



MASTER 2 PHYSIQUE ET APPLICATIONS - NPAC  
Année 2004-2005

Rapport de pré-thèse

# RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS AU TEVATRON

*Christophe OCHANDO*



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Enjeux et objectifs scientifiques</b>	<b>3</b>
1.1	Le Modèle Standard et le boson de Higgs . . . . .	3
1.2	Le TeVatron et $D\emptyset$ . . . . .	4
1.2.1	L'accélérateur . . . . .	4
1.2.2	Le détecteur . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Motivations personnelles</b>	<b>6</b>
2.1	Choix du sujet . . . . .	6
2.2	Perspectives professionnelles . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Le LAL et l'équipe <math>D\emptyset</math></b>	<b>6</b>
3.1	le LAL . . . . .	6
3.2	L'équipe $D\emptyset$ du LAL . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Nature et objectifs</b>	<b>7</b>
4.1	Présentation du sujet de thèse . . . . .	7
4.2	Déroulement du stage . . . . .	8
4.3	Bibliographie commentée . . . . .	8
4.3.1	Le détecteur $D\emptyset$ . . . . .	8
4.3.2	Perspectives au $D\emptyset$ . . . . .	8
4.3.3	Résultats expérimentaux sur le boson de Higgs . . . . .	9
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>9</b>
<b>A</b>	<b>Annexe</b>	<b>10</b>
A.1	REPORT OF THE TEVATRON HIGGS WORKING GROUPE . . . . .	10
A.1.1	Aspects théoriques de la physique du boson de Higgs au TeVatron . . . . .	10
A.1.2	Etude expérimentale . . . . .	12
A.1.3	Analyse combinée des résultats . . . . .	14
A.2	LE CALORIMETRE . . . . .	15

# 1 Enjeux et objectifs scientifiques

## 1.1 Le Modèle Standard et le boson de Higgs

Imaginé dans la deuxième moitié du XXe siècle, le Modèle Standard décrit les interactions entre les particules élémentaires (leptons et quarks) comme un échange de bosons médiateurs des forces. Il repose sur deux théories de jauge non-abéliennes : la ChromoDynamique Quantique (QCD) et la théorie électrofaible. Ces théories sont dites "renormalisables", c'est-à-dire qu'il est possible d'éliminer les divergences apparaissant dans les calculs de processus par une redéfinition d'un nombre fini de paramètres (constante de couplage, champs, etc...).

La ChromoDynamique Quantique décrit l'interaction forte entre les quarks et les gluons. Elle est basée sur l'invariance de jauge locale du groupe  $SU(3)_C$ <sup>1</sup>. Ce dernier possède 8 générateurs, ce qui implique l'existence de 8 gluons différents. La structure non-abélienne de QCD autorise les gluons à se coupler entre eux, contrairement au cas de l'ElectroDynamique Quantique (QED), où le photon ne peut se coupler à lui-même.

Le modèle électrofaible est la théorie qui unifie l'électromagnétisme et l'interaction faible en une seule et même entité. Les noms de Weinberg, Glashow et Salam y sont associés (ils obtiendront le Prix Nobel en 1979 pour cela), ainsi que celui de t'Hooft qui en montrera la renormalisabilité (Prix Nobel 1999). L'invariance de jauge locale est ici basée sur le groupe de symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ <sup>2</sup>. Il y a quatre générateurs pour ce groupe et donc quatre bosons médiateurs :  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $W^0$  et le  $B^3$ .

Dans le Lagrangien du Modèle Standard, il n'existe pas de terme de masse de type  $\frac{m^2}{2}A^\mu A_\mu$  pour les bosons de jauge, car ceux-ci ne respectent pas l'invariance de jauge. Ainsi, les  $A^\mu$  doivent avoir une masse nulle. Or, si les gluons et le photon respectent cette condition, ce n'est pas le cas des W et Z. En effet, les résultats combinés du LEP et du Tevatron donnent :  $M_W = 80.412 \pm 0.042 GeV/c^2$  et  $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 GeV/c^2$ . Le mécanisme de Higgs a alors été imaginé pour expliquer comment la masse vient aux particules. Il consiste en l'ajout d'un doublet complexe de champs scalaires  $\phi$  et donc à quatre nouveaux degrés de liberté. Ce doublet se transforme sous  $SU(2)_L$  et a une hypercharge  $Y_H = 1$ . Le champ de Higgs est plongé dans le potentiel suivant :  $V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ . Comme le montre la figure 1, celui-ci a une forme de "chapeau mexicain" et possède une infinité de minima stables vérifiant  $|\phi|^2 = \mu^2/2\lambda$ . Cette valeur minimum est ainsi dégénérée et l'état fondamental ne possède manifestement plus la symétrie du lagrangien. On dit alors que la symétrie par  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  a été spontanément brisée et il ne reste alors que l'invariance résiduelle par  $U(1)_{em}$ . L'introduction de ce mécanisme dans le Lagrangien du Modèle Standard a pour conséquence de générer les masses des W et Z, ainsi que de faire apparaître une nouvelle particule scalaire de charge nulle : le boson de Higgs.

La théorie électrofaible ne prédit rien quant à la masse de cette nouvelle particule mais des arguments phénoménologiques permettent d'établir une limite inférieure à 1 TeV. En outre, à la fin de la phase LEP2, qui a vu l'énergie dans le centre de masse aller jusqu'à 208 GeV, la sensibilité expérimentale combinée des quatre expériences a excédé 115 GeV. Ainsi, une limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance de 114.4 GeV a pu être posée [6]. Enfin, les mesures de précision auprès des collisionneurs e+e- (LEP et SLC) et du Tevatron ont conduit à exclure l'hypothèse d'un Higgs lourd, pour laquelle il y aurait désaccord entre données et prédictions théoriques corrigées des corrections d'ordre supérieur, soit numériquement :  $M_H < 219 GeV$  (à 95% de degré de confiance).

A l'heure actuelle et au niveau de précision atteint par les expériences, le Modèle Standard a montré sa cohérence et a passé tous les tests avec succès. Cependant, le boson de Higgs n'a pas encore été mis en évidence de manière claire et directe. Mon sujet de thèse portera justement sur sa recherche au collisionneur TeVatron à l'aide du détecteur DØ.

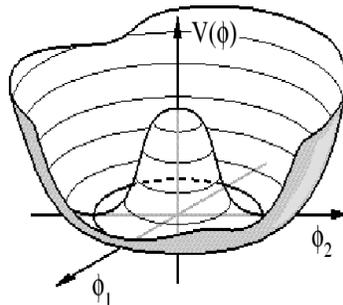


FIG. 1 – Potentiel de Higgs en forme de chapeau mexicain.

<sup>1</sup>C désigne le nombre quantique de couleur. Il y a 3 couleurs.

<sup>2</sup>L "Left" désigne les doublets de fermions gauches au sens de la chiralité. Y désigne l'hypercharge.

<sup>3</sup>La brisure de symétrie mélange les bosons neutres et donne un état massif, le Z, et un sans masse, le photon.

## 1.2 Le TeVatron et DØ

Le TeVatron est un collisionneur proton-antiprotons situé au Fermilab, dans la banlieue ouest de Chicago, aux Etats-Unis. Jusqu'à la mise en service du LHC au Cern, aux environs de 2008, il restera le plus puissant accélérateur du monde ( $\sqrt{s}=1.96$  TeV d'énergie disponible au centre de masse) et figurera toujours parmi les plus grands (l'anneau principal fait 6.4 km de circonférence). Lors de la première phase, dite Run I (de 1992 à 1996), où l'énergie disponible au centre de masse n'était que de 1.8 TeV, les expériences DØ et CDF ont enregistré  $120 \text{ pb}^{-1}$  de données qui ont permis de mettre en évidence le quark top. Une deuxième phase de fonctionnement, dite de haute luminosité, a démarré en Mars 2001 après que des modifications aient été entreprises pour augmenter  $\sqrt{s}$  ainsi que modifier ou améliorer les équipements existants. La statistique accumulée doit permettre, outre l'étude précise des propriétés du top, de la physique du B ou les tests de QCD, d'entreprendre la recherche du boson de Higgs ainsi que de mettre à jour d'éventuelles manifestations de physique au-delà du Modèle Standard (supersymétrie, leptiquarks,...).

La collaboration comprend près de 700 physiciens et ingénieurs, issus de plus de 70 laboratoires du monde entier (principalement aux Etats-Unis et dans une moindre mesure en France, mais aussi en Allemagne, aux Pays-Bas, en Russie, en Amérique du Sud,...).

### 1.2.1 L'accélérateur

Le complexe d'accélérateur du Fermilab permet d'accélérer et de mettre en collision des faisceaux de protons et d'antiprotons à des énergies de 1 TeV environ pour chacun d'entre eux.

