



HAL
open science

Sujets choisis en physique des particules expérimentale

H. Przysiezniak

► **To cite this version:**

H. Przysiezniak. Sujets choisis en physique des particules expérimentale. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2004. tel-00011527

HAL Id: tel-00011527

<https://theses.hal.science/tel-00011527>

Submitted on 2 Feb 2006

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.



LAPP-H-2004-06

UNIVERSITE DE SAVOIE

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

présentée par

Helenka Przysiezniak

Chargée de Recherche au CNRS

LAPP, BP110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex

Sujets Choisis en Physique des Particules Expérimentale

Habilitation soutenue le 21 mai 2004

Sommaire

J'ai suivi le cursus canadien d'un B.Sc en Physique, suivi d'un M.Sc. en Physique Nucléaire Théorique, et d'un Ph.D en Physique des Particules Expérimentale. Dans ce cadre, j'ai eu l'opportunité d'enseigner et de diriger le travail d'étudiants moins avancés. J'ai travaillé dans trois expériences au CERN (OPAL, ALEPH, ATLAS), associée avec des instituts canadiens (Universités de Montréal et d'Alberta), anglais (Imperial College of London), français (CEA de Saclay et LAPP) et aussi avec le CERN.

J'ai passé la majeure partie de mon temps de Ph.D. au CERN (OPAL) à travailler en collaboration étroite avec un groupe d'allemands de l'Université de Bonn (Peter Maettig), de l'Université de Hambourg (Ties Behnke) et de DESY (A.Wagner). J'ai dirigé les travaux de deux étudiants d'été et donné des cours et travaux pratiques aux étudiants inscrits en physique des particules à l'Université de Montréal. J'ai co-organisé un Workshop sur les mesures de spin, puis une réunion de la collaboration OPAL.

Dans ALEPH, j'ai travaillé avec puis dirigé le groupe *Mesure de la masse du W semileptonique*. Dans cet environnement, j'ai orienté les travaux des thésards et collaboré avec les autres membres de l'équipe.

Dans ATLAS, dans le cadre du système français, j'ai co-dirigé une thèse soutenue et une thèse en cours. J'ai participé à l'organisation de la réunion des Prospectives au LAPP, qui a eu lieu les 8 et 9 mars 2004, et aussi à l'organisation d'un Workshop de Physique Atlas France (PAF) les 3-4-5 mai 2004. Je suis la correspondante du Canada pour l'école de GIF2004 et ai rédigé le cours de Virdee sur la physique du LHC pour GIF2001. Aussi, je gère les réunions du groupe ATLAS-LAPP tous les vendredi matins.

Je collabore en ce moment avec le Professeur Elzbieta Richter-Was de Cracovie sur la physique du Higgs, et avec le Professeur Georges Azuelos de l'Université de Montréal et Professeur Driss Goujdami de l'Université de Marrakech sur la physique des dimensions supplémentaires.

J'ai eu l'opportunité de donner des présentations plénières à la conférence CIPANP2000 (*Precision Electroweak Physics*), et à l'hommage à Tran Thanh Van au Collège de France en septembre 2002 (*The Next Accelerator: LHC*). Je suis invitée à présenter les *Prospectives pour la Physique Électrofaible* aux Rencontres du Vietnam en août 2004 à Hanoi, puis à donner une conférence de vulgarisation à l'Université de Tous les Savoirs à Paris en Juin 2004, sur la Physique aux Accélérateurs.

I. Recherche

1 L'expérience ATLAS au LHC (2001-2004)

Le LHC (Large Hadron Collider) au CERN produira des collisions proton-proton à des luminosités atteignant $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et à une énergie de centre-de-masse de 14 TeV (voir Figure 1). Le détecteur ATLAS est à un stade avancé de construction et sera prêt en 2007 pour le début de la prise de données. La principale motivation est la recherche de *nouvelle physique* (boson de Higgs, SuperSYMétrie, dimensions supplémentaires, etc.).

