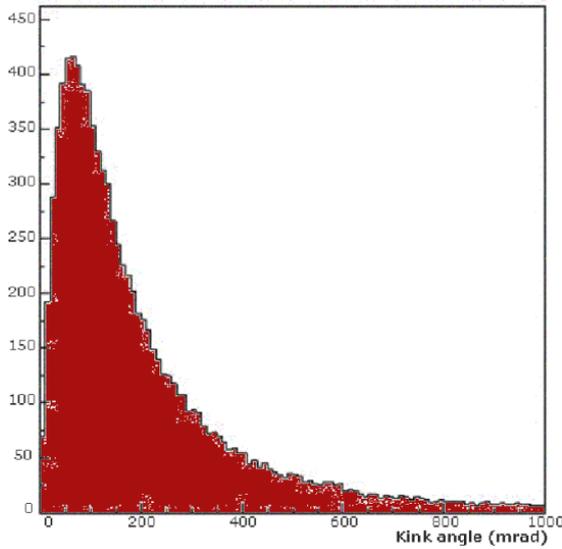


FIG. 3.2.5 – Angle (ou “kink”) entre la direction du τ et l’électron issu de la désintégration du τ en mrad

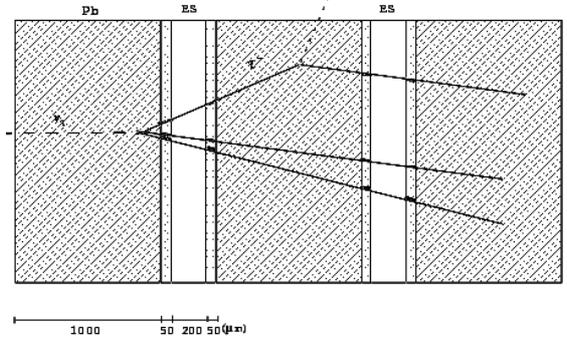


FIG. 3.2.6 – Schéma d’une interaction par courant chargé du $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow e\nu_e$ dans une brique à émulsion

- L’efficacité de reconstruction exclusive de la désintégration du τ à partir de l’analyse des émulsions de la brique ECC. Cette dernière dépend de la localisation du vertex dans la brique et de la longueur de désintégration du τ . On catégorise les interactions selon 2 types : les événements de diffusion profondément inélastiques (DIS) et les événements quasi-élastiques (QE). Les désintégrations du τ sont alors classées comme “courte” ou “longue” selon qu’elle se déroule dans la couche même de Pb qui a été le siège de l’interaction du ν_τ , ou dans une couche ultérieure.

On note que les deux premiers termes font jouer un rôle important au détecteur cible à scintillateurs, puisque ce dernier participe au déclenchement de l’acquisition ainsi qu’au processus d’identification de la brique ECC candidate contenant le vertex du ν_τ . Les études préparatoires donnent une efficacité totale de l’ordre de 9.1% dans les 3 canaux de recherche principaux de

désintégration du τ , ainsi qu'il est reporté dans la table 3.1 pour les principaux canaux de recherche. Ces performances impliquent une efficacité de déclenchement $\epsilon_{\text{trigger}} > 99\%$ et de reconstruction dans les briques à émulsions de $\epsilon_{\text{brick finding}} \approx 80\%$. Ces chiffres varient selon la topologie du signal et le nombre de briques que l'on s'autorise à retirer du détecteur pour un scan fin. Il faut noter que les algorithmes d'identification de la brique font appel à des réseaux

Canal	long DIS	long QE	court DIS	Total
$\tau \rightarrow e$	2.7%	2.3%	1.3%	3.4%
$\tau \rightarrow \mu$	2.4%	2.5%	0.7%	2.8%
$\tau \rightarrow h$	2.8%	3.5%	—%	2.9%
Total	7.9%	8.3%	2.0%	9.1%

TAB. 3.1 – *Efficacité de sélection des τ issus de l'interaction des ν_τ avec la matière*

de neurones basés sur les dépôts d'énergie mesurés dans les scintillateurs et sur leur localisation spatiale. Il est donc essentiel d'assurer une acquisition adéquate à la détection des particules au minimum d'ionisation (μ, π^+ etc...), ainsi qu'une mesure fiable de l'énergie pour les gerbes électromagnétiques traversant les scintillateurs. Ces exigences ont conditionné la conception et la réalisation de l'électronique frontale.

3.3 L'électronique frontale du détecteur de traces à scintillateur

L'électronique de lecture des photomultiplicateurs utilisée pour la lecture des scintillateurs comprend près de 2000 circuits intégrés, deux par PM, pour un total de 64000 canaux de lecture. La conception et la validation a nécessité environ 3 ans, en incluant le dessin et le test de 3 prototypes et la réalisation d'un banc-test réaliste intégrant, dans la chaîne de lecture, le PM multi-anode et le circuit. Les études, résultats et performances de ces prototypes ont fait l'objet de notes internes [65][66][67][68] et d'une publication [69]. L'ensemble des circuits nécessaire à la collaboration a été validé et livré en Décembre 2003.

3.3.1 Cahier des charges

Les exigences sur l'électronique frontale sont dictées par les objectifs physiques et les contraintes techniques. Parmi les objectifs physiques :

- Mesurer l'énergie déposée dans les scintillateurs avec une précision suffisante pour différencier les types d'événements interagissant dans le détecteur, et permettre une première classification des événements en fonction de la présence d'un muon ou d'une gerbe électromagnétique, ainsi que le montre la Fig. 3.3.7. Pour cela, l'électronique d'acquisition doit garantir une bonne linéarité de la réponse en énergie sur la gamme d'intérêt, qui va de 1 à 100 photoélectrons, correspondant à une gamme de 160 fC à 16 pC.

- Assurer une excellente efficacité de détection des particules au minimum d’ionisation (ou MIP), comme les muons et les pions chargés, afin de reconstruire de façon fiable la trajectoire de ces particules à travers les plans de scintillateur jusqu’au trajectographe et au spectromètre à muons. L’information des scintillateurs étant de plus utilisée pour le déclenchement de l’enregistrement de l’événement, il est indispensable d’assurer un taux de déclenchement global de 100% sur des interactions du ν_τ impliquant la production de ces particules. Typiquement, un MIP traversant le centre du scintillateur dépose environ 6 photoélectrons (ou p.e). La longueur d’atténuation de la fibre est d’environ 700 cm (voir la Fig. 3.3.8). Cette contrainte requiert donc l’usage d’un seuil de détection aussi faible que 1/3 p.e, ce qui correspond à 50 fC pour un gain de 10^6 du PM. A ce niveau, une bonne maîtrise du niveau de bruit électronique est nécessaire.

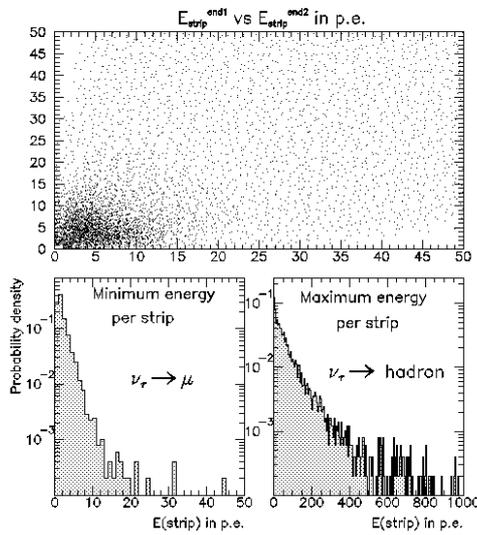


FIG. 3.3.7 – Gamme dynamique de deux processus physiques d’intérêt. La figure du haut représente l’énergie par piste telle qu’elle est mesurée aux deux extrémités du scintillateur. La figure du bas représente respectivement les minima et maxima d’énergie déposés par piste à une extrémité pour des événements $\nu_\tau \rightarrow \mu$ et $\nu_\tau \rightarrow$ hadrons

Les contraintes d’ordre technique reposent sur l’adéquation nécessaire entre les signaux de PM et l’électronique. Elles imposent tout d’abord au circuit intégré d’avoir une bande passante relativement large pour traiter le pulse rapide du PM (quelques ns). Les PMs Hamamatsu utilisés par OPERA sont composés de 64 anodes (ou pixels). Or, pour une tension d’alimentation du PM de 800 V permettant d’atteindre une amplification nominale moyenne de 10^6 , on observe une non-uniformité dans la réponse (Fig. 3.3.9) allant jusqu’à 300% dans les gains des pixels [63]. L’électronique doit donc corriger ces variations inter-anodales afin d’optimiser l’usage de la bande passante du détecteur.