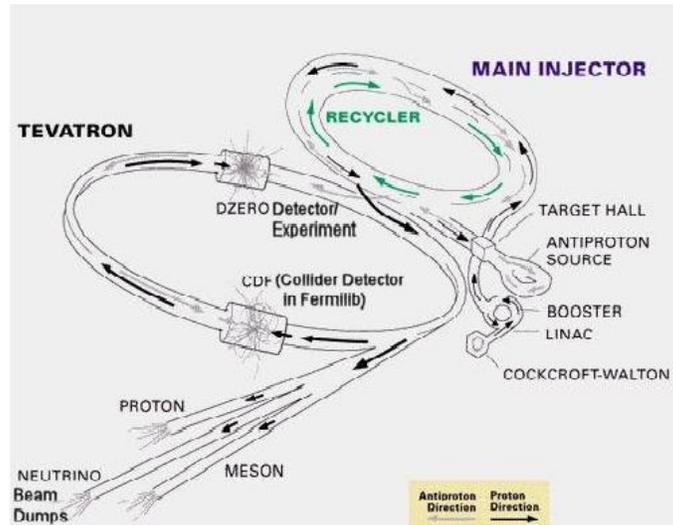


FIG. 2 – Complexe d'accélérateur du Fermilab. L'étape finale, le TeVatron, est un collisionneur proton-antiproton pouvant atteindre 1.96 TeV au centre de masse.

La production de protons consiste, lors d'une première étape, à ioniser de l'hydrogène afin d'obtenir des ions H<sup>-</sup>. Ceux-ci sont ensuite accélérés (jusqu'à une énergie de 750 keV) par l'accélérateur Cockroft-Walton puis injectés dans l'accélérateur linéaire (Linac). Celui-ci, d'une longueur de 130 m, accélère les ions H<sup>-</sup> jusqu'à une énergie de 400 MeV avant de les transférer dans le booster (synchrotron circulaire) qui les amène progressivement, déshabillés de leurs électrons, jusqu'à 8 GeV. Les protons sont ensuite acheminés vers l'injecteur principal qui constitue la dernière étape de pré-accélération avant le TeVatron. Ils sont alors accélérés de 8 à 150 GeV et forme des paquets intenses contenant  $3.10^{11}$  protons destinés à être injectés dans le TeVatron.

Les antiprotons sont produits en bombardant une cible de Nickel avec des protons de 120 GeV provenant de l'injecteur principal. Ils sont ensuite envoyés dans le debuncher, qui réduit la dispersion en énergie, position et angle du faisceau produit, puis vers l'accumulateur qui permet de regrouper les antiprotons par paquets. Enfin, ils sont injectés dans le TeVatron. Le rendement de productions d'anti-protons étant faible, un anneau recycleur a été placé dans le même tunnel que l'injecteur principal. L'idée initiale était de les récupérer après un cycle de collision mais il est en fait désormais utilisé comme accumulateur supplémentaire d'antiprotons en sortie de l'accumulateur.

Les deux faisceaux ainsi créés circulent en sens inverse dans le TeVatron et entrent en collisions en deux points de l'anneau où sont situés les détecteurs CDF et DØ. La réussite de l'augmentation de la luminosité est une des améliorations cruciales à la bonne marche des projets de détection envisagés. L'objectif est une luminosité intégrée de  $2 \text{ fb}^{-1}$  pour le courant de l'année 2007. A l'heure actuelle, nous en sommes à environ  $800 \text{ pb}^{-1}$ .

## 1.2.2 Le détecteur

$D\emptyset$  est un multi-détecteur[1][2] spécialement dédié à l'environnement hadronique très contraignant du TeVatron et se doit d'être performant pendant une prise de données de haute luminosité. Il est constitué de nombreux sous-détecteurs dont l'essentiel est constitué de trois systèmes :

- un système de détection de traces chargées
- un calorimètre, divisé en deux parties : électromagnétique et hadronique
- les chambres à muons

Les faisceaux de protons et d'antiprotons entrent en collision quasiment au centre de  $D\emptyset$ . Le système de détection est composé d'un détecteur de vertex, d'un détecteur à fibres scintillantes, des détecteurs de pieds de gerbe central et avants. Ces différents éléments sont placés au plus près de la région d'interaction et sont chargés de reconstruire les trajectoires des particules et de mesurer le plus précisément possible la position des vertex primaires, voire secondaires.

Le calorimètre<sup>4</sup> entoure ce système et constitue le véritable fleuron de  $D\emptyset$ , sa pièce centrale. Son rôle est de mesurer de manière précise l'énergie des particules émanant du point d'interaction. Il est aussi utile pour la détermination de l'énergie transverse manquante, cruciale dans la recherche de nouvelles particules. Il est divisé en trois parties : le calorimètre central et deux modules, avant et arrière, aussi appelés bouchons. Il est composé d'une succession de plaques formant un milieu absorbeur (en Uranium, élément lourd à faible longueur de radiation) et d'un milieu actif (de l'Argon liquide, au taux d'ionisation très élevé, allié notamment à une simplicité de calibration). Chacun des trois modules du calorimètre est divisée en une partie électromagnétique et une partie hadronique. La première citée possède des couches absorbantes plus fines que la seconde. Ainsi, les gerbes électromagnétiques sont confinées dans la partie EM là où les gerbes hadroniques peuvent se développer plus amplement dans la partie hadronique. Le calorimètre est aussi finement segmenté en de multiples cellules très utiles à l'identification des électrons et des jets. L'ensemble est plongé dans un cryostat maintenant la température à 78K.

Les détecteurs à muons sont placés autour du cryostat. Les muons interagissent très peu avec la matière, de fait, ils s'échappent aisément des détecteurs. Néanmoins, les chambres à dérive et les scintillateurs qui composent ce système permettent la mesure précise de la trajectoire et de l'impulsion de ces particules "passe-muraille". Un aimant toroïdal produit en effet un champ magnétique de 2T dans lequel baignent les chambres. Il joue aussi le rôle d'absorbeur pour les hadrons sortant du calorimètre.

Durant la période d'arrêt entre les Run I et II, de nombreux changements ont été opérés sur les détecteurs. Ainsi, si le calorimètre n'a pas été modifié, un aimant solénoïdal supraconducteur a été installé à l'intérieur de ses parois (pour courber les trajectoires des particules), le système de traces a été amélioré ainsi que le celui servant à la détection des muons. Enfin, l'électronique d'acquisition et de lecture a été changée afin de satisfaire aux nouvelles contraintes de cette deuxième phase de l'expérience. La figure 3 montre l'état du détecteur après les améliorations en vue du Run II.

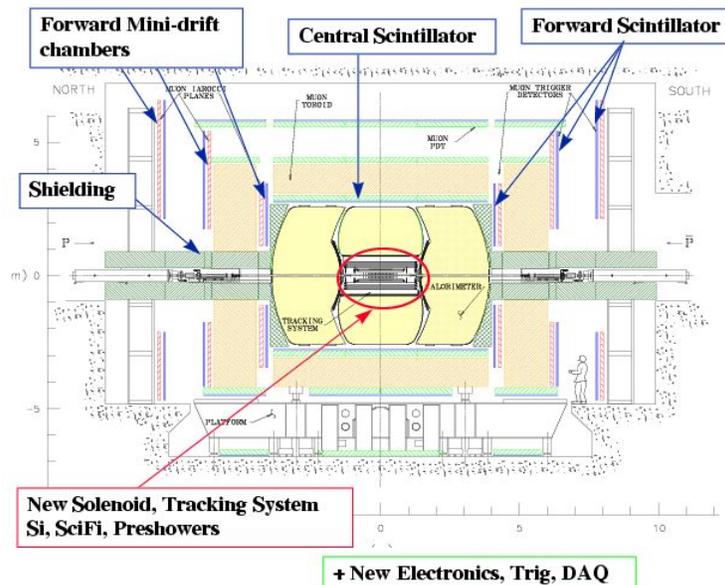


FIG. 3 – Vue d'ensemble du détecteur  $D\emptyset$  en coupe. Les modifications faites entre le Run I et le Run II sont indiquées.

<sup>4</sup>Une étude détaillée du calorimètre est présentée en annexe.

## 2 Motivations personnelles

### 2.1 Choix du sujet

Au cours de mon parcours universitaire, j'ai très vite été séduit par deux domaines très riches qui ont bouleversé la vision que l'on avait du monde au début du XXe siècle : la relativité et la physique quantique. Malgré mon fort intérêt pour l'astrophysique et notamment la cosmologie (qui m'a permis d'appréhender la relativité générale), mon goût pour les deux matières citées précédemment m'a rapidement mené vers l'étude des forces fondamentales qui gouvernent le monde microscopique. Celles-ci sont décrites dans le Modèle Standard par l'interaction entre particules de matières (quarks, leptons, hadrons) et bosons de jauge. Malgré d'innombrables succès expérimentaux, de nombreux tests doivent encore être faits pour contraindre au maximum les paramètres du MS, et tenter d'éventuellement trouver des manifestations de "nouvelle physique". Les physiciens sont en effet convaincus que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective à basse énergie et que quelque chose de plus général, de plus profond encore doit pouvoir l'englober (Théories de Grande Unification, Supersymétrie, dimensions supplémentaires, Cordes,...). Participer à cette longue et passionnante quête est, je pense, une aventure scientifique très intéressante et forcément enrichissante.