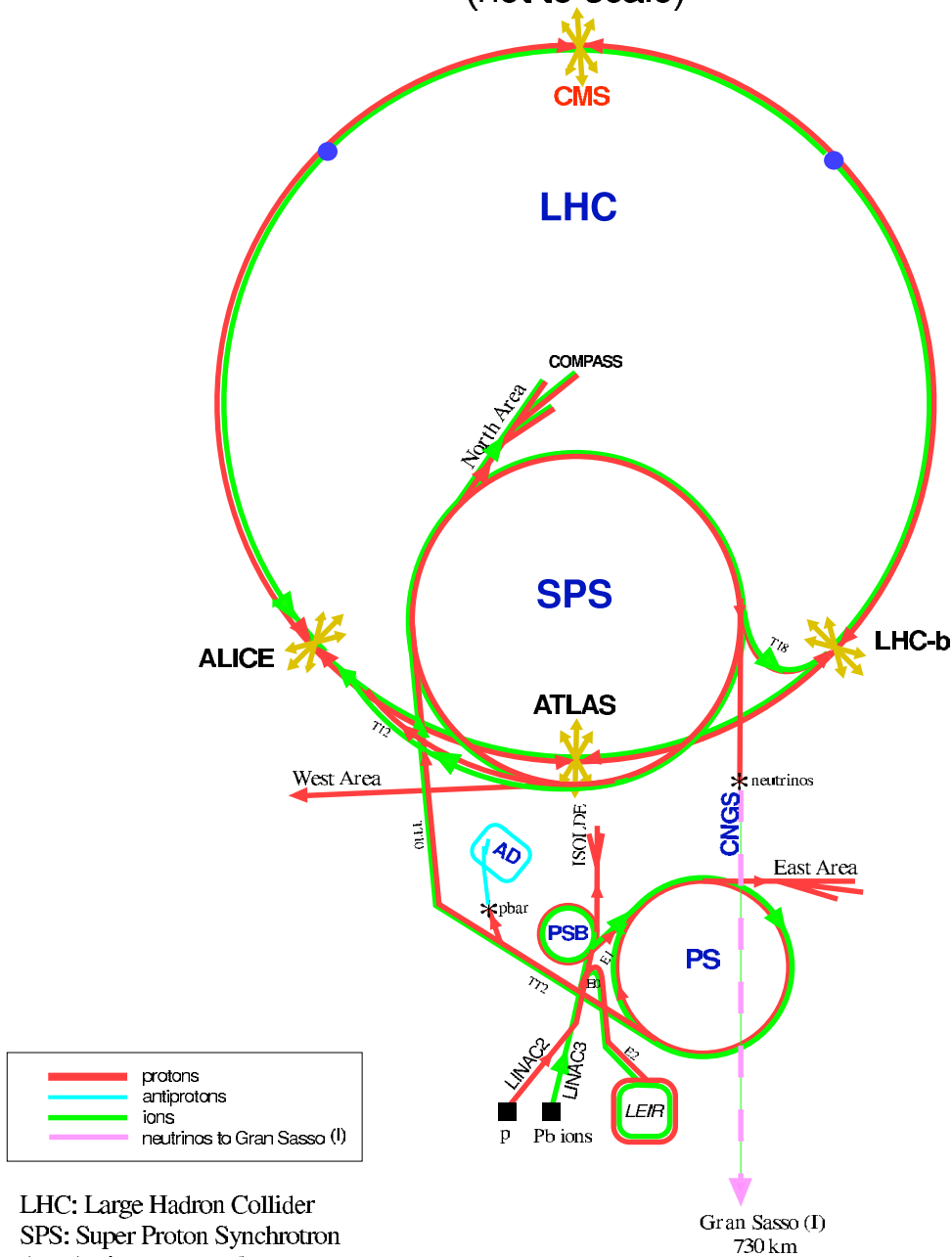
1.1 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS (voir la Figure 2) est composé de plusieurs sous-détecteurs: les détecteurs centraux, conçus pour identifier les traces très près du point d'interaction des protons et baignant dans un champ magnétique de deux Teslas produit par un solénoïde, le calorimètre électromagnétique permettant d'identifier et de mesurer l'énergie des photons et des électrons, et le calorimètre hadronique. Le tout est entouré par des détecteurs à muons. Un ensemble d'aimants supraconducteurs génère un champ magnétique toroïdal pour le système de détection des muons.

La calorimétrie tient un rôle central dans le système de déclenchement et les analyses de physique. Le LAPP a été fortement impliqué dans la construction du calorimètre électromagnétique à échantillonnage en plomb et argon liquide. Il est constitué de trois parties principales: un cylindre central (tonneau), deux *roues* aux extrémités (les bouchons) et un pré-échantillonneur. La taille de ce dernier (environ 8 mètres de long sur 4,5 mètres de diamètre), la géométrie en accordéon de ses composants, et le nombre élevé de canaux d'électronique (environ 200 000, assurant une fine granularité), sont autant de défis techniques qui ont été relevés.

Le LAPP est également engagé dans l'ensemble cryostats-cryogénie, qui représente une partie importante du détecteur à argon liquide. Les trois cryostats requis, entièrement réalisés en aluminium, supportent le poids des détecteurs et du bain de liquide, et isolent sous vide le calorimètre du monde extérieur, la sortie des signaux étant assurée par près de 200 000 traversées étanches. La phase de construction est sur le point de s'achever. Deux des trois calorimètres ont été

CERN Accelerators (not to scale)



LHC: Large Hadron Collider
 SPS: Super Proton Synchrotron
 AD: Antiproton Decelerator
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
 PSB: Proton Synchrotron Booster
 PS: Proton Synchrotron
 LINAC: LINear ACcelerator
 LEIR: Low Energy Ion Ring
 CNGS: Cem Neutrinos to Gran Sasso

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96
 Revised and adapted by Antonella Del Rosso, ETT Div.,
 in collaboration with B. Desforçes, SL Div., and
 D. Mangtunki, PS Div. CERN, 23.05.01

Figure 1: Chaîne d'accélérateurs du CERN.