3.3.2 Dessin du circuit intégré

Le circuit intégré est conçu en technologie AMS BiCMOS 0.8μ . Il comprend 32 canaux avec entrées individuelles. Chaque canal est relié à une anode du PM multi-anode. Il comprend un préamplificateur à gain variable suivi de deux branches parallèles, une de mise en forme rapide utilisée pour le déclenchement, et une voie de mise en forme lente, utilisée pour la détermination

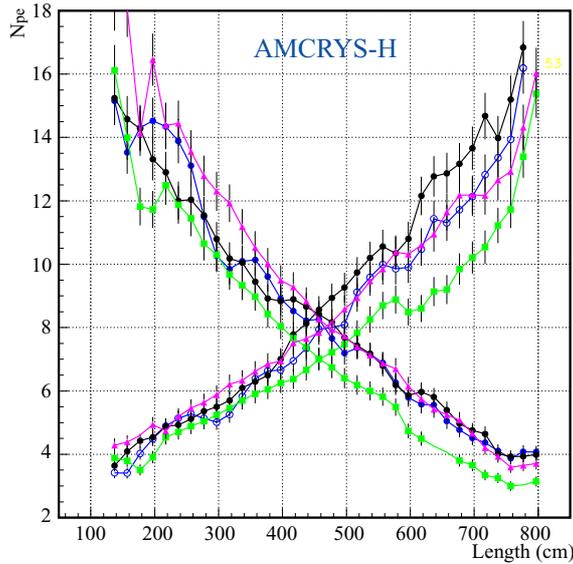


FIG. 3.3.8 – Atténuation de la lumière en fonction de la distance au PM pour un dépôt d'1 MIP au centre de la piste, vue aux deux extrémités du barreau

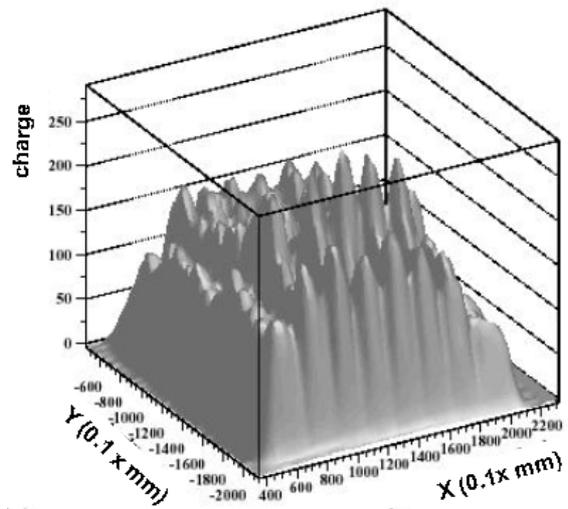


FIG. 3.3.9 – Gain mesuré en X, Y le long des 64 pixels du PM H7546 Hamamatsu

de la charge totale. L'architecture plus détaillée d'un canal comprend donc :

- Le préamplificateur, qui inclut une première étape d'amplification conçue comme une "super-base" commune. Avec cette architecture, l'impédance d'entrée est fixée à une valeur très faible (environ 100Ω) tout en gardant des faibles niveaux de courants dans les branches des miroirs de courant. L'amplification du signal injecté est assurée par l'usage d'une structure de miroirs de courant comprenant six branches commutables, qui permet d'ajouter au signal d'entrée un certain nombre de fois sa valeur multipliée par un facteur 2, 1, 0.5, 0.25, 0.125 et 0.0625. L'activation des commutateurs permet ainsi d'obtenir un gain allant de 0 (extinction du canal) à 3.94. Après amplification, deux copies du courant sont produites : l'une est dirigée vers le bras assurant le déclenchement de l'acquisition (voie rapide), l'autre vers le bras de mesure de la charge (voie lente).
- La voie rapide, caractérisée par une mise en forme de temps caractéristique $\tau = 10$ ns. Elle comprend une entrée différentielle utilisée pour minimiser la dispersion des seuils de déclenchement effectifs des 32 voies du circuit. Le shaper rapide est suivi d'un comparateur incluant une paire différentielle afin, là encore, de réduire les variations de seuil.
- La voie de mesure de charge, qui comprend une mise en forme de temps caractéristique de quelques 150 ns, suivie d'un système d'échantillonnage du signal. Le pulse de tension sortant de l'intégrateur est mis en forme par une structure dite de Sallen-Key. Le temps de montée résultant est de 160 ns avec une dispersion au sein des 32 canaux de ± 4 ns. Une nouvelle fois, afin de limiter la dispersion du seuil (piédestal) dans la lecture de la charge, une structure différentielle a été utilisée. Le système d'échantillonnage ("Sample

and Hold”) est construit selon une configuration différentielle qui assure également une dispersion minimale des piédestaux.

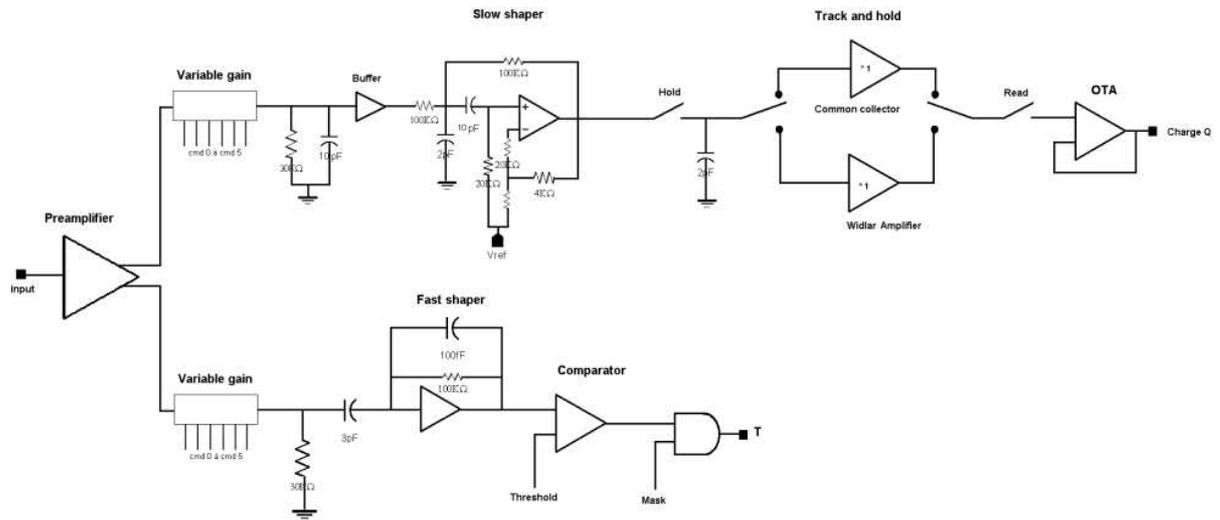


FIG. 3.3.10 – Architecture d’une voie individuelle du circuit intégré

Une décision de déclenchement positive est prise lorsque l’une au moins des 32 voies rapides du circuit détecte un signal au-dessus d’un seuil fixé par l’utilisateur. Les 32 voies de mesure de charge sont alors lues et reformatées en une sortie multiplexée à une vitesse de 5 MHz, soit un temps de lecture de 6.4 μs . Le signal est alors transféré dans un ADC pour la numérisation.

3.3.3 Performances du circuit électronique

3.3.3.1 Le préamplificateur à gain ajustable

La correction des gains a été testée sur l’ensemble des voies pour les 6 configurations possibles de miroirs de courant. La Fig. 3.3.11 représente la forme du signal pour 32 corrections de gain appliquées à un canal individuel. Le gain effectif maximal obtenu est de 3.55 pour 3.94 attendu, en raison de pertes dans la structure du miroir. Ce résultat permet de répondre au cahier des charges qui fait état d’un facteur de correction de 3.0 au maximum entre les différents canaux du même photomultiplicateur.

Des courants (miroirs) circulant dans les différents étages du préamplificateur, il est important de conserver un niveau de bruit électronique faible en sortie. Le bruit équivalent en charge (ENC) a été mesuré en fonction des temps caractéristiques de mise en forme du signal. Il est représenté Fig. 3.3.12. Pour des temps caractéristiques correspondant aussi bien à la voie rapide (10 ns) qu’à la voie lente (160 ns), la dispersion (RMS) du bruit reste en-deçà de 1% photoélectron, ce qui n’affecte pas de manière significative les capacités de déclenchement ou de mesure de charge.