J'avoue avoir été au premier abord attiré par la théorie. Cependant, les travaux de laboratoire du premier semestre, alliés surtout à une connaissance plus approfondie du MS ont fait me tourner vers le côté expérimental de la physique des particules et ont éveillé en moi un fort intérêt pour la contrainte des paramètres fondamentaux. Lors de ma recherche de thèse, je me suis alors rapidement tourné vers des expériences en cours de prises de données ( $D\bar{0}$  et Babar en particulier) plutôt que vers des projets encore en phase de construction. La théorie électro-faible étant un premier pas vers l'unification des interactions, je me suis naturellement tourné dans un premier temps vers l'expérience Babar au SLAC. La possibilité de contraindre de manière très précise (grâce à une importante statistique) le triangle d'unitarité en mesurant la violation de CP me semblait un sujet tout à fait intéressant. Néanmoins, l'étude du  $b$  qui s'y fait m'a paru au final très spécifique et j'ai été alors séduit par l'environnement plus riche proposé par  $D\bar{0}$ , ainsi que par la possibilité d'acquérir une riche expérience en vue du LHC.

Le boson de Higgs, véritable pierre angulaire du MS, n'a toujours pas été mis en évidence expérimentalement. L'éventualité de sa découverte dans le cadre du Tevatron (en attendant dans quelques années les données d'ATLAS et CMS) ou du moins, de pouvoir repousser les limites actuellement posées par le LEP, s'annonce comme une tâche extrêmement attrayante et stimulante. J'ai alors multiplié les contacts, rencontré de nombreuses équipes, beaucoup discuté et réfléchi et j'ai finalement choisi de faire mon stage<sup>5</sup> avec Jean-François Grivaz sur l'expérience  $D\bar{0}$  au LAL. Outre l'importance cruciale du sujet pour la physique des particules, le fait de travailler au sein d'une collaboration internationale promet un enrichissement certain, tant sur le plan scientifique qu'humain. Enfin, cette collaboration étant encore à "taille humaine", une lisibilité est possible, ce qui permettra de ne pas se sentir ni anonyme, ni perdu.

### 2.2 Perspectives professionnelles

A la fin de ma thèse, je désire évidemment continuer ma carrière dans la recherche fondamentale. J'ai de plus un goût prononcé pour l'enseignement. Je désire ainsi, en parallèle de la thèse, effectuer un monitorat ou des vacances afin d'acquérir une plus grande expérience dans ce domaine. J'aimerais devenir, à l'issue de celle-ci, Maître de Conférence afin de combiner deux passions qui peuvent profiter et se nourrir l'une de l'autre : l'enseignement et la recherche. En outre, ma prédilection actuelle pour la physique des particules n'est en rien gravée dans le marbre. En effet, d'autres sujets m'intéressent, notamment la cosmologie, les astroparticules et surtout l'étude des neutrinos dont il reste tant à découvrir.

Etant donné la situation actuelle de la recherche publique, les baisses récurrentes de crédit ainsi que la forte concurrence, il sera de moins en moins évident de trouver un poste (Maître de conférence, CNRS, ...). Il semble donc sage de penser à éventuellement exercer un métier autre que celui de la recherche. Dans cette optique, je penserai plutôt à m'orienter vers l'enseignement (Agrégation ou CAPES) ou bien à participer à la vulgarisation et la diffusion de l'information scientifique auprès du grand public. Cependant, même si cela n'est pas une priorité à l'heure actuelle, je ne suis en rien opposé au travail en entreprise, bien que celui-ci corresponde a priori moins au profil qui me convient le mieux.

## 3 Le LAL et l'équipe $D\bar{0}$

### 3.1 le LAL

Le LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire) est une unité mixte de recherche de l'IN2P3, du CNRS et de l'Université Paris-Sud. L'activité de recherche du LAL est centrée sur la physique des particules et est complétée par une forte

---

<sup>5</sup>et si tout se passe bien, ma thèse

composante en cosmologie et en astrophysique (au travers des expériences Planck et Virgo par exemple). Le laboratoire assure sa mission de transmission des connaissances par des activités d'enseignement et de communication. Pour réaliser leurs expériences, les physiciens s'appuient sur les différents services techniques et administratifs du laboratoire, et en particulier des services très performants de conception et de réalisation en mécanique et en électronique, ainsi qu'un groupe maîtrisant les technologies de l'information. L'expérimentation en physique des particules étant souvent associée aux accélérateurs, le laboratoire mène aussi un programme de recherche et développements dans ce domaine. Ainsi, un groupe travaille actuellement sur la R&D pour le futur collisionneur linéaire de très haute luminosité.

Le laboratoire compte, au 1er janvier 2005, 311 personnes réparties comme suit :

- 65 chercheurs et enseignants-chercheurs permanents,
- 208 I.T.A et T.P.N (ingénieurs, techniciens, administratifs) permanents,
- 19 chercheurs non permanents,
- 12 doctorants,
- 7 CDD I.T.A.

## 3.2 L'équipe $D\emptyset$ du LAL

L'équipe fait partie du groupe  $D\emptyset$ -France qui rassemble l'ensemble des personnes travaillant sur cette expérience en France comme par exemple le CEA (au travers du DAPNIA) et dans plusieurs laboratoires de l'IN2P3. Elle est composée de :

- 3 Directeurs de recherche : Jean-François Grivaz, Pierre Petroff et Michel Jaffre (chef de groupe)
- 1 Chargé de recherche : Laurent Duflot
- 1 thésard : Nikola Makovec

Le recrutement d'un post-doc est aussi prévu pour septembre.

D'un point de vue hardware, l'équipe participait à la calibration du calorimètre et à la réalisation d'un déclencheur de niveau 2. Le groupe a également des responsabilités dans les algorithmes de reconstruction (Laurent Duflot est responsable du "Software Algorithms" de  $D\emptyset$ ). En outre, Jean-François Grivaz est responsable du groupe de physique "New Phenomena". En analyse, l'équipe a travaillé sur le quark top et participe désormais à la recherche de particules supersymétriques ainsi, bien sûr, qu'à la recherche du boson de Higgs. Il y a également une petite activité sur la recherche de leptosquarks.

# 4 Nature et objectifs

## 4.1 Présentation du sujet de thèse

Mon sujet de thèse est la recherche du boson de Higgs au TeVatron à l'aide du détecteur  $D\emptyset$ . Il existe de nombreuses voies pour la recherche et parmi tous les canaux possibles j'étudierai tout particulièrement le canal :  $q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ , où le H se désintègre selon  $H \rightarrow b\bar{b}$  et le Z selon  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . Le choix de ces canaux particuliers n'est pas anodin[3] et découle d'une étude précise qui sera détaillée en annexe. Comme le montre la figure 6 (en annexe), la section efficace de production du Higgs est dominée par le mode  $gg \rightarrow H$ , mais à cause d'un bruit de fond QCD trop important, ce canal n'est malheureusement pas prometteur dans le cadre du TeVatron. Il vient ensuite le canal  $q\bar{q}' \rightarrow W^*$  et le canal  $q\bar{q} \rightarrow Z^*$ . C'est cette deuxième voie que je serai amené à étudier au cours de ma thèse. Bien que sa section efficace soit inférieure de quasiment un facteur 2 par rapport à la première voie, le fait de produire un Z permet une désintégration en deux neutrinos dont le rapport d'embranchement total (pour les trois saveurs) est d'environ 20%. Le boson de Higgs se désintègre préférentiellement dans la paire de fermions de plus haute masse accessible cinématiquement. Ainsi, si l'on fait l'hypothèse d'un Higgs léger (masse inférieure à environ 130 GeV), le rapport d'embranchement dominant est  $H \rightarrow b\bar{b}$  (voir figure 5 en annexe).

Mon travail de thèse nécessitera :

- une étude des jets acoplanaires et de l'énergie manquante
- une étude de l'étiquetage des b
- une étude de la résolution des masses jet jet
- la compréhension des bruits de fonds
  - irréductible ( $ZZ$ ,  $Zb\bar{b}$ )
  - réductible (QCD + fluctuations)

Afin que ce travail soit le plus précis possible, une connaissance fine et approfondie du comportement du détecteur, et en particulier du calorimètre (pour la mesure des deux jets de quarks b ainsi que l'énergie manquante due à la paire de neutrinos) sera absolument nécessaire.