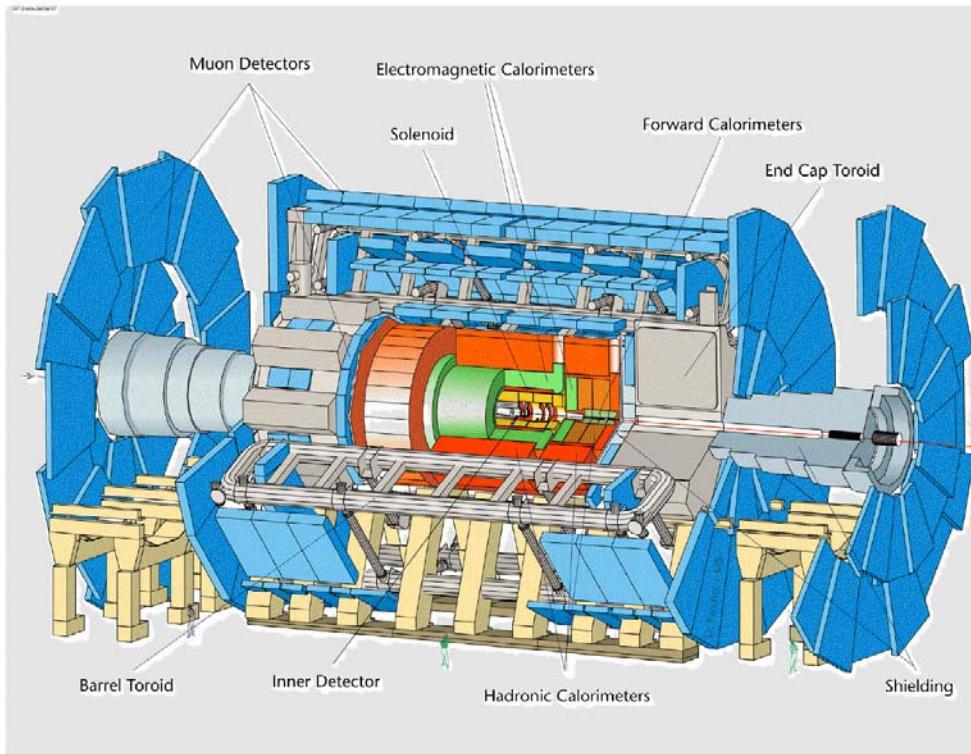


Figure 2: Vue générale du détecteur ATLAS, de ses sous-détecteurs et du système d'aimants supraconducteurs.

insérés dans leur cryostat et seront testés à chaud et à froid en cours d'année 2004.

Le calorimètre hadronique en fer et tuiles scintillantes (TileCal) entoure le calorimètre électromagnétique. D'une masse totale de 2 900 tonnes, le TileCal est composé de trois tonneaux d'une longueur totale de 13 mètres pour un diamètre extérieur d'une dizaine de mètres. L'essentiel de la masse est formée de blocs de fer (qui dégradent l'énergie des particules en ionisation) répartis en 192 modules.

Situé au coeur d'ATLAS, le détecteur à Pixels est le premier détecteur rencontré par les particules issues de la collision proton-proton et permet de mesurer leurs trajectoires avec une précision de l'ordre d'une dizaine de micromètres. Sa position le rend ainsi très compact – 50 centimètres de diamètre pour 1,4 mètres de long – malgré ses cent millions de canaux.

Le détecteur ATLAS au LHC permettra donc de mesurer les caractéristiques du boson de Higgs avec une grande précision, s'il existe, et sera un puissant outil pour la recherche de nouveaux phénomènes. Dans le futur immédiat, de mai à septembre 2004, une tranche quasi-complète du détecteur ATLAS (détecteur central interne, calorimètres, spectromètre à muons) sera testé en faisceau au SPS du CERN.

Le groupe ATLAS au LAPP est impliqué dans la construction du calorimètre

électromagnétique d'argon liquide. La phase de construction des modules s'est terminée en septembre 2003. Toutefois, l'analyse des données prises durant les faisceaux tests 2000, 2001 et 2002 continue. Ceci a permis d'étudier 4 des 32 modules et un nouveau test combiné en faisceau (i.e. calorimètre électromagnétique et hadronique, détecteur à traces, chambres à muons) est en préparation. Il débutera au printemps 2004 et se terminera en automne 2004.

1.2 Calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS

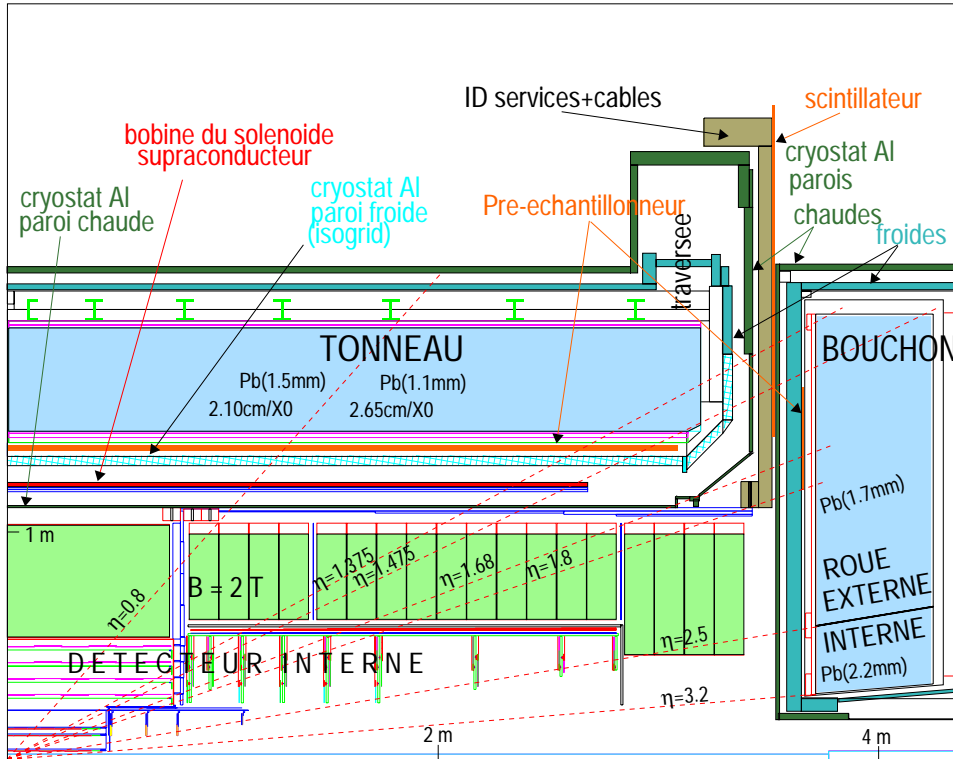


Figure 3: Coupe longitudinale d'un quart du détecteur ATLAS: détecteur interne et calorimètre électromagnétique.

La calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS (voir la Figure 3) est un calorimètre à échantillonnage en plomb et argon liquide constitué d'absorbeurs et d'électrodes en forme d'accordéon. La calorimétrie argon liquide a été choisie grâce à son comportement intrinsèquement linéaire, sa stabilité de réponse et sa tolérance aux radiations.