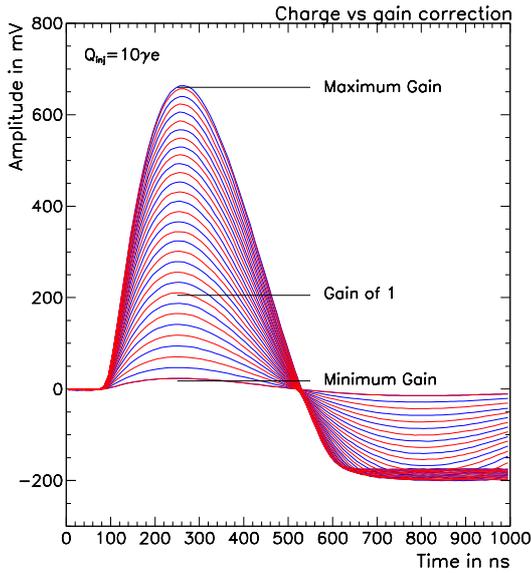


FIG. 3.3.11 – Forme du signal sortant du shaper lent pour une charge injectée de 10 p.e et pour 32 niveaux de préamplification (parmi 64 possibles)

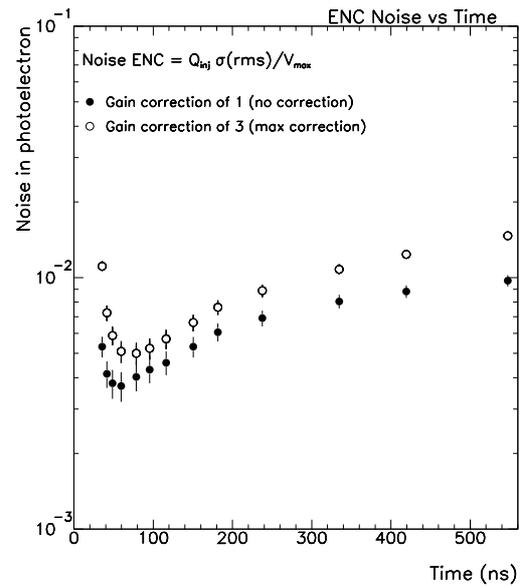


FIG. 3.3.12 – Bruit RMS en équivalent charge en fonction du temps caractéristique d'intégration choisi

3.3.3.2 Le déclenchement (voie rapide)

La mise en forme rapide est caractérisée par un gain de 2.5 V/pC, soit 400 mV/p.e avec un temps de montée de 10 ns pour un gain de 1. Ce gain varie peu avec le niveau de correction du préamplificateur. Le signal de sortie du comparateur est converti en un signal de 0.5 V. La Fig. 3.3.13 montre la forme de ce signal en fonction du temps mesuré pour des charges injectées allant de 0.125 à 100 p.e. Il apparaît que le temps de montée du signal de déclenchement est relativement insensible à la charge injectée, puisque le passage de 0.1 à 100 p.e n'induit qu'un retard de 15 ns environ. Ce retard n'affecte que très peu la mesure de la charge par la voie lente comme on le verra dans la suite. Les courbes d'efficacité individuelle des 32 voies sont tracées en fonction de la charge injectée et sont représentées sur la Fig. 3.3.14 pour des gains de 1 et 3. Une efficacité de 100% est obtenue pour des charges injectées de 1/10 p.e. De plus, la dispersion du seuil pour les 32 voies est inférieure à 3% p.e, ce qui témoigne de la stabilité du seuil de déclenchement. Le bruit au niveau de la sortie du shaper rapide a été mesuré directement au niveau de 0.5% p.e pour un gain unité et 1,2% p.e pour un gain maximal, ce qui n'affecte pas de manière significative les performances du déclenchement pour un seuil fixé à 30% de p.e.

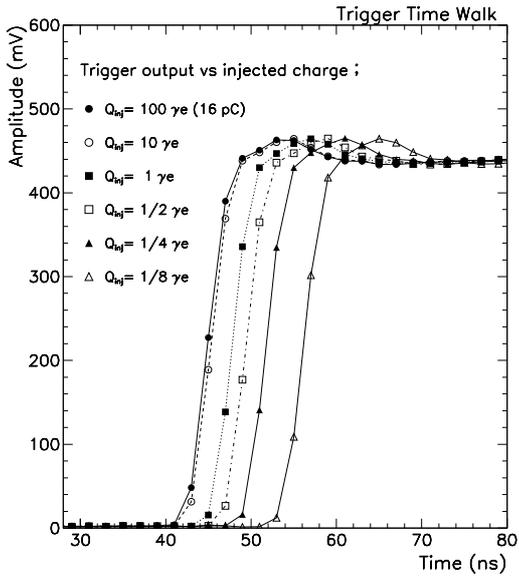


FIG. 3.3.13 – Forme et réponse du signal de déclenchement en fonction du temps pour des charges en entrée de 100 p.e. à 1/8 p.e. Le seuil utilisé est de 0.1 p.e

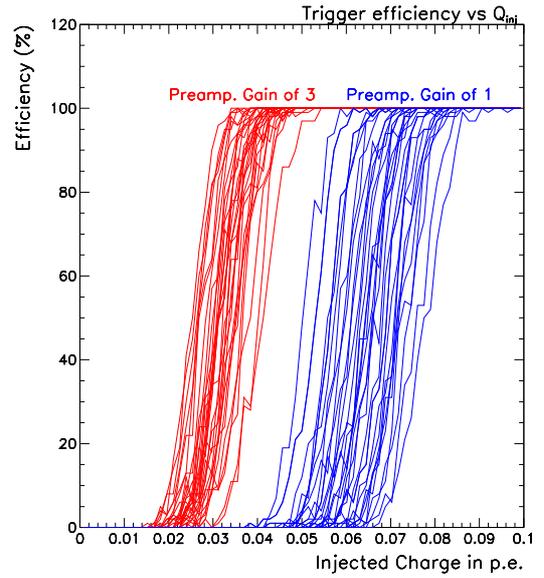


FIG. 3.3.14 – Courbe d'efficacité de déclenchement en fonction de la charge d'entrée pour les 32 canaux individuels en fonction de la charge injectée et pour deux gains (1 et 3)

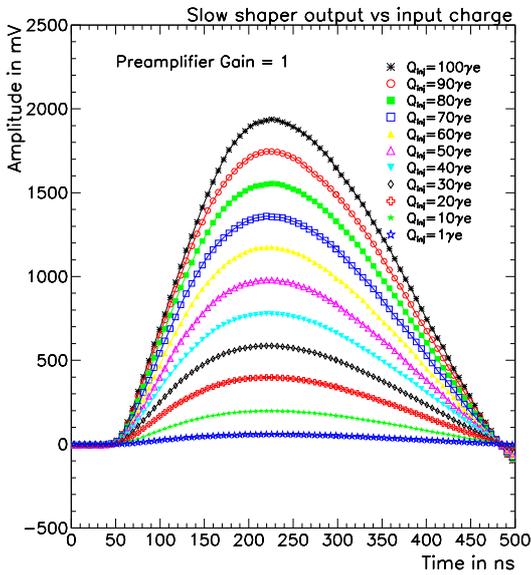


FIG. 3.3.15 – Signal de sortie de la voie lente en fonction du temps pour différentes charges injectées en entrée échelonnées de 1, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 et 100 photoélectrons

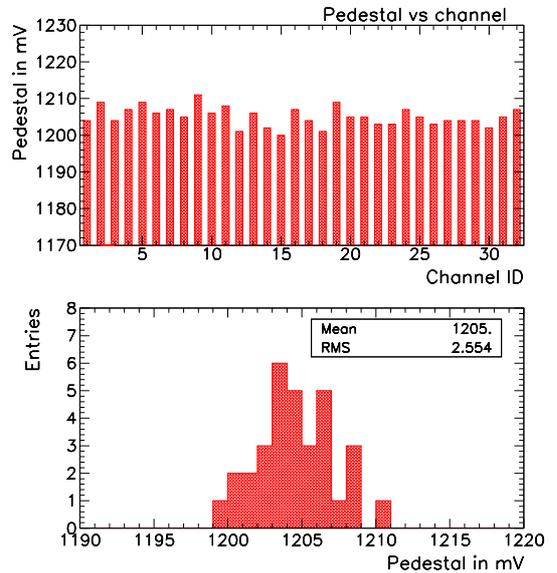


FIG. 3.3.16 – Piédestaux mesurés en fonction du numero de canal (en haut) et distribution de ces piédestaux, pour les 32 canaux du circuit

3.3.3.3 La voie mesure de la charge (voie lente)

La réponse de la voie lente en fonction du temps est représentée sur la Fig. 3.3.15 pour des charges injectées allant de 1 à 100 p.e. Le gain moyen est d'environ 19 mV/p.e. Les résultats sont relativement stables sur les 32 voies de l'ASIC puisque la variation canal par canal montre un RMS de 1.2%. Le temps de montée moyen du signal est de 160 ns avec une dispersion inférieure à ± 4 ns entre les 32 voies. Le temps de montée, comme le gain, sont cependant relativement indépendants du niveau d'amplification fixé pour le préamplificateur, ce qui est important pour assurer une bonne mesure sur notre gamme dynamique.