## 4.2 Déroulement du stage

Le stage portera sur l'étude de la résolution sur l'énergie manquante dans les événements à deux jets coplanaires (sans véritable énergie manquante). Ce travail a déjà été mené dans un passé récent mais la calibration du calorimètre s'étant beaucoup améliorée depuis, il est utile d'étudier la situation actuelle.

L'idée est de sélectionner des événements QCD, avec deux jets dans l'état final. En les prenant coplanaires, on est sûr qu'il n'y a pas de troisième jet énergétique, et donc que les impulsions transverses des deux jets doivent être égales et qu'il ne doit pas y avoir d'énergie transverse manquante. Il est donc possible de vérifier la compatibilité des énergies transverses des jets et en inférer la résolution sur celles-ci. Par ailleurs, on peut vérifier si l'énergie transverse manquante mesurée à partir de toutes les cellules du calorimètre est bien compatible avec ce que l'on attend de la résolution sur l'énergie des jets, ou s'il faut ajouter une composante supplémentaire.

## 4.3 Bibliographie commentée

Dans les articles qui suivent, je ne me suis intéressé qu'aux résultats liés au boson de Higgs du Modèle Standard.

### 4.3.1 Le détecteur $D\emptyset$

#### **The $D\emptyset$ detector [1]**

Cet article décrit en détail le détecteur  $D\emptyset$  lors du Run I et en particulier la chambre à muons, le calorimètre à Argon liquide<sup>6</sup> et le détecteur à radiation de transition. L'électronique, le système d'acquisition des données ainsi que le système de trigger sont également présentés.

#### **The Upgraded $D\emptyset$ detector [2]**

Cet article présente les améliorations et les changements du détecteur  $D\emptyset$  lors du Run II. Tout l'ensemble à l'intérieur du calorimètre est nouveau. L'amélioration principale est l'ajout d'un solénoïde plongeant les détecteurs centraux dans un champ magnétique de 2T permettant la mesure de l'impulsion des traces. De plus, le détecteur de vertex permet de reconstruire les vertex déplacés, ce qui est utile pour l'étiquetage des quarks b. Le détecteur de traces à fibres scintillantes permet d'étendre les capacités du trigger. Le détecteur de pied de gerbe permet de renforcer l'identification des électrons et des photons. Le calorimètre reste inchangé. Les scintillateurs du détecteur de muons sont nouveaux.

### 4.3.2 Perspectives au $D\emptyset$

#### **Report of the TeVatron Working Group [3]**

Ce rapport présente une étude de faisabilité de la recherche du boson de Higgs au TeVatron. Avant d'étudier individuellement chaque canal, une étude théorique est présentée, montrant entre autres les sections efficaces de production du Higgs, ainsi que les rapports d'embranchement. Enfin, les résultats des canaux dominants sont combinés. Une partie de ce rapport est commentée en annexe.

#### **Results of the TeVatron Higgs Sensitivity Study [4]**

Ce rapport des collaborations  $D\emptyset$  et CDF est une mise à jour du précédent rapport, avec le recul et une meilleure compréhension des détecteurs. Différents canaux et leur bruit de fond associé sont analysés, notamment avec la simulation SHWG. Une étude sur la résolution en masse des événements dijets est également présentée, ainsi que la sensibilité statistique de la recherche du Higgs au TeVatron et une étude des erreurs systématiques. Ces résultats montrent qu'il faudra finalement une luminosité intégrée moindre que celle calculée précédemment pour espérer découvrir le Higgs au TeVatron.

#### **$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ for the $D\emptyset$ Higgs Sensitivity Group [5]**

Ce document décrit l'effort pour évaluer la sensibilité des deux expériences du TeVatron pour la recherche du Higgs. Les canaux préférentiellement utilisés par CDF,  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ , et  $D\emptyset$ ,  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ , sont présentés, dans des domaines de masse de Higgs compris entre 100 et 130 GeV. Il souligne tout particulièrement le canal de  $D\emptyset$  et détermine la sensibilité attendue de manière plus rigoureuse que précédemment. Les résultats sont présentés suivant 3 scénarios.

---

<sup>6</sup>Le fonctionnement du calorimètre est détaillée dans l'annexe.

### 4.3.3 Résultats expérimentaux sur le boson de Higgs

#### Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP [6]

Dans cet article, les résultats des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, OPAL et L3) sont combinés afin de rechercher le boson de Higgs. Une limite à la masse du Higgs avec un niveau de confiance de 95% a été posée :  $m_H > 114.4$  GeV. Ainsi la borne inférieure a augmenté grâce à l'analyse combinée et l'indication d'un boson de Higgs à 115 GeV n'a pas été confirmée.

## 5 Conclusion

Le Modèle Standard décrit la physique des particules et leurs interactions. Au niveau de précision atteint actuellement par les expériences, il n'a pas encore été mis en défaut. En revanche, le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible n'a reçu aucune confirmation. Des recherches sont aujourd'hui très actives pour mettre en évidence le boson de Higgs. Cette particule serait la pièce manquante du Modèle Standard et sa découverte est absolument fondamentale pour la compréhension du phénomène responsable de la génération des masses. En attendant la mise en fonctionnement du LHC au Cern (prévue pour 2008), tous les yeux se tournent vers le TeVatron.

Mon travail de thèse portera justement sur la recherche du boson de Higgs à l'aide du détecteur  $D\emptyset$  du TeVatron (FermiLab). Il sera effectué au sein de l'équipe  $D\emptyset$  du LAL d'Orsay, sous la direction de Jean-François Grivaz. Il existe plusieurs canaux de productions et de désintégrations du Higgs, mais je me concentrerai sur celui qui semble le plus prometteur dans le cadre de  $D\emptyset$  et d'un Higgs de faible masse :  $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ . Une attention toute particulière devra être portée à la compréhension approfondie du détecteur afin d'analyser le plus finement possible les données et améliorer la résolution (notamment dans les événements à plusieurs jets). Il faudra en outre comprendre précisément les bruits de fond (QCD, ZZ,  $Zb\bar{b}$ ,...) afin de pouvoir extraire l'éventuel mince signal du boson de Higgs. Selon la luminosité atteinte par les différentes expériences et selon la masse du Higgs, plusieurs cas pourront se présenter : une exclusion à 95% de niveau de confiance, une confirmation à  $3\sigma$ , voire une découverte à  $5\sigma$ .

En outre, travailler au sein d'une collaboration internationale et à "taille humaine" sera un atout de poids pour avoir une certaine lisibilité et ne pas se sentir totalement perdu. Participer à cette quête s'annonce être un travail, certes minutieux, mais sans nul doute passionnant et enrichissant à tous les niveaux.

## Références

- [1]  $D\emptyset$  collaboration  
*The  $D\emptyset$  detector*  
NIM A 338(1994) 185-253.
- [2]  $D\emptyset$  collaboration  
*The Upgraded  $D\emptyset$  detector*  
To be submitted to NIM A
- [3] TeVatron Higgs Working Group  
*Report of the Higgs TeVatron Working groupe*  
hep-ph/0010338
- [4] CDF and  $D\emptyset$  collaboration  
*Results of the TeVatron Higgs Sensitivity Group*  
FERMILAB-PUB-03/320-E (2003)
- [5] Fisher W.  
 *$ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$  for the  $D\emptyset$  Higgs Sensitivity Group*  
D0 Note 004236 (2003)
- [6] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL and the LEP Working Groupe for Higgs Boson Searches.  
*Search for the standard Model Higgs Boson at LEP*  
Phys Lett B 565 (2003) 61-75

# A Annexe

## A.1 REPORT OF THE TEVATRON HIGGS WORKING GROUPE

Je ne vais m'intéresser ici qu'aux pages 1 à 10, 37 à 41, 70 à 76 et 147 à 150. Je ne traiterai pas de la production du boson de Higgs supersymétrique.

### A.1.1 Aspects théoriques de la physique du boson de Higgs au TeVatron

#### Introduction

Au cours des dernières années, les mesures de précision de la théorie électrofaible ont confirmé de manière éclatante la cohérence et les prédictions du Modèle Standard. Un des exemples les plus flagrants est l'excellent accord entre la valeur de la masse du quark top déduite des observables sensibles aux corrections radiatives (boucle de top) au LEP et au SLC, avec la mesure directe effectuée au TeVatron. Cependant, il n'existe pour le moment aucune preuve directe de la dynamique responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Le mécanisme de Higgs est le candidat le plus sérieux pour expliquer cette brisure mais d'autres modèles existent également (technicouleur,...). Comme toujours en physique, ce sera à l'expérience de trancher. Il est donc important de continuer les recherches au TeVatron, et plus tard au LHC.