Le calorimètre tonneau est constitué de deux demi-tonneaux, centrés autour de l'axe z (l'axe du faisceau dans ATLAS). Un demi-tonneau couvre $z > 0$ (pseudo-rapacité $\eta > 0$) et l'autre $z < 0$ (pseudo-rapacité $\eta < 0$), de $|\eta| = 0$ à $|\eta| = 1.475$. Chaque demi-tonneau mesure 3.2m, les diamètres interne et externe sont de \sim

2.8m et 4m respectivement. Un demi-tonneau est constitué de 1024 absorbeurs en forme d'accordéon, intercalés d'électrodes de lecture.

Les électrodes sont maintenues entre deux absorbeurs par des *espaceurs* en nid d'abeille. La distance de dérive de chaque côté d'une électrode est de 2.1mm, ce qui correspond à un temps total de dérive de 450 ns pour une tension d'opération de 2000V (voir Figure 4).

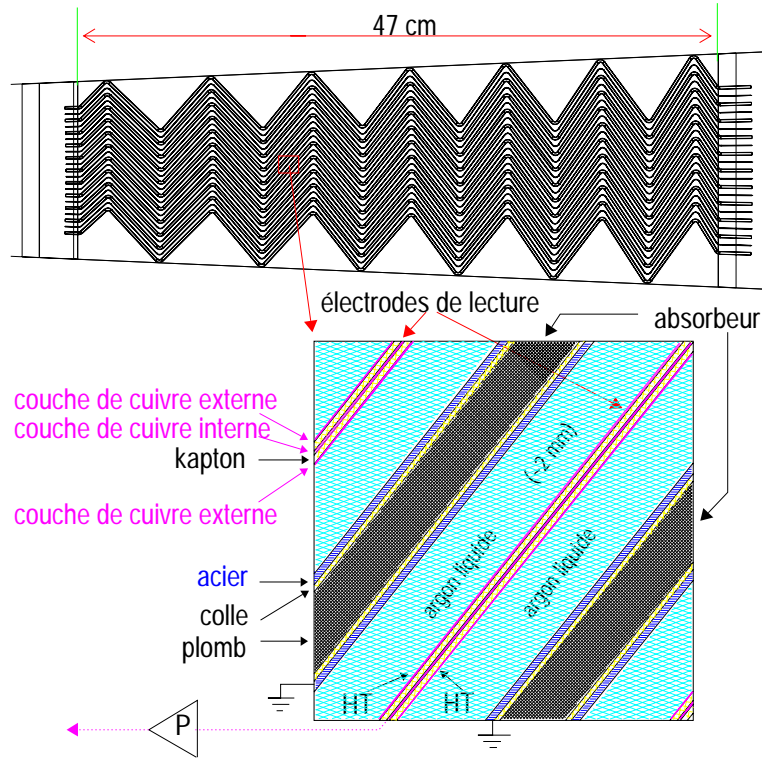


Figure 4: Schéma des différentes couches composant le calorimètre. La figure du haut représente la géométrie en accordéon des absorbeurs. La figure du bas représente une séquence absorbateur/milieu actif.

Une fois assemblé, le calorimètre ne présente aucune discontinuité azimuthale en ϕ , mais pour faciliter la construction, chaque demi-tonneau est divisé en 16 modules. L'épaisseur totale d'un module est d'au moins 22 longueurs de radiation (X_0), allant de $22X_0$ à $30X_0$ entre $|\eta|=0$ à $|\eta|=0.8$, et de $24X_0$ à $33X_0$ entre $|\eta|=0.8$ à $|\eta|=1.3$.

Un module possède trois compartiments en profondeur (avant, milieu, arrière; voir la Figure 5). La granularité de lecture des différents compartiments pour $\eta < 1.3$ est donnée dans le Tableau 1. Au total, il y a 3428 cellules de lecture par module.

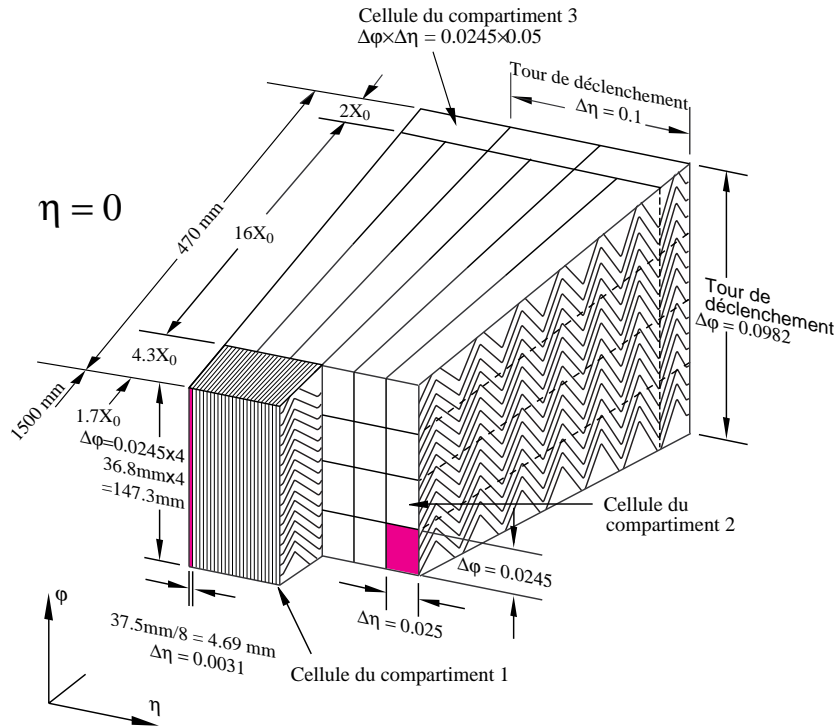


Figure 5: Schématisation d'un secteur angulaire du tonneau.