Le choix d'une constante de temps élevée est justifié par la nécessité de limiter l'influence d'une variation du moment d'échantillonnage. Ainsi, sur un plateau autour du maximum, une variation de ± 10 ns n'induit pas d'effet supérieur à 0.5% sur la mesure de la charge.

Un autre point important est la linéarité de la réponse en énergie du circuit. La linéarité a été déterminée pour les 32 voies pour une charge injectée de 1 à 100 p.e. et en comparant les mesures à la valeur attendue dans le cas d'une linéarité parfaite. La Fig. 3.3.17, qui représente l'écart en %, témoigne d'une linéarité meilleure que 2% sur toute la gamme dynamique. La dépendance au facteur de correction de gain par le préamplificateur a été vérifiée : la Fig. 3.3.18 montre la linéarité pour un gain unité, où 1 p.e est équivalent à 160 fC, pour un gain de 2 où 1 p.e correspond à 80 fC, et pour un gain maximal, où 1 p.e correspond à 40 fC. Dans tous les cas, une bonne linéarité est assurée sur notre gamme physique.

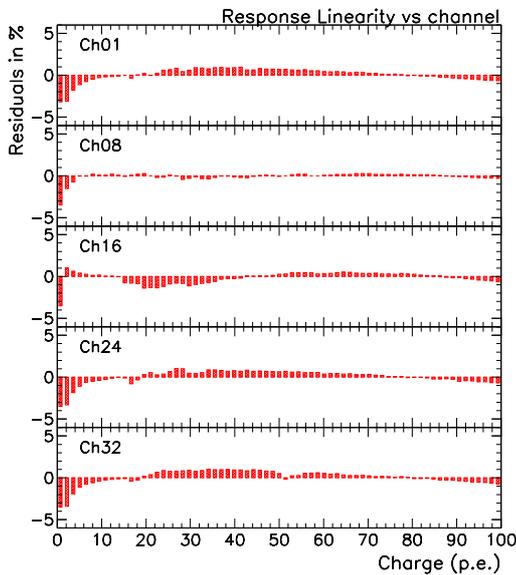


FIG. 3.3.17 — Résidus calculés pour 5 canaux comme la différence entre le point de mesure et la valeur attendue dans le cas d'une parfaite linéarité

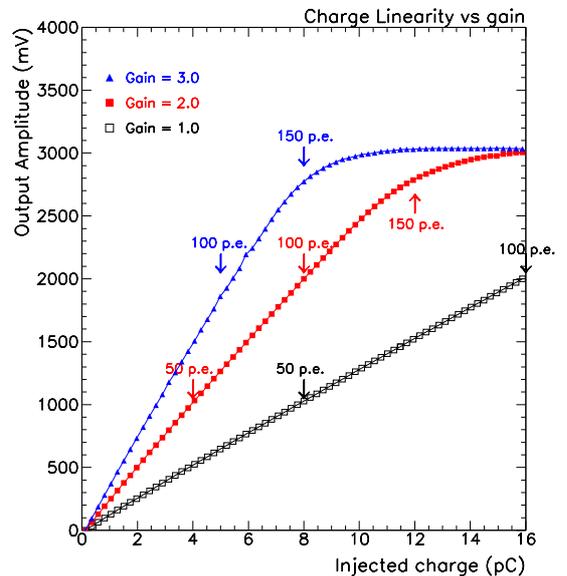


FIG. 3.3.18 — Linéarité de la réponse sur la charge mesurée en fonction de la charge injectée pour trois valeurs de gains (1, 2 et 3.5) du préamplificateur

3.3.3.4 Couplage du circuit au photomultiplicateur

Les tests précédents concernent le circuit intégré seul. J'ai réalisé une chaîne complète allant du photomultiplicateur au circuit intégré, et incluant un pulseur de lumière, une fibre claire, un photomultiplicateur multi-anode monté sur translateurs afin de sélectionner la zone illuminée, et le circuit intégré à tester. Les mesures ont aussi permis de déterminer les taux de comptage obscur ainsi que les spectres correspondants, et de valider leur compatibilité avec l'usage du circuit intégré. La Fig. 3.3.19 montre le spectre d'accumulation correspondant à 1 p.e, obtenu en illuminant une zone correspondant à 8 fibres et en déclenchant (par le "OU" logique des 8 canaux) l'acquisition avec un seuil de 0.015 p.e.

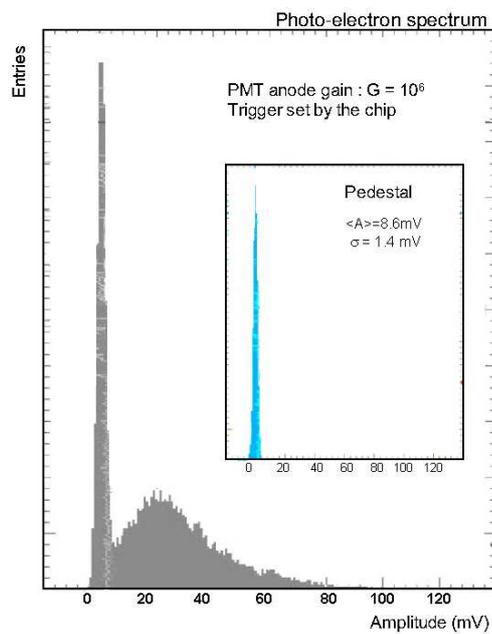


FIG. 3.3.19 – Vue du spectre d'accumulation de 1-photoélectron. Le signal lumineux est envoyé via une LED à 8 canaux du PM et le circuit est utilisé pour déclencher à un seuil de 0.015 p.e.

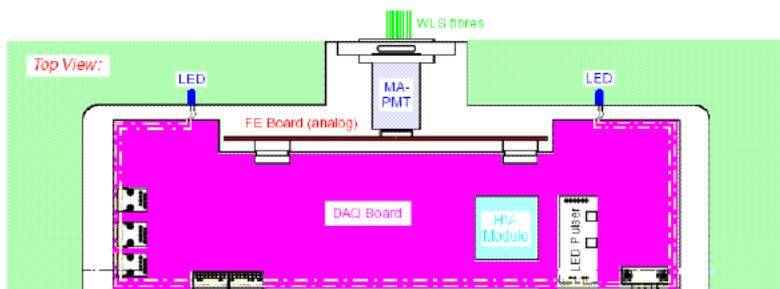


FIG. 3.3.20 – Carte d'acquisition des 992 PM utilisés à OPERA pour l'ensemble du détecteur à scintillateurs. La carte analogique contenant le circuit intégré est fixée directement à l'arrière du PM, et s'intègre au châssis digital qui lui est perpendiculaire

3.3.4 Intégration dans l'ensemble d'acquisition

Les circuits sont intégrés à une carte dite analogique qui contient en outre le convertisseur analogique-numérique (ADC). Des prototypes de cette carte sont en cours de tests. La carte analogique elle-même s'intégrera sur le châssis de la carte d'acquisition digitale, ainsi qu'il est montré sur la Fig. 3.3.20. La carte DAQ, qui procède par liaison ethernet, permet le chargement des corrections de gains individuelles et le chargement du seuil de déclenchement de chaque PM. L'architecture DAQ assure également la synchronisation temporelle de l'ensemble des signaux de ces cartes et fournit les données à des stations de travail utilisées pour la reconstruction rapide des événements dans l'ensemble du détecteur.