Les physiciens s'accordent aujourd'hui pour dire que le Modèle Standard n'est qu'une très bonne approximation pour décrire la physique des particules élémentaires pour des énergies inférieures à une centaine de GeV. En effet, le Modèle Standard ne peut être la théorie "ultime" car à des énergies de l'ordre la masse de Planck,  $M_{PL} \simeq 10^{19}$  GeV, il faut tenir compte de la gravitation (dont une théorie quantique reste à construire). Il est également possible que le Modèle Standard doive être remplacé à une échelle d'énergie (appelée  $\Lambda$ ) inférieure à celle de Planck. Un indice éventuel de cela est que la constante d'autocouplage du Higgs peut devenir infini pour des énergies inférieures à la masse de Planck. Des questions se posent alors : jusqu'à quelle échelle  $\Lambda$  le Modèle Standard est-il valide ? quand faut-il intégrer des effets de "nouvelle physique" ? La recherche du mécanisme de brisure de symétrie électrofaible et la quête pour identifier  $\Lambda$  sont en fait intimement liées. Partant de l'hypothèse que le boson de Higgs existe, un des paramètres essentiels pour contraindre  $\Lambda$  est  $m_H$ . Les mesures de précision du LEP (incluant les corrections radiatives où interviennent des boucles de Higgs) ont donné une limite inférieure :  $m_H > 107.9$  GeV. L'ajustement global du Modèle Standard entre données expérimentales et contraintes théoriques donne pour sa part une limite supérieure :  $m_H < 188$  GeV. Ces deux résultats<sup>7</sup> sont donnés à 95% de confiance.

Les calculs théoriques montrent qu'il existe trois domaines de masse intéressants (voir figure 4) :

- $110 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 130 \text{ GeV}$ , qui implique  $\Lambda < M_{PL}$ .
- $130 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 130 \text{ GeV}$ , qui serait consistant avec  $\Lambda = M_{PL}$ .
- $180 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 190 \text{ GeV}$ , avec comme conséquence  $\Lambda < M_{PL}$ .

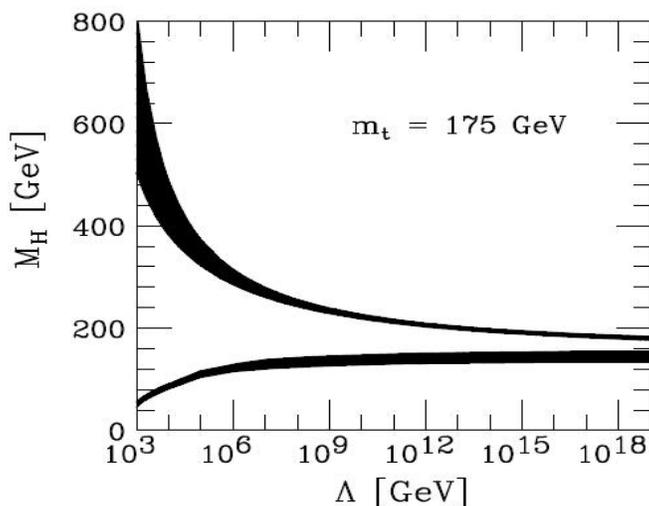


FIG. 4 – Limites supérieures et inférieures de la masse du boson de Higgs en fonction de  $\Lambda$ , échelle à laquelle une nouvelle physique doit remplacer le Modèle Standard. Les zones sombres correspondent aux incertitudes théoriques.

<sup>7</sup>Ces résultats sont aujourd'hui corrigés :  $114.4 \text{ GeV} < m_H < 193 \text{ GeV}$

## Rapports d'embranchement

Le boson de Higgs possède de nombreux modes de désintégration. La figure 5 montre les différents rapports d'embranchement en fonction de  $m_H$  :

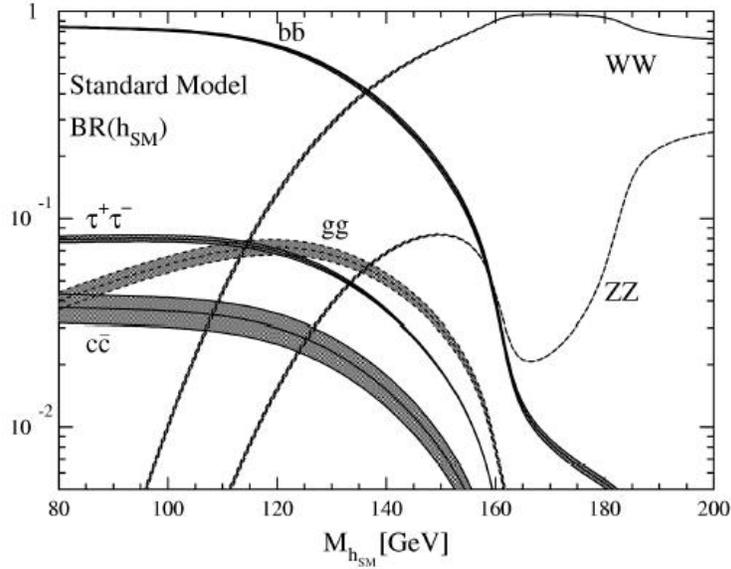


FIG. 5 – Rapports d'embranchement dominants du boson de Higgs Standard. Ces résultats incluent les corrections QCD au-delà d'une boucle. Les zones sombres représentent les incertitudes théoriques.

On constate que pour une masse inférieure à 130 GeV environ, le mode de désintégration dominant est en  $b\bar{b}$ , la paire de fermions la plus lourde accessible cinématiquement. Notons que pour des faibles masses le canal  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  peut jouer un rôle significatif. Le mode de désintégration  $H \rightarrow gg$  peut se révéler également compétitif pour des masses intermédiaires. La largeur partielle de cette désintégration est surtout importante car elle détermine la section efficace de production  $gg \rightarrow H$ . Au-delà de 135 GeV, le boson de Higgs se désintègre préférentiellement en paire de W (où au moins un des deux est hors couche de masse). Enfin, le canal  $H \rightarrow ZZ$  sera plus utile au LHC qu'au TeVatron.

### Sections efficaces

Les sections efficaces dominantes pour la production du boson de Higgs au TeVatron sont représentées sur la figure 6.

On constate en premier lieu que le processus de production dominant est la fusion de gluons à l'aide d'une boucle de quarks top. Malheureusement, le bruit de fond QCD trop important contraint fortement la détection du Higgs lorsqu'il se désintègre en  $b\bar{b}$ . En outre, la signature  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^-$  requière probablement une résolution sur l'énergie transverse manquante supérieure à celle de CDF et DØ.

En tout état de cause, pour  $m_H \lesssim 130$  GeV, le canal le plus prometteur pour la découverte du Higgs au TeVatron est  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$  (avec  $V=W^\pm$  ou  $Z$ ), où  $H \rightarrow b\bar{b}$  suivi de la désintégration leptonique du  $V$ . La section efficace pour  $q\bar{q} \rightarrow W^\pm H^8$  est prédominante là où celle de  $q\bar{q} \rightarrow Z$  lui est inférieure d'un facteur deux. Les incertitudes théoriques sont estimées à environ 15%. Pour la mise en évidence de signaux du canal  $q\bar{q} \rightarrow VH \rightarrow Vb\bar{b}$ , la désintégration leptonique du W ou du Z et l'étiquetage des jets de b sert de signature ( en incluant celle de l'énergie manquante associée à  $Z \rightarrow \nu\nu$ ) pour réduire de façon significative l'essentiel du bruit de fond. En revanche, la détection d'un Higgs via un état final à quatre jets (provenant de la désintégration hadronique des W ou Z) est largement compromise par un bruit de fond irréductible.

Enfin, les canaux de fusion de boson  $V^*V^* \rightarrow H$ , intervenant dans le processus  $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H$ , ne semblent pas prometteurs dans le cadre du TeVatron. Dans les canaux  $VH$ , une bonne résolution sur la masse  $b\bar{b}$  sera essentielle pour distinguer le signal au-dessus du bruit de fond irréductible  $Vb\bar{b}$ .

<sup>8</sup>sommée sur les deux états de charges du W

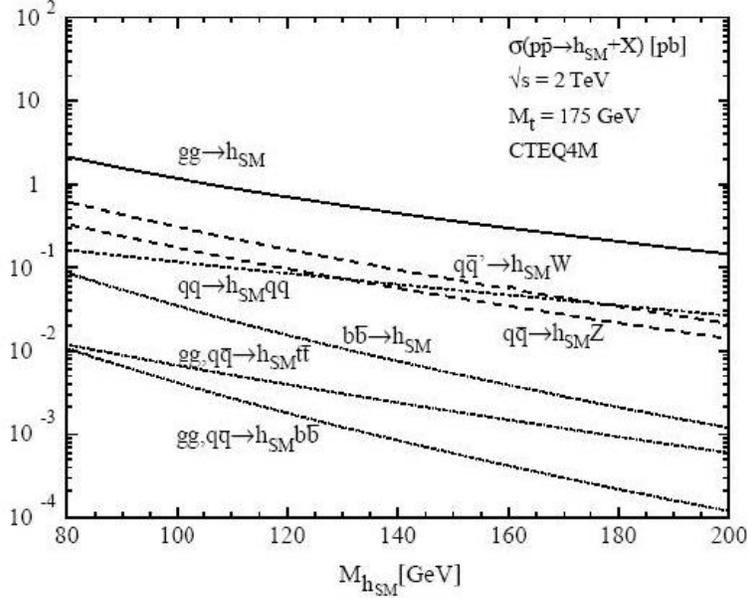


FIG. 6 – Sections efficaces de production du boson de Higgs (en  $\text{pb}^{-1}$ ) en fonction de la masse du Higgs.