Compartiment	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	X_0
Avant	$\sim 0.025/8$	$2\pi/64$	2.5 à 4.5
Milieu	~ 0.025	$2\pi/256$	16.5 à 19
Devant	~ 0.050	$2\pi/256$	1.4 à 7

Table 1: Segmentation de lecture d'un module du tonneau pour $\eta < 1.3$.

La résolution en énergie du calorimètre tonneau peut s'écrire comme

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

où a est le terme stochastique ($\sim 10\%$), b est le terme de bruit (~ 400 MeV), c est le terme constant représentant les non-uniformités locales de la réponse du calorimètre ($\sim 0.7\%$), et E est l'énergie en GeV. Les seuils de tolérance pour a , b et c ont été atteints lors des tests en faisceau [1].

Le LAPP a été responsable du montage, du câblage, des tests électriques et des tests à froid d'environ un tiers des 32 modules du calorimètre. J'ai principalement travaillé au câblage et aux tests électriques. J'ai aussi participé aux prises des données en faisceau et à l'analyse de ces données.

1.3 Câblage et tests électriques

Les charges d'ionisation produites dans l'argon liquide sont collectées et associées à des cellules de lecture. L'information est convertie d'analogique à numérique, puis l'énergie peut être reconstruite.

L'électrode de lecture permet d'acheminer le signal via de fines bandes cuivrées, de longueur variant selon η , vers les connecteurs *signal* situés à l'avant du module (à petit rayon) pour le compartiment avant ou l'arrière du module (à grand rayon) pour les compartiments milieu et arrière. La haute tension est délivrée par l'arrière de l'électrode pour un secteur correspondant à $\Delta\eta = 0.2$.

Des cellules de lecture sont ensuite définies par l'addition des signaux effectuée par deux types de carte (voir Figure 6):

- La carte *sommatrice*, directement connectée aux électrodes, somme les signaux dans la direction azimuthale selon la granularité. Quatre (seize) électrodes correspondent à une cellule du compartiment milieu ou arrière (avant).
- La carte *mère* supporte 2×2 cartes sommatrices et couvre ainsi une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

Le câblage d'un module s'effectue après l'assemblage. Celui de la face à petit rayon comporte l'installation des cartes sommatrices, des cartes mères, des panneaux d'interconnection et la pose des câbles entre les cartes mères et les panneaux. Un test de continuité électrique (TBF: Très Basse Fréquence) des lignes d'étalonnage et des lignes signaux est effectué. Ce test consiste à injecter un signal sinusoïdal de très basse fréquence dans les couches haute tension de l'électrode considérée et à observer le signal induit par couplage capacitif sur la couche signal de l'électrode. Si le signal observé est au dessous d'un certain seuil, l'homogénéité de la distribution de la haute tension sur la surface de l'électrode n'est pas suffisante, et alors les câbles, cartes et connections sont révisées pour de possibles défaillances. La capacité de chaque cellule du compartiment avant est ensuite mesurée (test TPA: Test Pulse ATLAS). Ce test permet de cartographier les cellules du détecteur en mesurant la réponse de chacune d'elles et la diaphonie avec les cellules voisines.

Le module est retourné, la face à grand rayon est câblée, et les cartes et câbles de haute tension sont installés. Ces derniers ainsi que la tenue de haute tension sont testés, suivis des tests des lignes d'étalonnage et des lignes de signaux à grand rayon. Comme pour le petit rayon, la capacité de chaque cellule des compartiments milieu et arrière est ensuite mesurée.

1.4 Tests en faisceau et analyses

Un module prototype (module 0) du calorimètre a été testé en faisceau au SPS en 1999 et 2000, ce qui a permis de tester différents types d'électrodes, de cartes

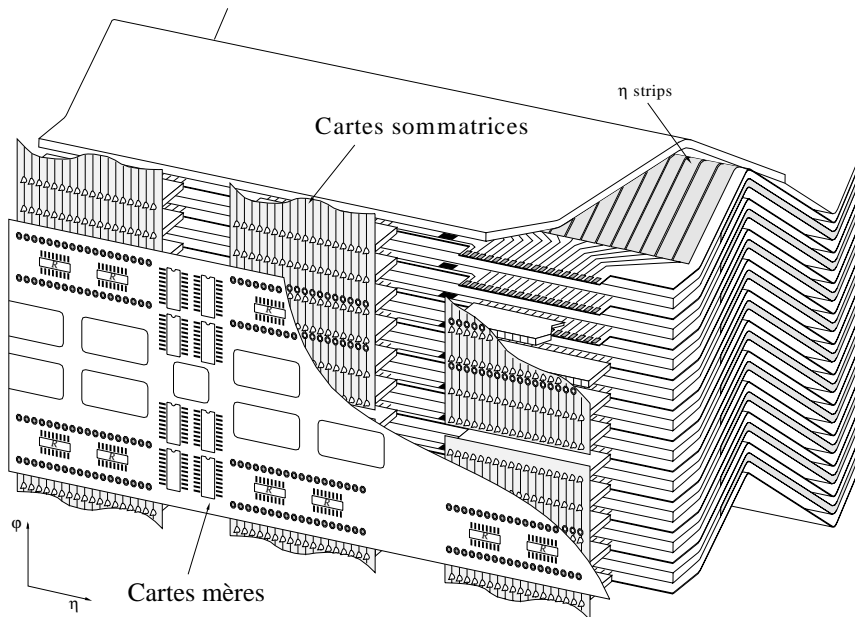
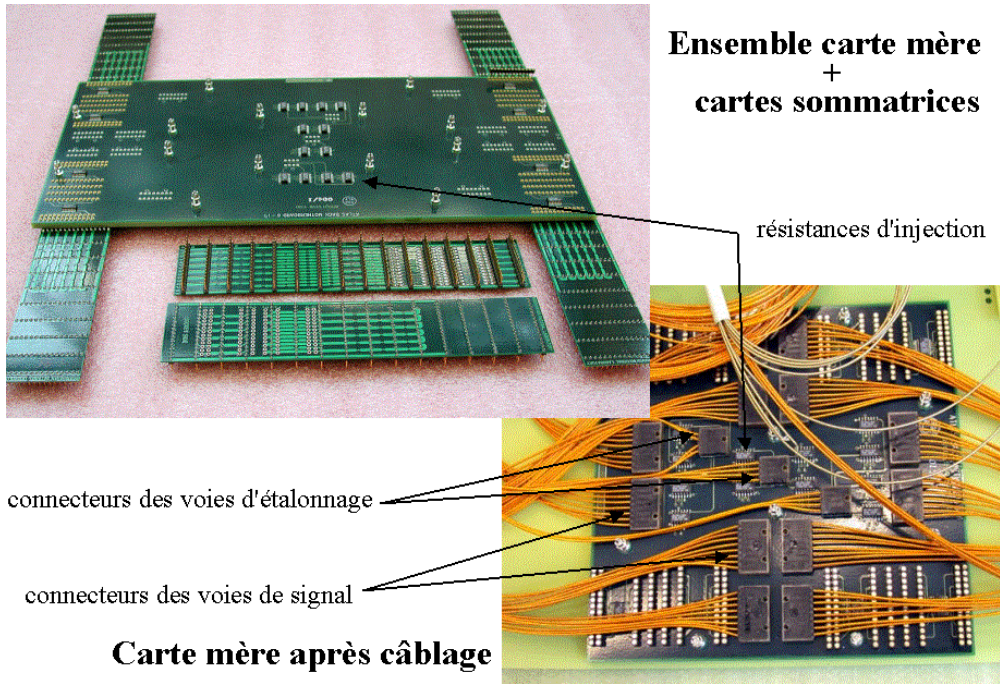