3.4 Conclusion

Plus de 2000 circuits intégrés ont été réalisés pour l'expérience OPERA afin d'équiper les cartes électroniques frontales des scintillateurs. Les performances mesurées sur les circuits finaux ont montré une parfaite adéquation aux exigences du cahier des charges, des signaux physiques invoqués aux contraintes technologiques. Les conséquences directes en sont une haute efficacité de déclenchement, ainsi qu'une bonne sensibilité à l'énergie déposée dans les barreaux de scintillateur, ce qui est un des ingrédients principaux des algorithmes d'identification de la brique contenant l'interaction neutrino.

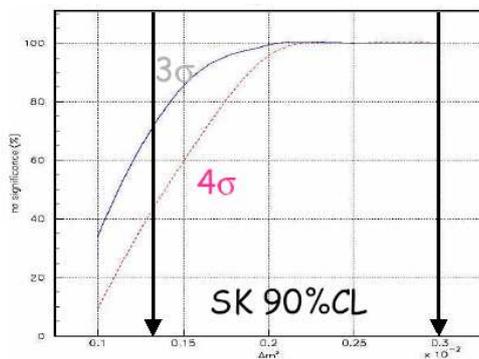


FIG. 3.4.21 – Sensibilité en terme d'exclusion du domaine de masse défini par SuperK

OPERA est actuellement en construction. Les murs du détecteur à scintillateur sont produits à un rythme régulier et en voie de montage au Gran Sasso. Des tests des cartes digitale et numériques se déroulent en parallèle. L'ensemble devrait être prêt pour une prise de données prévue en 2006.

La sensibilité présente d'OPERA aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est de 4.7 événements ν_τ attendus pour $\Delta m^2 = 1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 11 si $\Delta m^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, et 24.6 si $\Delta m^2 = 3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, pour 1.6 événement de fond. La zone permise par SuperK est donc couverte, comme le montre la Fig. 3.4.21 qui montre la sensibilité d'OPERA en terme d'exclusion à 90% de niveau de confiance en fonction de Δm^2 .

Chapitre 4

Perspectives

Les expériences du LHC ont été conçues afin d'étudier les phénomènes physiques autour et au-delà de l'échelle d'énergie de la brisure de la symétrie électro-faible. Elles devraient en particulier nous conduire à identifier le mécanisme de génération des masses des particules, qu'il soit associé à la présence de boson(s) de Higgs ou non.

J'ai rejoint en 2004 l'expérience ATLAS et me suis engagé dans des activités au sein du groupe "Calorimétrie". En particulier, je compte participer au développement d'algorithmes servant à la description des cellules du calorimètre électromagnétique et hadronique dans le software de simulation et de reconstruction d'ATLAS. Je compte également m'investir dans l'installation et la validation de l'électronique frontale du calorimètre électromagnétique, ainsi que dans les tests en faisceau prévus d'ici le démarrage de l'expérience.

Enfin j'ai commencé à étudier les possibilités de la recherche d'un boson de Higgs chargé, prévu par les principales extensions au Modèle Standard. Cette recherche implique les mesures de précision liées aux propriétés du quark top. Dans ce cadre, mon activité inclura le développement d'algorithmes d'identification des électrons dans le calorimètre électromagnétique, et en particulier d'électrons dans les jets de particules.

4.1 Activité expérimentale

4.1.1 Le collisionneur LHC et l'expérience ATLAS

Le LHC est un collisionneur proton-proton conçu pour délivrer des faisceaux de haute énergie et de grande intensité. L'énergie disponible dans le centre de masse des collisions de 14 TeV devrait permettre l'observation de particules lourdes, non encore apparues dans les collisionneurs de plus faible énergie. Une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ doit, quant à elle, permettre la mise en évidence de processus physiques rares.

L'expérience ATLAS est conçue pour exploiter au mieux les potentialités de la physique à haute énergie. ATLAS est composé d'un détecteur interne encastré dans un aimant solénoïdal supraconducteur générant un champ de 2 Tesla. Cet ensemble est composé d'un trajectographe utilisant le rayonnement de transition (TRT) et d'un détecteur de traces basé sur l'usage de

semi-conducteurs (SCT), permettant la détection de vertex déplacés.

Le calorimètre d'ATLAS est un des atouts majeurs de l'expérience. Il est basé sur l'usage de deux technologies distinctes : des calorimètres à Argon Liquide sont utilisés pour la calorimétrie électromagnétique et les calorimètres hadroniques dans la région des "bouchons", tandis que des tuiles scintillantes sont utilisées pour la calorimétrie hadronique dans la région centrale. Ce qui fait la spécificité du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est qu'il est construit à partir d'un empilement d'absorbeur (Plomb) et d'électrodes de lecture pliées en forme d'accordéon, ce qui permet d'éviter toute zone morte, et d'être hermétique. Ce calorimètre a été étudié afin d'assurer une bonne résolution sur la mesure d'énergie, sur une large gamme dynamique afin de couvrir au mieux la gamme des signaux physiques possibles.

La détection des muons a été l'un des critères importants du dessin de l'expérience ATLAS. Les muons de grande impulsion constituent en effet une signature particulièrement claire de processus physiques de haute énergie. L'ensemble de détection est constitué par un spectromètre de bonne résolution permettant le déclenchement et la mesure de l'impulsion sur une large gamme d'énergie, selon une grande couverture en η et en Φ . Des chambres composées de tubes à dérive sont utilisées dans la région des bouchons tandis que des RPC sont utilisées pour la région centrale.

4.1.2 Activité dans la calorimétrie à Argon Liquide

Mon activité portera essentiellement sur la calorimétrie. En effet, les canaux de recherche que je compte exploiter produisent un ou plusieurs électrons, présents notamment dans les désintégrations du quark top. Ainsi, au niveau expérimental, je compte m'investir dans l'installation et de validation de l'électronique frontale du calorimètre à Argon liquide. Il est prévu que cette procédure débute au début de l'année 2005 et s'étende sur un an et demi, jusqu'au démarrage de la prise de données. Au niveau software, j'ai intégré le groupe de simulation du calorimètre, et ai entamé un travail sur la mise au point d'identificateurs des cellules calorimétrique. Cette interface permet par exemple d'établir le lien de façon bi-univoque entre la description technique de la cellule (numérotation de câble, position sur la carte électronique, numéro de canal, etc...) et sa description géométrique (localisation en η, Φ). Par la suite, elle doit aussi permettre d'accéder à toutes les informations concernant le canal de lecture (étalonnage, haute tension de l'électrode). Cette interface est intégrée dans les algorithmes de reconstruction du software ATLAS, et est utilisée pour l'analyse des événements simulés ou réels (faisceau-tests).

4.2 La recherche du Higgs chargé par les mesures de précision

La recherche du boson de Higgs chargé peut être effectuée de deux manières, permettant les tests de cohérence interne du modèle utilisé. La recherche directe procède par l'identification des produits de désintégration du Higgs chargé. La recherche indirecte repose sur la mesure

précise de section efficace de processus bien connus et sensibles à la présence d'un boson de Higgs. C'est cette dernière approche que je considérerai, et que je développerai dans le contexte de l'encadrement d'une thèse, commençant à l'automne 2004.

4.2.1 Les bosons de Higgs au-delà du Modèle Standard

Le cadre théorique de la supersymétrie est l'un des plus attractifs. Il permet de résoudre la plupart des insuffisances théoriques du Modèle Standard. Il prévoit aussi l'unification des constantes de couplage faible, forte et électromagnétique à une échelle d'énergie unique $\Lambda = 10^{16}$ GeV. En plus du doublement du nombre de particules, les principaux modèles supersymétriques prévoient un secteur de Higgs étendu. Dans le modèle minimal supersymétrique deux doublets de Higgs sont nécessaires pour engendrer les masses des particules et de leurs partenaires supersymétriques. Le premier se couple aux fermions "down" $\Phi_d \equiv (\Phi_d^0, \Phi_d^-)$, tandis que l'autre se couple aux fermions "up" $\Phi_u^0 \equiv (\Phi_u^0, \Phi_u^+)$. La phénoménologie qui en résulte se caractérise par la présence de cinq états physiques, ou bosons de Higgs :

- deux états chargés : H^+ et H^- , combinaison linéaire des composantes Φ_u^\pm et Φ_d^\pm des doublets de Higgs;
- deux états neutres : h et H avec par convention $m_h < m_H$, et définis par une matrice de mélange des états Φ_d^0 et Φ_u^0 , caractérisée par l'angle de mélange α ;
- un état neutre et pseudo-scalaire : A .