### A.1.2 Etude expérimentale

Le but du Higgs Working Groupe est d'estimer le potentiel de découverte du boson de Higgs du Modèle Standard ainsi que celui du Modèle SuperSymétrique Minimal. Ceci s'exprime en terme de luminosité intégrée requise pour exclure le Higgs à 95% de niveau de confiance s'il n'existe pas, en avoir une évidence à  $3\sigma$  ou le découvrir à  $5\sigma$  par exemple. Estimer les seuils de luminosité nécessite la connaissance de la section efficace de production du signal, son acceptance, de l'efficacité d'identification, et du bruit de fond. De plus, l'efficacité d'étiquetage des b ainsi que la résolution sur la masse du Higgs, sont des facteurs déterminants pour la découverte de la pièce manquante du Modèle Standard.

#### Simulation et méthodes d'analyse

La simulation SHW fournit une simulation simple de la réponse moyenne des détecteurs DØ et CDF, après les améliorations survenues pour le Run II. Même si elle ne reflète pas tous les effets réels du détecteur, elle reste une approximation très raisonnable pour l'acceptance du signal et du bruit de fond. SHW commence par générer des événements et détermine ensuite quelles sont les traces chargées et les énergies déposées dans le calorimètre qu'enregistrerait le détecteur. Ces informations sont ensuite utilisées afin d'identifier les particules. Parmi les méthodes d'analyse utilisées, on trouve par exemple la mesure de la masse de la paire  $b\bar{b}$  et l'étiquetage des b.

#### Le canal $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$

Le groupe a étudié et simulé la potentialité de nombreux canaux. Je ne vais ici m'intéresser qu'au canal  $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$ , celui dont j'aurai la charge au cours de ma thèse, dans le cas d'un boson de Higgs de faible masse ( $90 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 130 \text{ GeV}$ ). Je ne prendrai en compte que l'analyse faite à partir de la simulation SHW.

La signature d'une désintégration en ZH est la présence de deux jets de quarks b avec une grande masse invariante et de l'énergie transverse manquante  $E_T$  ou deux leptons de signes opposés de masses proches de celle du Z. Ces conditions éliminent les événements multi-jets et laisse le bruit de fond suivant :  $Z\bar{Z}$ ,  $ZZ$ ,  $t\bar{t}$  et la production d'un single top. La sélection sur  $E_T$  prend aussi en compte la désintégration  $W \rightarrow l\nu$ , surtout si les leptons échappent à la détection. Ceci introduit un bruit de fond additionnel provenant de WZ et  $Wb\bar{b}$  et ajoute les événements WH au signal effectif.

En revanche, le processus de production de dijets  $b\bar{b}$  n'est pas pris en compte pour le bruit de fond et devra être estimé à partir des données réelles.

Les critères de sélection sont :

- 2 jets de b
  - un b étiqueté avec  $E_T > 20$  GeV et  $|\eta| < 2$ <sup>9</sup>
  - un b étiqueté avec  $E_T > 15$  GeV et  $|\eta| < 2$
- une énergie transverse manquante  $E_T > 35$  GeV
- un angle  $\delta\phi$  entre  $E_T$  et le jet le plus proche supérieur à 0.5
- un rejet des événements avec un ou plusieurs leptons isolés avec  $p_T > 8$  GeV/c
- une somme de l'énergie hadronique  $H_T < 175$  GeV

Les résultats des coupures sur le signal d'un boson de Higgs de 100 GeV/c<sup>2</sup> et d'exemples de bruit de fond sont montrés dans le tableau suivant :

channel	ZH	WH	ZZ	WZ	Zb $\bar{b}$	Wb $\bar{b}$	t $\bar{t}$	tb	tq + tbq
$\sigma \times BR$ (fb)	27.0	71.5	137	135	668	2530	6800	1000	807
generated	7000	7000	7000	7000	20000	20000	270000	6223	55000
2 b-jets	3022	2798	2437	2254	3694	3802	119713	2012	5036
$\cancel{E}_T > 35$ GeV	2177	1744	941	1297	2573	1924	55559	555	3686
$\Delta\phi > 0.5$	1983	1538	840	1171	2330	1704	48657	491	3324
$H_T < 175$ GeV	1527	831	668	802	1592	1526	2004	200	1660
no isolated leptons	1376	364	609	401	1458	680	767	99	902
$80 < m_{b\bar{b}} < 125$	1014	271	412	268	314	96	286	32	194

FIG. 7 – Canal  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}$  pour une masse de Higgs de 100 GeV. L'analyse est faite avec la simulation SHW

La coupure sur  $E_T$  enlève le bruit de fond multi-jets et une coupure additionnelle sur  $\delta\phi$  enlève les événements avec  $E_T$  due à une mauvaise mesure des jets. La coupure sur le lepton isolé réduit le bruit de fond lié à la désintégration d'un W. La coupure sur  $H_T$  aide à enlever le bruit de fond  $t\bar{t}$ .

Le tableau 8 montre le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus pour une luminosité de 1 fb<sup>-1</sup> à l'intérieur d'une fenêtre en masse  $b\bar{b}$  déterminé pour une résolution de  $\sim 15\%$ . Ce résultat suppose une efficacité du trigger de 100%. Le processus de production de dijets  $b\bar{b}$  n'est pas pris en compte pour le bruit du fond.

On constate alors que le signal provenant de WH et du même ordre de grandeur que celui du canal que l'on recherche mais légèrement inférieur. On constate également que le bruit de fond attendu est de 6 à 20 fois supérieur au signal attendu. On voit alors apparaître l'utilité d'améliorer la sélection pour de telles événements.

$m_H$ (GeV/c <sup>2</sup> )	90	100	110	120	130
$\Delta m$	70–110 (80–105)	80–125 (90–120)	85–130 (95–125)	90–140 (105–135)	95–150 (115–145)
ZH	4.9	3.9	2.8	1.9	1.3
WH	4.0	2.9	1.8	1.3	0.8
signal	8.9	6.7	4.6	3.2	2.1
ZZ	8.5 (8.5)	8.0 (6.0)	7.1 (2.9)	5.8 (0.2)	4.4 (0.0)
WZ	6.0 (5.9)	5.9 (5.1)	5.4 (2.7)	4.7 (0.2)	3.6 (0.0)
Zb $\bar{b}$	12.3 (7.0)	10.3 (6.3)	9.2 (5.6)	8.7 (4.6)	8.1 (3.5)
Wb $\bar{b}$	15.1 (8.5)	12.1 (7.1)	11.1 (6.7)	10.5 (5.4)	10.1 (4.2)
single t	7.4 (4.6)	8.0 (5.4)	7.8 (5.3)	8.0 (4.7)	7.9 (3.8)
t $\bar{t}$	6.3 (4.0)	7.2 (4.7)	7.0 (4.7)	7.3 (4.3)	7.2 (3.5)
background <sup>a</sup>	55.6 (38.5)	51.5 (34.6)	47.6 (27.9)	45.0 (19.4)	41.3 (15.0)

FIG. 8 – Canal  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . Ce tableau présente le nombre de signaux  $E_T b\bar{b}$  attendus ainsi que les événements du bruit de fond pour une luminosité de 1 fb<sup>-1</sup>, pour différentes masses de Higgs. Les nombres entre parenthèses correspondent aux résultats avec une résolution sur la masse  $b\bar{b}$  de 10%.

<sup>9</sup>On peut définir un repère sphérique autour du point d'interaction : l'axe (Oz) correspond à l'axe du faisceau et  $\phi$  est l'angle dans le plan transverse. On décrira un point de l'espace par  $(r, \eta, \phi)$  où  $\eta = -\ln(\tan\theta/2)$ .

### A.1.3 Analyse combinée des résultats

L'étude effectuée montre qu'il n'y pas de "golden channel" pour la recherche du boson de Higgs. Afin de maximiser la sensibilité, il faut combiner les résultats de tous les canaux. Cette section présente les résultats des combinaisons de tous les canaux pour la recherche du Higgs des deux expériences CDF et DØ. Les résultats sont présentés sur la figure 9. Ils sont exprimés en luminosité nécessaire en fonction de la masse du Higgs pour une exclusion à 95% CL, un indication à  $3\sigma$  et une découverte à  $5\sigma$ .