Figure 6: La photographie de gauche représente une carte mère (CM) connectée à ses quatre cartes sommatrices (CS) pour la face arrière. Deux CS se trouvent devant le montage. La photoraphie de droite représente une CM après câblage. Les différents connecteurs ainsi que les résistances d'injection sont indiquées. Le dessin représente la disposition des cartes sur un module.

mères et sommatrices, et de mesurer les performances d'un module type. Les données ont permis d'élaborer une procédure pour la reconstruction de l'énergie. Quatre modules finaux du calorimètre ont ensuite été testés en faisceau en 2001 et 2002.

Les tests en faisceau ont été réalisés avec la ligne H8 de la zone nord du CERN, à Prévessin. Un jet de paquets d'électrons d'une durée de 2.4s qui arrive toutes les 14s constitue le faisceau. Les particules peuvent avoir des énergies allant de 10 GeV à 300 GeV. Le calorimètre est placé dans un cryostat dédié à ces tests. La table sur laquelle il repose permet des rotations suivant η et ϕ afin de garder la projectivité de la ligne de faisceau sur les cellules du calorimètre. La ligne est schématisée dans la Figure 7.

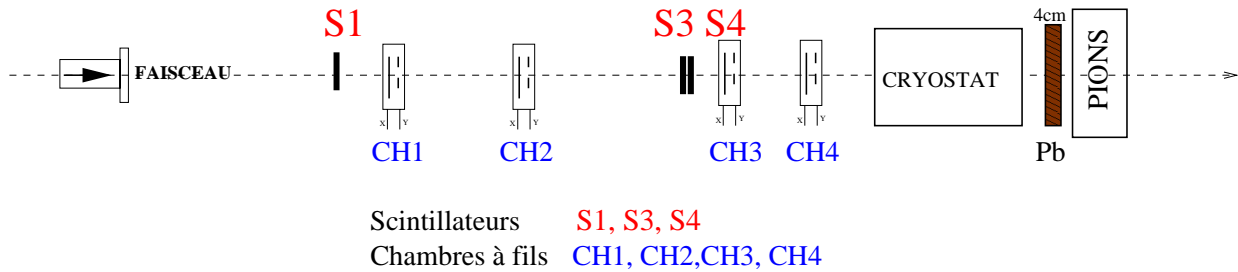


Figure 7: Disposition de la ligne de faisceau H8.

La prise de données a consisté en séquences (*runs*) avec le faisceau pointant au centre d'une cellule du compartiment milieu. Différentes énergies de faisceau (10 GeV \rightarrow 245 GeV) ont été choisies pour des études de résolution, de linéarité et d'uniformité. Un certain nombre de runs d'étalonnage ont été réalisés pour la mesure des piédestaux, le calcul des gains et la reconstruction de la forme du signal:

- Les runs de piédestaux: les événements sont sélectionnés entre les prises de données du faisceau (entre les paquets d'électrons) et servent à définir le décalage des ADC.
- Les runs d'étalonnage: des signaux électriques d'amplitudes différentes sont injectés, ce qui permet de déterminer la réponse électrique de chaque voie d'électronique et d'obtenir la conversion ADC/charge.
- Les runs de physique: les données sont prises en mode asynchrone, à la différence de ce qui aura lieu au LHC. Cinq échantillons en temps sont utilisés pour reconstruire l'énergie. Les données sont prises soit en mode gain libre (où le gain est choisi automatiquement par le système électronique), soit en mode deux gains (en gains haut et moyen à la fois). Deux types d'événements de physique existent:

- Les événements pour lesquels le déclenchement a lieu aléatoirement. Ils servent à évaluer le bruit électronique pendant la prise de données.
- Les événements physiques qui correspondent au vrai passage d'une particule (détectée dans les scintillateurs à l'avant du cryostat).