Le modèle supersymétrique impose des contraintes fortes au secteur des Higgs. A l'ordre 0 de la théorie, ce domaine peut être décrit à partir de 2 paramètres, choisis comme étant $\tan \beta$, le rapport des valeurs moyennes des deux champs de Higgs dans le vide, et une des cinq masses. Conventionnellement, la masse m_A est choisie. La relation de masse la plus intéressante concerne la masse du Higgs le plus léger m_h , qui, à l'ordre 0 de la théorie, est telle que :

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

ce qui a pour conséquence importante sur le Higgs le plus léger :

$$m_h^2 \leq m_Z^2 \cos(2\beta) \leq m_Z^2$$

En fait, les corrections d'ordres supérieurs modifient cette relation. Elles font intervenir des boucles contenant les particules standard et leurs super-partenaires, introduisant donc une dépendance en l'échelle de masse de ces dernières. Un autre paramètre affectant la masse est le paramètre décrivant le mélange des états propres des squarks lourds $X_{\tilde{t}}$ comme le \tilde{t} . La limite supérieure du Higgs le plus léger peut s'écrire [13] :

$$m_h^2 \leq m_Z^2 + \frac{3g^2 m_{\tilde{t}}^4}{8\pi^2 m_W^2} \left(\ln\left(\frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2}\right) + X_{\tilde{t}}^2 \left(1 - \frac{X_{\tilde{t}}^2}{12}\right) \right)$$

et établit la limite supérieure du Higgs le plus léger à 130 GeV/c² pour les valeurs les plus élevées de $\tan \beta$ et la valeur maximale du terme de mélange $X_{\tilde{t}}$. La Fig. 4.2.1 résume l'ensemble

des contraintes sur le secteur de Higgs dans le MSSM, dans le plan $(m_A, m_{H/h})$ pour différentes valeurs de $\tan\beta$. L'autre relation de masse intéressante concerne le Higgs chargé. Les limites obtenues sont indiquées sur la Fig. 4.2.1 et font état de la dépendance suivante de m_{H^\pm} avec m_A :

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2$$

ouvrant la voie à la recherche des Higgs chargés au LHC.

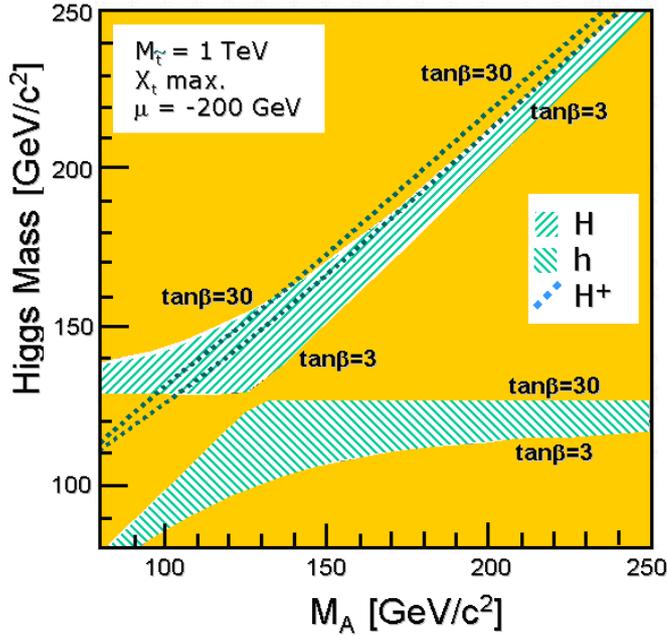


FIG. 4.2.1 – Masse des Higgs neutres m_h et m_H en fonction de la masse m_A pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Les suppositions faites pour ce calcul sont : $m_t = 174.3 \text{ GeV}/c^2$ et des masses de squarks dégénérées en $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}$ [13]

4.2.2 Mesures des sections efficaces de production de quarks top au LHC

La détermination précise des sections efficaces de production et de la masse du quark top sont importantes relativement à la recherche du boson Higgs, comme nous l'avons présenté dans le Chapitre I.

La détermination conjointe de la masse du top et de la masse du boson W conditionne fortement la masse du boson de Higgs dans le Modèle Standard, ainsi qu'il est illustré sur la Fig. 4.2.2 avec les résultats actuels. Les projections du Run II du TeVatron (2 fb^{-1}) devraient permettre d'établir des contraintes plus fortes encore sur m_H , avec une incertitude de $\Delta m_t \approx 2-3 \text{ GeV}/c^2$ et de $\Delta m_W \approx 35 \text{ MeV}/c^2$. Si le Higgs est découvert par ailleurs, la confrontation des contraintes indirectes avec les valeurs mesurées de m_H est encore importante car elle constitue un test de cohérence de la modélisation du secteur électro-faible.

Dans ce cadre, la réduction des incertitudes attachées aux mesures des masses m_t et m_W est d'autant plus nécessaire. Au LHC, quelques 10 millions de paires $t\bar{t}$ seront produites par an (soit

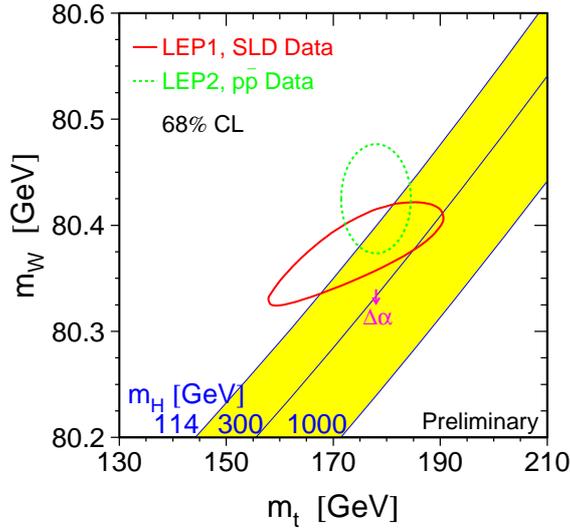


FIG. 4.2.2 – Mesures directes (LEP-II, TeVatron) et indirectes des masses m_W et m_t comparées aux prédictions du Modèle Standard pour différentes masses de Higgs

10000 fois le TeVatron), limitant l'erreur statistique sur m_t à moins de $0.1 \text{ GeV}/c^2$. Les principales sources d'incertitudes systématiques affectant la mesure de m_t sont liées au contrôle des fonds associés, à la détermination de l'échelle d'énergie des jets, à la modélisation des radiations de gluons dans les événements $t\bar{t}$ et aux effets des interactions multiples. Pour le boson W, plus de 100 millions d'événements seront produits au LHC, conduisant à une erreur statistique maximale de $2 \text{ MeV}/c^2$. Les incertitudes systématiques totalisant environ $\pm 25 \text{ MeV}/c^2$ et proviennent principalement de l'identification de la détermination de l'échelle d'énergie. Théoriquement, le niveau de connaissance actuel des fonctions de distributions partoniques apparaît comme un facteur limitatif dans la prédiction des sections efficaces. Il sera donc nécessaire de contraindre expérimentalement ces distributions partoniques en utilisant les mesures d'asymétrie leptonique du boson W par exemple, ce qu'une haute statistique comme celles d'ATLAS et CMS peut seule permettre.

Les mesures de sections efficaces de production du quark top permettent également de tester la cohérence du Modèle Standard. En effet, les sections efficaces de production de paires $t\bar{t}$ et de quarks simples $pp \rightarrow t\bar{b}$ dépendent intimement du contenu en bosons de jauge chargés du modèle, notamment par les graphes de production correspondant à la voie-s, ainsi que de l'intensité de ses couplages. La confrontation des prédictions avec les mesures expérimentales permet donc d'invalider ou de confirmer le modèle testé. Des études similaires ont déjà été effectuées au Tevatron, et leur résultat indiqué en termes d'existence d'un boson de Higgs chargé

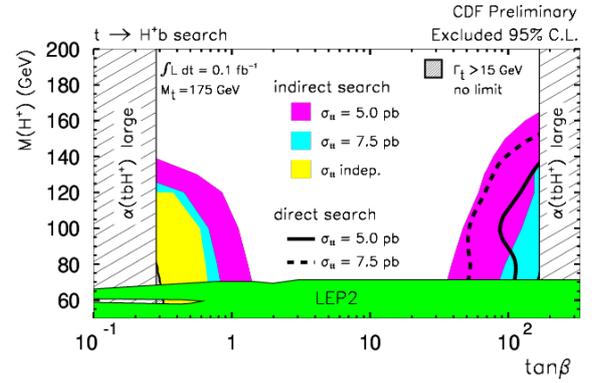


FIG. 4.2.3 – Limites sur l'existence d'un Higgs chargé obtenues par CDF à partir de la mesure de section efficace σ_{tt}

dans le cadre d'un modèle à deux doublets de Higgs sur la Fig. 4.2.3. La statistique accumulée au LHC devrait permettre de couvrir tout l'espace des paramètres de la plupart des modèles à deux doublets de Higgs, comme dans la supersymétrie.