Les dernières et ultimes données de LEP indiquent un signal de Higgs autour de 115 GeV à trois déviations standards. Comme le montre la figure 9, la luminosité de  $2\text{ fb}^{-1}$  du Run 2a n'ajoutera pas beaucoup de sensibilité au champ déjà couvert par LEP.

Cependant, la situation change dramatiquement lorsque la luminosité intégrée augmente significativement. Avec  $5\text{ fb}^{-1}$  par expérience, la confirmation d'un Higgs de 115 GeV à 3 déviations standards devient possible et permettra d'exclure le Higgs à 95% CL pour une masse inférieure à 130 GeV. De plus, pour une luminosité intégrée de  $15\text{ fb}^{-1}$  délivrée à chacune des expériences, on peut espérer :

- la découverte 5 déviations standards pour  $M_H < 115\text{ GeV}$
- l'observation à 3 déviations standards dans la majeure partie du domaine en masse  $M_H < 180\text{ GeV}$
- l'exclusion à 95% CL du boson de Higgs du Modèle Standard dans la totalité du domaine de masse où le prédisent les mesures de précision actuelles.

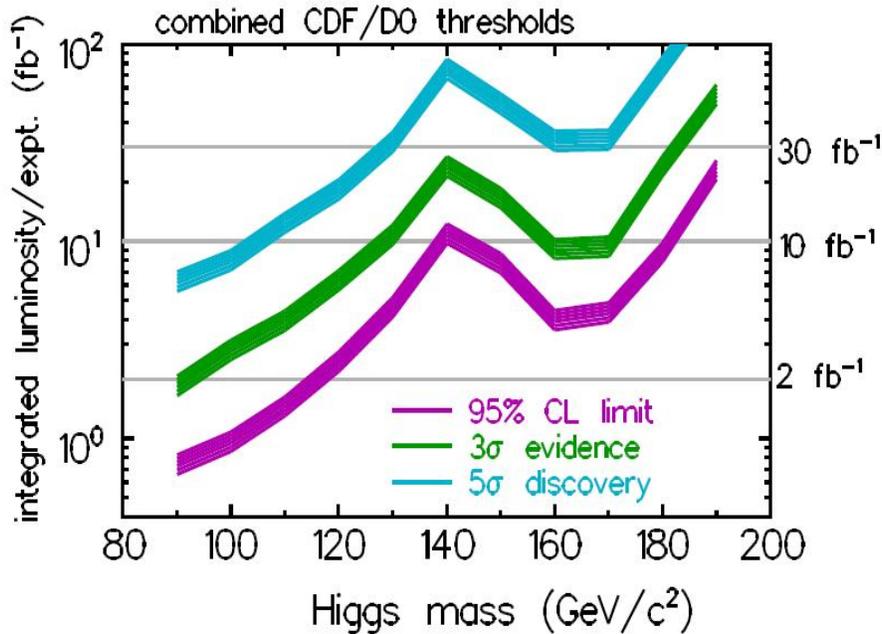


FIG. 9 – Luminosité nécessaire par expérience pour une exclusion à 95% CL, une indication à  $3\sigma$  et une découverte à  $5\sigma$ , en fonction de la masse du Higgs. La largeur des bandes correspond aux incertitudes.

## A.2 LE CALORIMETRE

Lors du passage du Run I au Run II, le calorimètre n'a pas changé, seule l'électronique de lecture a été adaptée aux contraintes introduites par l'accélérateur dans le but de conserver ses très bonnes performances du Run I. Dans le présent article, je vais étudier le détecteur tel qu'il était pour le Run I [1] et je vais seulement traiter de la partie concernant le calorimètre. L'électronique ayant changé pour le Run II, je ne m'y suis pas intéressé ici.

### Présentation générale

La conception du calorimètre est essentielle pour l'optimisation de  $D\theta$ . Il permet de mesurer l'énergie des électrons, des photons et des jets. Il joue également un rôle dans l'identification de ceux-ci ainsi que des muons. Il permet également d'avoir accès à l'énergie manquante. Le calorimètre de  $D\theta$  est un calorimètre à échantillonnage, composé d'une succession de plaques d'uranium appauvri (ou d'acier ou de cuivre pour les derniers compartiments hadroniques) et de couches actives d'Argon liquide. Les avantages de ce choix de technologie sont :

- une stabilité au cours du temps et une uniformité du signal
- une relative simplicité de la calibration
- la possibilité de faire des segmentations latérales et longitudinales des électrodes de lecture
- une bonne résistance aux radiations

Mais ce type de technologie a également certains inconvénients :

- complication du système cryogénique
- nécessité de grand cryostat qui introduit des zones non-instrumentées
- inaccessibilité du détecteur lors de l'utilisation

Le calorimètre de  $D\theta$  est constitué de trois calorimètres distincts (cf figure 10) refroidis par trois cryostats. Le calorimètre central (CC) couvre l'acceptance  $|\eta| < 1$ , le calorimètre avant, situé au nord (ECN),  $-4 < \eta < 1$  et le calorimètre avant, situé au sud (ECS),  $1 < \eta < 4$ .

Le schéma de l'unité de base du calorimètre, la cellule, est donnée sur la figure 10. Elle est constituée d'une plaque d'absorbeur, dont l'épaisseur varie suivant la région du calorimètre, et d'un espace d'Argon liquide servant de milieu actif, divisé en deux espaces égaux par une électrode de lecture. L'électrode et la plaque d'absorbeur sont séparées de 2.3 mm. L'électrode est mise à un potentiel positif tandis que la plaque d'absorbeur est mise à la masse. Un champ électrique permet la dérive des électrons d'ionisation de l'Argon liquide vers l'électrode. Le temps de collection de la charge est d'environ 400 ns. Seule la charge déposée dans le milieu actif est collectée. La résolution du calorimètre dépendra donc de la fraction d'échantillonnage, qui est égale au rapport de l'énergie perdue par une particule au minimum d'ionisation dans l'Argon à l'énergie perdue dans l'ensemble de la cellule.

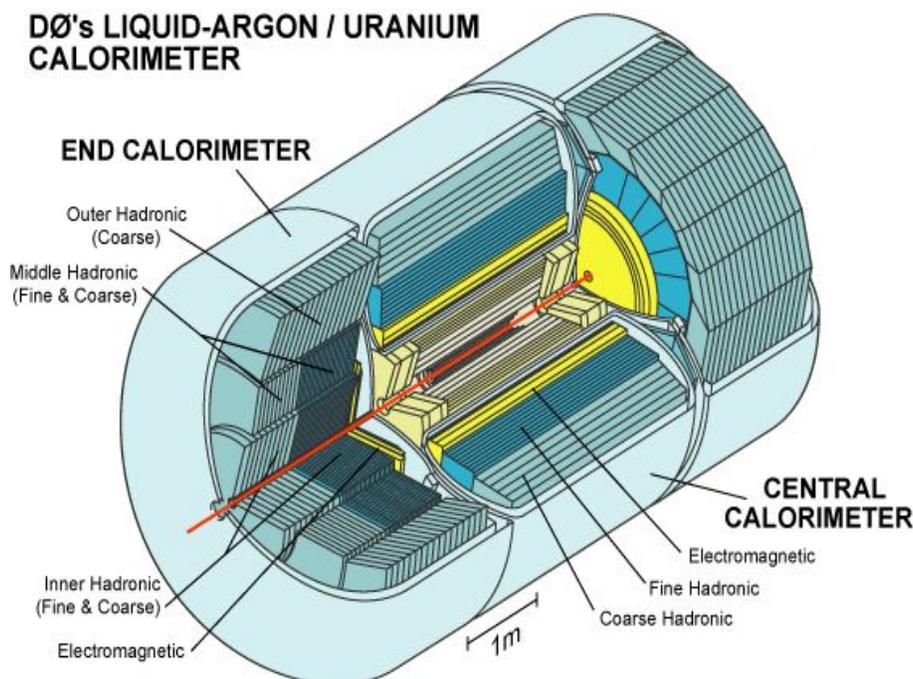


FIG. 10 – Vue de coupe du calorimètre de  $D\theta$ . La partie centrale et les deux bouchons sont représentés.

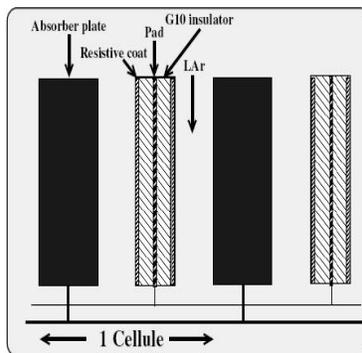


FIG. 11 – Vue schématique d'une cellule du calorimètre : deux plaques d'absorbeur et deux plaques d'électrodes baignent dans le milieu actif, l'Argon liquide.