1.4.1 Monitoring des données

En 2001, un outil de monitoring a été mis en place grâce au travail de notre étudiant Christophe Le Maner, permettant de tourner simultanément pendant la prise de données (online monitoring). Il était dorénavant possible de contrôler les données pendant le run. Cet outil a été dans un premier temps développé pour les tests en faisceau des modules du tonneau électromagnétique, puis son utilisation a été étendue aux tests en faisceau des modules des bouchons électromagnétiques. Ce monitoring est devenu un outil incontournable, rapide et efficace lors de la prise de données (pour plus de détails voir [2] et [3]).

1.4.2 Coefficients de filtrage optimal et calcul de l'énergie

Pour satisfaire les tolérances requises en uniformité de réponse, la méthode des coefficients de filtrage optimal (OF) a été utilisée pour évaluer l'énergie. Le codage de celle-ci au sein du groupe LARG d'ATLAS a été défriché au LAPP (voir [4] et [5]) en s'inspirant des travaux de Cleland et Stern [6]. Depuis nous cherchons à l'améliorer et à la simplifier.

J'ai effectué la production des coefficients pour plusieurs modules tout en améliorant le code de manière à accélérer la production. En implémentant un calcul qui permet de tenir compte de la diaphonie entre les cellules du calorimètre, j'ai étudié l'effet sur la résolution et l'uniformité de la réponse. Une note interne ATLAS-LARG a été rédigée [7] qui servira de contribution à une publication [8].

Trois types de diaphonie sont identifiés: résistif, capacitif ou inductif. La diaphonie entre les cellules du compartiment avant est principalement capacitive, alors que celle entre les cellules du compartiment du milieu et les cellules du compartiment avant est résistive. Les diaphonies pour les compartiments milieu et arrière (milieu-milieu, milieu-arrière, arrière-milieu et arrière-arrière) sont dominées par le couplage inductif des connecteurs de la carte sommatrice touchant les cartes mères.

La méthode du filtrage optimal nous permet d'écrire l'énergie comme

$$E \propto u = \sum_i a_i y_i \quad (1)$$

et le produit de l'énergie fois la déviation en temps τ comme

$$E\tau \propto v = \sum_i b_i y_i \quad (2)$$

où y est le signal de physique, y_i est l'amplitude du signal pour le i ème échantillon en temps, τ est la déviation en temps par rapport au temps supposé de croisement du faisceau, et a_i, b_i sont les coefficients d'OF. Le signal s'écrit comme

$$y_i = Eg(t_i + \tau) + \langle n_i \rangle \simeq Eg_i + E\tau g'_i + \langle n_i \rangle \quad (3)$$

où g_i est l'amplitude de l'échantillon i du signal normalisé, g'_i est l'amplitude de sa dérivée, et n_i est le terme de bruit. La diaphonie peut être implémentée en modifiant l'équation 3:

$$y_i \simeq E'g_i + E\tau g'_i + \langle n_i \rangle + \chi_i \quad (4)$$

où E' est l'énergie déposée dans la cellule considérée, $E - E'$ est l'énergie dissipée dans les cellules voisines par la diaphonie, et E est l'énergie totale déposée par la particule dans le calorimètre. χ_i est l'amplitude de l'échantillon i du signal de diaphonie. Le bruit a une valeur moyenne nulle $\langle n_i \rangle = 0$, et on obtient les contraintes suivantes

$$\sum_i a_i g_i = 1 \quad \sum_i b_i g_i = 0 \quad (5)$$

$$\sum_i a_i g'_i = 0 \quad \sum_i b_i g'_i = 1 \quad (6)$$

$$\sum_i a_i \chi_i = \beta \quad \sum_i b_i \chi_i = 0 \quad (7)$$

où $\beta = E - E'$ est l'énergie dissipée à cause de la diaphonie. Les variances des estimateurs u et v sont données par

$$Var(u) = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \quad (8)$$

$$Var(v) = \sum_{ij} b_i b_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij}. \quad (9)$$

Elles sont minimisées, tout en satisfaisant les contraintes des Equations 5, 6 and 7, en utilisant les multiplicateurs de Lagrange. Les fonctions à minimiser sont

$$I_u = \sum_{ij} R_{ij} a_i a_j - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i - \xi \left(\sum_i a_i \chi_i - \beta \right) \quad (10)$$

$$I_v = \sum_{ij} R_{ij} b_i b_j - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i - 1 \right) - \xi' \sum_i b_i \chi_i. \quad (11)$$

On minimise en dérivant par rapport aux coefficients d'OF

$$\frac{\partial I_u}{\partial a_i} = \sum_j R_{ij} a_j - \lambda g_i - \kappa g'_i - \xi \chi_i = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial I_v}{\partial b_i} = \sum_j R_{ij} b_j - \mu g_i - \rho g'_i - \xi' \chi_i = 0. \quad (13)$$

En résolvant les équations, on trouve

$$\vec{a} = \lambda V \vec{g} + \kappa V \vec{g}' + \xi V \vec{\chi} \quad (14)$$

$$\vec{b} = \mu V \vec{g} + \rho V \vec{g}' + \xi' V \vec{\chi} \quad (15)$$

où $V = R^{-1}$ et R est la matrice d'autocorrélation du bruit. En remplaçant les équations 14 et 15 dans les équations des contraintes 5, 6 and 7, on peut écrire les six équations suivantes

$$\lambda g^\dagger V g + \kappa g^\dagger V g' + \xi g^\dagger V \chi = 1 \quad (16)$$

$$\lambda g'^\dagger V g + \kappa g'^\dagger V g' + \xi g'^\dagger V \chi = 0 \quad (17)$$

$$\lambda \chi^\dagger V g + \kappa \chi^\dagger V g' + \xi \chi^\dagger V \chi = \beta \quad (18)$$

et

$$\mu g^\dagger V g + \rho g^\dagger V g' + \xi' g^\dagger V \chi = 0 \quad (19)$$

$$\mu g'^\dagger V g + \rho g'^\dagger V g' + \xi' g'^\dagger V \chi = 1 \quad (20)$$

$$\mu \chi^\dagger V g + \rho \chi^\dagger V g' + \xi' \chi^\dagger V \chi = 0. \quad (21)$$