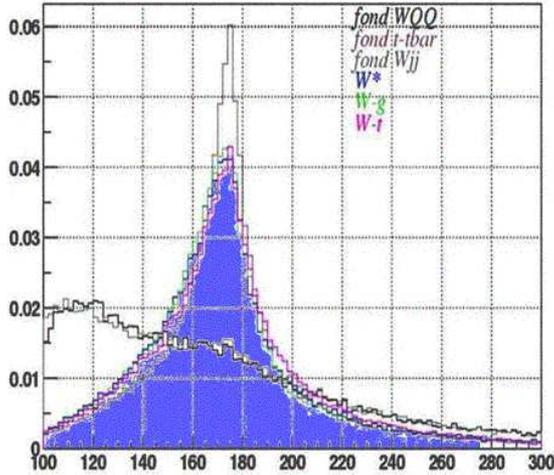


FIG. 4.2.4 – Densité de probabilité de la masse d'un quark top reconstruite à partir des désintégrations leptoniques du W, comparée pour le signal et les fonds

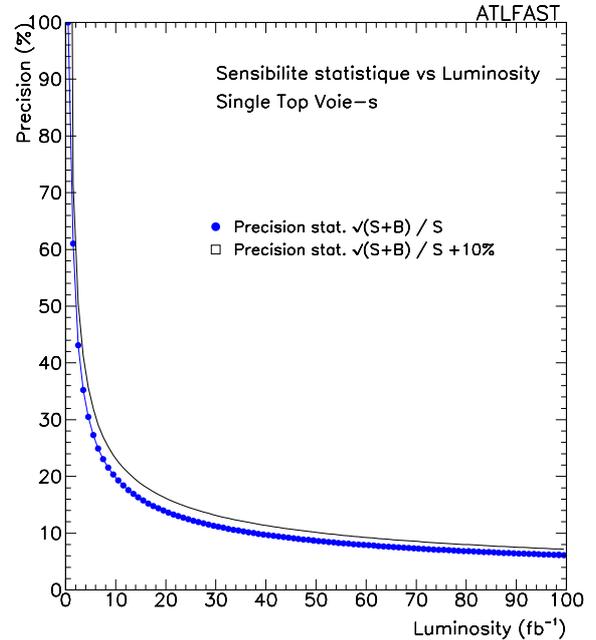


FIG. 4.2.5 – Précision en fonction de la luminosité accumulée. Une incertitude de 10% est simulée.

J'ai conduit, en encadrement d'un étudiant en stage de DEA, une étude préparatoire à la mesure des sections efficaces de production simple de quarks top dans ATLAS. Celle-ci fait intervenir 3 graphes principaux : une voie-s par résonance du boson W^* hors couche de masse, la voie-t correspondante et la production associée d'un quark top avec le W. L'existence du Higgs chargé peut conduire à une modification significative de la contribution de la voie-s, puisque pour certaines valeurs de $\tan \beta$ et m_{H^+} , une modification de 30% est attendue. Les études préliminaires que nous avons réalisées à partir d'une simulation simplifiée d'ATLAS ont permis de montrer : qu'il semble possible de s'affranchir des principaux fonds, notamment en reconstruisant la masse du quark top (Fig. 4.2.4) et en utilisant la multiplicité de jets; qu'il est possible de mesurer les trois contributions à la section efficace totale séparément. En particulier, une précision de l'ordre de 8% sur la mesure de la voie-s semble accessible pour une luminosité de 100 fb^{-1} (Fig. 4.2.5).

Conclusion

Si le Modèle Standard décrit encore la plupart des phénomènes connus, l'observation des oscillations de saveurs des neutrinos constitue une brèche significative à ce cadre. De plus, un certain nombre d'arguments théoriques semblent favoriser aujourd'hui des cadres d'interprétation plus larges, basés sur l'extension du groupe de symétries internes (théories de Grande Unification), de symétries externes changeant les propriétés de l'espace-temps (les dimensions supplémentaires), ou encore des deux (la supersymétrie). Dans tous les cas cependant le Modèle Standard demeure la théorie effective des "basses énergies", c'est-à-dire des phénomènes en deçà de l'échelle électro-faible. Sa compréhension et celle de ses limitations constituent donc le point de départ obligé de la recherche de toute nouvelle physique.

Dans ce cadre, la recherche du boson de Higgs revêt aujourd'hui le caractère de recherche prioritaire, puisqu'il est intimement lié au mécanisme de génération des masses. Les études menées pendant la phase de préparation des expériences CDF et DØ à la période de haute luminosité ont montré que la mise en évidence de cette particule, dans le cadre standard ou non, requiert avant tout une luminosité de plus de 10 fb^{-1} par expérience. Dans l'hypothèse où ce chiffre ne serait pas atteint, les expériences CDF et DØ apporteront toutefois des indications précieuses quand à l'existence d'un Higgs neutre "léger", notamment dans le cadre des mesures de précision sur la masse du boson W et la masse du quark top, qui contraignent fortement la masse du Higgs dans le cadre du Modèle Standard.

Le Modèle Standard semble être déjà mis en défaut par le phénomène d'oscillation des neutrinos d'une saveur à l'autre. Si ce dernier est confirmé, et OPERA participe directement à ce programme, il faudra établir les paramètres de la "matrice CKM pour les leptons". La détermination de ses paramètres constituera encore un programme de longue haleine pour la physique des particules.

Les expériences du LHC ont été construites pour apporter une réponse définitive sur l'échelle de la brisure de symétrie électro-faible. C'est en ce sens que je poursuis actuellement mon activité au sein de l'expérience ATLAS. Dans ce cadre, je compte travailler à la mise en évidence d'un Higgs chargé, prévue dans toute modélisation à deux doublets de champs de Higgs. Il semble bien que, Higgs ou non, le LHC apportera une réponse à ce problème. Reste à savoir la déchiffrer !

Bibliographie

- [1] P. Taxil, GIF 90." Au-dela du Modèle Standard : motivations et contraintes"
- [2] B.W. Lee, C. Quigg et H. Thacker, Phys. Rev. Lett. 38(1977) 883 et Phys.Rev.D16(1977)1519.
- [3] T. Hambye et K. Riesselmann, ECFA/DESY, DESY 97-152, hep-ph/9708416. N.Cabbibo et al., Nucl. Phys. B158(1979)295
- [4] N. Cabbibo, L. Maiani, G. Parisi et R. Petronzio, Nucl. Phys. 158(1979) 295 ; G. Altarelli et G. Isodori, Phys.Lett.B337(1994) 141 ; J.A. Casas et al., Phys. Lett. B382(1996) 374
- [5] LEPEWWG/2003-02 CERN-EP/2003-091, jep-ex/0321023
- [6] Riesselmann et al., hep-ph-9711456
- [7] LEP Electro-Weak Working Group, Avril 2004, Proceedings Moriond 2004.
- [8] European Physics Journal C, Vol. 15, 1-878
- [9] R.N. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys.Rev.Lett.44,0912(1980)et G. Senjanovic proceedings of NEUTRINO 2004
- [10] A. Masiero, Proceedings of NEUTRINO 2004
- [11] LEP Higgs Working Group LHWG Note 2001-03, CERN-EP/2001-055
- [12] LEP Higgs Working Group LHWG note 2001-05
- [13] "Report of the TeVatron Higgs Working Group", Fermilab-Conf-00/279-T, hep-ph/0010338, Oct. 2000
- [14] "La recherche du Higgs au TeVatron" A. Lucotte, Ecole de Gif 2001
- [15] M.Spira, hep-ph/9810289 et DESY-98-159.
- [16] A.Stange and W.Marciano, S.Willenbrock, Phys.Rev D49, 1354(1994) ou hep-ph/9309294.
- [17] R.K. Ellis and S. Veseli, Phys. Rev D60, 011501(1999) ou hep-ph/9810489 ; V.Barger, A.Stange and R.Phillips, Phys.Rev D45, 1484(1992)
- [18] J.Campbell and R.K. Ellis, hep-ph/0006304 ; A. Ballestrero and E.Maiana, Phys.Lett. 287B, 231(1992) ;
- [19] J.Ohnmus, Phys.Rev.D44, 3477(1991) ; S.Frixione, P.Nason and G.Ridolfi, Nucl.Phys. B383,3(1992).