### Le calorimètre central

Le calorimètre central est composé de trois modules distincts (cf figure 10). Le calorimètre électromagnétique (CEM) se trouve le plus près de l'axe du faisceau, entouré du calorimètre hadronique (CCFH) et du calorimètre hadronique grossier (CCFH). Les plaques d'absorbeur des parties électromagnétiques sont faites d'uranium appauvri et font 3 mm d'épaisseur. Dans le calorimètre hadronique, elles font 6 mm d'épaisseur. La section hadronique plus grossière contient des plaques d'absorbeur de 46.5 mm<sup>10</sup>.

Chacune des trois sections est construite en plusieurs modules azimutaux. Il y en a 32 dans la section électromagnétique et 16 dans les sections hadroniques. La petite zone non-instrumentée entre chaque module est appelée un crack. Ceci introduit des difficultés pour la reconstruction de l'énergie.

Le calorimètre électromagnétique est constitué de 4 couches cylindriques concentriques de longueur de radiation<sup>11</sup> chacune de 2, 2, 6.8 et 9.8  $X_0$ . Les cellules sont organisées en tours pseudo-projectives par rapport au centre du détecteur. La taille d'une cellule en  $\eta \times \phi$  est  $0.1 \times 0.1$  en général, sauf pour la troisième couche où  $\eta \times \phi = 0.05 \times 0.05$ , car c'est à ce niveau que le développement de la gerbe est maximum<sup>12</sup>.

Le calorimètre hadronique fin est fait de trois couches cylindriques concentriques de longueur de radiation 1.3, 1, 0.9 longueurs d'interaction<sup>13</sup>. Le calorimètre hadronique grossier est fait uniquement d'une couche d'une épaisseur de  $3.2 \lambda_A$ . Ne s'échappent de cette couche que les muons déposant une partie de leur énergie au minimum d'ionisation. La granularité de  $0.1 \times 0.1$  est constante dans toutes les couches.

### Les calorimètres avant

Les calorimètres avant sont formés d'un calorimètre électromagnétique (ECEM) et de trois cylindres concentriques qui sont des calorimètres hadroniques : intérieur (ECIH), milieu (ECMH) et extérieur (ECOH). De par leur construction, il n'y a quasiment pas de cracks. Comme dans le calorimètre central, les plaques d'absorbeur des parties électromagnétiques et hadroniques fines sont en uranium appauvri mais font 4 mm d'épaisseur dans la partie électromagnétique et toujours 6 mm d'épaisseur dans la partie hadronique fine. L'absorbeur est fait en acier inoxydable de 46.5 mm d'épaisseur dans la partie hadronique grossière.

Le module ECEM est constitué de 4 couches successives. La granularité est la même que précédemment et reste quadruple dans la troisième couche mais à cause de contraintes de construction pour  $|\eta| > 2.6$ , la granularité est  $0.1 \times 0.1$ . De même, à partir de  $|\eta| > 3.2$  la granularité de toutes les cellules est divisée par quatre, elle devient  $0.2 \times 0.2$ . Les couches électromagnétiques ont une longueur de 0.3, 2.6, 7.9 et 9.3 longueurs de radiation respectivement.

Le calorimètre hadronique intérieur est fait de deux portions : la portion hadronique fine est constituée de quatre couches de longueur  $1.1 \lambda_A$  et la portion hadronique grossière est constituée d'une seule couche de  $4.1 \lambda_A$ . De même, le calorimètre hadronique du milieu est fait de deux parties : la portion hadronique fine est constituée de quatre couches de longueur  $0.9 \lambda_A$  et la portion grossière d'une seule couche de  $4.4 \lambda_A$ . Enfin, le calorimètre extérieur est fait de trois couches

<sup>10</sup>La résolution est donc dégradée dans cette partie construite pour la mesure de l'énergie de fin de gerbes hadroniques

<sup>11</sup>La longueur de radiation peut servir d'unité de mesure de longueur. La perte d'énergie d'un électron énergétique par bremsstrahlung est exponentielle. La décroissance caractéristique est gouvernée par  $X_0$  telle que  $\frac{dE}{dX} = \frac{E}{X_0}$  où E est l'énergie de l'électron. Pour l'uranium, elle vaut environ 0.32 cm.

<sup>12</sup>Ceci était valable seulement au Run I car la présence du solénoïde et du détecteur de pied de gerbe ont déplacé ce maximum dans la couche précédente.

<sup>13</sup>La longueur d'interaction  $\lambda_A$  est la longueur moyenne pendant laquelle une particule ne subit aucune interaction. Dans l'uranium,  $\lambda_A$  vaut environ 10.5 cm.

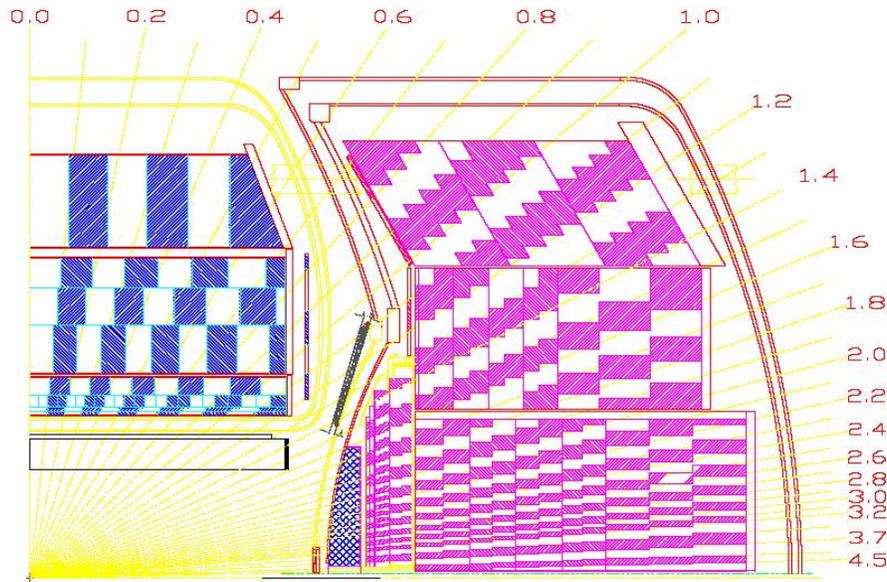


FIG. 12 – Un quart du calorimètre. La segmentation en cellules est représentée par l'alternance des zones colorés et blanches.

plus grossières. Ici, les plaques d'absorbeur sont inclinées d'un angle de  $60^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau, contrairement aux autres parties où l'angle est de  $90^\circ$  (voir figure 12).

#### Détecteur intercryostat et détecteurs sans absorbeur

Afin d'améliorer la résolution, des détecteurs intercryostats et des détecteurs sans absorbeur ont été ajoutés dans la région de recouvrement entre le calorimètre central et les calorimètres avant ( $0.8 < |\eta| < 1.4$ ) dans laquelle on retrouve beaucoup de matériaux non-instrumentés (cryostat, câbles,...). Ceci permet de savoir s'il y a eu dépôt d'énergie dans cette région afin de corriger le calcul de l'énergie manquante. Les détecteurs intercryostats sont un ensemble de trapèzes formant une roue qui est accolée sur la face interne de chaque cryostat des calorimètres avant. La granularité de ces trapèzes est de  $0.1 \times 0.1$  en  $\eta \times \phi$  et ils sont placés de manière à être dans le prolongement des tours projectives. Chaque détecteur intercryostat compte 192 voies de lecture. Ce sont des scintillateurs plastiques lus par phototubes.

Les détecteurs sans absorbeurs (dits "massless gap") sont des cellules ne contenant pas de plaques d'absorbeur qui se situent entre les modules du calorimètre proprement dit et les parois du cryostat<sup>14</sup>, dans l'Argon.

#### Performance du calorimètre

La résolution du calorimètre s'exprime de la façon suivante en fonction de l'énergie incidente en GeV :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{N}{E}\right)^2 + \frac{S^2}{E} + C$$

où N représente le terme de bruit, S le terme stochastique, C les incertitudes liées à la calibration et aux non-uniformités du calorimètre. On obtient<sup>15</sup>

- $C=0.003 \pm 0.002$  et  $S=0.157 \pm 0.005 \sqrt{GeV}$  pour des électrons dans ECEM
- $C=0.003 \pm 0.004$  et  $S=0.41 \pm 0.004 \sqrt{GeV}$  pour des pions dans ECMH

Le terme de bruit est négligeable.

Remarque : le bruit de fond est principalement due à la radioactivité de l'uranium.

<sup>14</sup>Les parois du cryostat jouent le rôle d'absorbeur

<sup>15</sup>Ceci correspond au résultat du Run I. Pour le Run II, on s'attend à :

- $C=0.003$  et  $S=0.15 \sqrt{GeV}$  pour des électrons dans ECEM
- $C=0.04$  et  $S=0.45 \sqrt{GeV}$  pour des pions dans ECMH