- [20] J.Ohnemus and J.Owens, Phys.Rev. D43, 3626(1991); B.Mele, P.Nason and G.Ridolfi, Nucl.Phys. B357, 409(1991)
- [21] T.Affolder et al., CDF coll., Phys. Rev. D63 072003(1997).
- [22] S.D. Ellis, Z.Kunst and D.E. Soper, Phys.Rev. Lett.64(1990)2121. F.Aversa et al., Phys.Rev.Lett.65 (1990)401 et W.T.Giele, E.W.N.Glover and D.A. Kosower, Phys.Rev Lett. 73(1994) 2019.
- [23] E. Berger and H. Contopanagos, Phys. Rev. D54 (1996) 3085. S. Catani et al., Phys. Lett. B378 (1996) 329; E. Laenen, J.Smith and W.L. Van Neerven, Phys.Lett. B321 (1994) 254; P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B303, (1988) 607.
- [24] P.Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B327 (1989) 49 et B335(1990) 260. W. Beenakker et al., Nucl. Phys. B351 (1991) 507. M. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B373 (1992) 295.
- [25] F.Stichelbaut, "Proceedings of the XXXII Rencontres de Moriond (QCD)" edited by J.Tran Thanh Van (Editions Frontieres 1997, p.126. Voir aussi : F.Abe et al., CDF Coll., Phys. Rev. Lett 71(1993) 2396 et S. Abachi et al., DØ coll., Phys. Lett B370(1996) 239, B.Abbott et al. et Phys.Lett B487(2000) 264 et Phys. Rev. Lett. 85(2000) 5068.
- [26] "Concept Rookie Book", C. Gattuso, A. Braun, D. Morris, R. Spayde, Sep. 95 accessible via : http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html
- [27] "Fermilab Run II Handbook", 1995 (non publié) via <http://www-bd.fnal.gov/runII/>. Voir aussi : "The physics of the electron storage rings. An introduction", M. Sands, SLAC-121 (may 1979).
- [28] "Tevatron Collider Luminosity Upgrades", D.McGinnis, Joint Experimental Theoretical Physics Seminar, March 8,2001 Fermilab.
- [29] S.D.Holmes et al., "132 ns Bunch spacing in the TeVatron p-pbar Collider", FERMILAB-TM-1920.
- [30] "The DØ Detector", S.Abachi et al., Nucl. Instr. and Methods, A338 (1994) 185.
"The DØ Upgrade", S.Abachi et al., FERMILAB-CONF-95-177-E. Voir aussi : "The DØ detector at TeV33", the DØ coll., FERMILAB-PUB-98-095-E
- [31] "Technical Design Report for the Central Fiber Tracker", the DØ coll., FERMILAB-PUB-98-095-E, hep-ex/9803023.
- [32] "DØ Silicon Tracker Design Report" DØ note 2169(1994). Voir aussi : "DØ Silicon Tracker for Run IIa", E. Kajfasz, FERMILAB-CONF-01-382
- [33] "DØ calorimeter Upgrades for the TeVatron Run II" L. Groer, FERMILAB-CONF-00-322
- [34] "Technical Design Report for the Central Muon System", B.Baldin et al., DØ note 3365(1997).
- [35] "Technical Design Report for the Forward Muon Tracking", G.Alexeev et al., DØ note 3366.

- [36] “Technical Design Report for the Central Preshower” M.Adams et al. DØ note 3014.
- [37] “Technical Design Report for the Forward Preshower” A. Gordeev et al. FERMILAB-PUB-98-416-E, Aug 2003 (96 p.)
- [38] “Analysis of the Test Beam Data for the Forward Preshower” M.Bhattacharjee & A.Lucotte, DØ note 3398(1998).
- [39] “DØ Fiber Tracker 1024 channel VLPC Cassette TDR and Specification”
- [40] “Digital Board Algorithm for the LV1 Preshower detector trigger”, A. Lucotte, DØ note 3697
- [41] “Definition of a Level-1 electron/photon trigger using the FPS detector”,M. Bhattacharjee & A. Lucotte, DØ note 3493 (49p.)
- [42] “Definition of a L1 and L2 J/Psi $\rightarrow e + e^-$ in the forward rapidity region”, A. Lucotte, DØ note 3566 (32 p.)
- [43] “Level 1 Trigger with pseudo AND/OR Terms” D.Edmunds [...] A. Lucotte ..., DØ note 3683
- [44] “B Physics with the DØ detector Upgrade in Run II”, A.Lucotte, Nucl. Instr. Meth. A446(169-175),2000. “Extending the sensitivity to $\sin 2\beta$ in the Bd system using a low electron pt trigger” A. Lucotte & P. Grannis, DØ NOTE 3596.
- [45] “Search for an Standard Model Higgs via $gg \rightarrow H \rightarrow W * W^*$ at the TeVatron Run II”, A. Lucotte, DØ note 3595
- [46] SNO Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A449, 172(2000). Phys.Rev. Lett.87,071301 (2001), Phys. Rev. Lett. 89,011301(2002). nucl-ex/0309004 v1
- [47] KamioKande coll., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683.
- [48] Site web : <http://www.bnl.gov/bnlweb/raydavis/research.htm>
- [49] SAGE Coll. astro-ph/0204245, Phys. Rev. C59, 2246-2263 (1999)
- [50] CHOOZ Coll., Eur. Phys. J. C27(2003) 331, hep-ex/0301017, et Phys. Lett. B466(1999) 415-430, hep-ex/9907037, Phys. Lett. B240(1998) 397-404, hep-ex/9711002
- [51] GALLEX hep-ex/0006034, Phys. Rev. Lett. 490, 16 (2000)
- [52] S. Fukuda et al. (Super-K Coll.), Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001)
- [53] De Holanda et al., hep-ph/0212270 et Barger et al., hep-ph/0204253
- [54] G.L. Fogli et al., hep-ph/0309100
- [55] Physics Rev. Letter hep-ex/0406035, Phys. Rev. Lett. 90,021802 (2003)
- [56] Super-KamioKande coll. (Y. Ashie et al.), hep-ex/0404034
- [57] K2K Coll., M.H. Ahn et al., hep-ex/0212007
- [58] MINOS web page : <http://www-numi.fnal.gov/>

- [59] Y. Declais, SPS Comittee du 26 Août 2003.
- [60] OPERA Proposal, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000 and “Status Report on the OPERA experiment”, CERN/SPSC 2001-025, SPSC/M668, LNGS-EXP 30/2001
- [61] M.Dracos et al., “Plastic sintillator target tracker proposal and studies done at Strasbourg”, OPERA-NOTE 26, 16 June 2001.
- [62] CERN Finance Comittee, 290th meeting, 19 June 2002 CERN/FC/4583
- [63] R. Arnold, E. Baussan et al, IReS, “Results about H7546 Multianode PMT’s studies”, OPERA Internal Note #30
- [64] Technology AutriaMicroSystems (AMS) BiCMOS 0.8 microns, see web site for documentation :
“[http ://www.europractice.imec.be/europractice/on-line-docs/prototyping/ti/ti_byq.html](http://www.europractice.imec.be/europractice/on-line-docs/prototyping/ti/ti_byq.html)”
- [65] “Performance of a FE electronics ASIC for the OPERA Target Tracker : Version-1”, Opera Internal note #34, A. Lucotte et al.
- [66] “Performance and Design of a Front End electronic ASIC for the OPERA Target Tracker : Version-2”, Opera Internal note #40, A. Lucotte et al.
- [67] “Performance and Design of a Front End electronic ASIC for the OPERA Target Tracker”, Opera Internal note #41, A. Lucotte et al.
- [68] “Validation of 2,400 Front-End electronics ASICs for the OPERA Target Tracker ”, Opera Internal note #57, A. Lucotte et al.
- [69] “A front-end read out chip for the OPERA scintillator tracker” To be published in NIMA42386, A.Lucotte et al.
- [70] C. de La Taille, G. Martin-Chassard, L. Raux, LAL Orsay, presentations at OPERA Target Tracker meetings, CERN Jul-2001, CERN October 10-2001, CERN Fevrier-2002 accessible on [http ://www.lal.in2p3.fr/recherche/opera/internal_hard.html](http://www.lal.in2p3.fr/recherche/opera/internal_hard.html)