En supposant que β est connue, on se retrouve avec six équations et six inconnues. En posant

$$Q_1 = g^\dagger V g \quad Q_2 = g'^\dagger V g' \quad Q_3 = g'^\dagger V g \quad Q_4 = g^\dagger V y$$

$$Q_5 = g^\dagger V y \quad Q_6 = g^\dagger V \chi \quad Q_7 = g'^\dagger V \chi \quad Q_8 = \chi^\dagger V \chi$$

on retranscrit les six équations

$$\lambda Q_1 + \kappa Q_3 + \xi Q_6 = 1 \quad (22)$$

$$\lambda Q_3 + \kappa Q_2 + \xi Q_7 = 0 \quad (23)$$

$$\lambda Q_6 + \kappa Q_7 + \xi Q_8 = \beta \quad (24)$$

et

$$\mu Q_1 + \rho Q_3 + \xi' Q_6 = 0 \quad (25)$$

$$\mu Q_3 + \rho Q_2 + \xi' Q_7 = 1 \quad (26)$$

$$\mu Q_6 + \rho Q_7 + \xi' Q_8 = 0. \quad (27)$$

En posant $\Delta = Q_1 Q_2 - Q_3^2$ et en r solvant, on trouve

$$\xi = \frac{Q_3(Q_2 Q_6 - Q_3 Q_7) - \beta \Delta Q_3}{(Q_2 Q_6 - Q_3 Q_7)(Q_3 Q_6 - Q_1 Q_7) + \Delta(Q_6 Q_7 - Q_3 Q_8)} \quad (28)$$

$$\kappa = \frac{\xi(Q_3Q_6 - Q_1Q_7) - Q_3}{\Delta} \quad (29)$$

$$\lambda = -\frac{\kappa Q_2 + \xi Q_7}{Q_3} \quad (30)$$

et

$$\xi' = \frac{\Delta Q_6 - Q_1(Q_2Q_6 - Q_3Q_7)}{(Q_3Q_6 - Q_1Q_7)(Q_2Q_6 - Q_3Q_7) + \Delta(Q_6Q_7 - Q_3Q_8)} \quad (31)$$

$$\rho = \frac{Q_1 + \xi'(Q_3Q_6 - Q_1Q_7)}{\Delta} \quad (32)$$

$$\mu = -\frac{\rho Q_3 + \xi' Q_6}{Q_1}. \quad (33)$$

Finalement, on minimise la variance $Var(u) = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij}$ en fonction de β pour trouver sa valeur optimale.

Ce calcul a été implémenté dans le code pour la détermination des coefficients d'OF. L'effet sur la résolution et l'uniformité de la réponse a été étudié dans une note interne ATLAS-LARG [7], et cette dernière servira de contribution à la publication sur la reconstruction de l'énergie et la linéarité [8]. La publication sur l'uniformité de la réponse dans le tonneau du calorimètre, à laquelle je contribue aussi, est en préparation [9].

1.4.3 Test en faisceau combiné

En mai 2004 débute la prise de données pour un faisceau test dont le but est d'étudier une tranche du détecteur ATLAS (détecteur central, calorimètres électromagnétiques et hadroniques, chambres à muons). Je compte contribuer à l'analyse des données.

1.5 Direction de thèses

1.5.1 Christophe Le Maner

C. Le Maner a soutenu sa thèse en juin 2003. Je suis devenue sa co-directrice en 2001. J'ai travaillé avec lui sur la production des coefficients de filtrage optimal, sur l'outil de monitoring, sur la physique du Higgs et sur la rédaction de sa thèse. Suite à la soutenance de sa thèse, nous avons écrit une note ATLAS [10] approuvée.

1.5.2 Fabien Tarrade

F.Tarrade a débuté sa thèse en septembre 2003. Il a commencé à travailler sur son sujet de physique pour profiter de la présence au LAPP de notre collaboratrice polonaise, le Professeur E.Richter-Was (co-chef du groupe Higgs-ATLAS) qui aura passé 5 mois au LAPP entre l'automne 2003 et le printemps 2004. Il vient aussi de passer deux semaines à Cracovie pour travailler avec elle. Il étudie le Higgs du Modèle Standard (MS) se désintégrant comme $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\nu\nu X$ et produit par fusion bosonique faible (WW ou ZZ). Quelques études effectuées par des phénoménologues [11] et par des expérimentateurs [12] nous ont inspirées.

Fabien travaillera aussi sur le faisceau test combiné. En particulier, nous espérons pouvoir étudier le développement des gerbes dans les calorimètres électromagnétique et hadronique.

1.6 Sujets de physique

Au LHC, la motivation principale est la recherche de *nouvelle physique*. Du Higgs à la Supersymétrie, en passant par les dimensions supplémentaires et autres théories exotiques, le détecteur ATLAS est conçu pour optimiser les chances de découverte.

Évidemment, la compréhension de la brisure de symétrie électrofaible est probablement ce qui nous rend le plus perplexe, et le boson de Higgs se retrouve au centre des préoccupations. Si ce dernier existe, nous avons toutes les chances de l'observer au LHC. Toutefois, si nous ne l'observons pas, il existe plusieurs théories alternatives, dont celles des dimensions supplémentaires, qui pourraient expliquer le monde tel qu'il est.

1.6.1 Fusion bosonique faible et $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$

Au LHC, la section efficace de production d'un boson de Higgs du MS est dominée par le processus de fusion gluonique. Le deuxième processus dominant est celui de la fusion de bosons vecteurs faibles radiés à partir des quarks de l'état initial (voir la Figure 8). Les événements $qq \rightarrow qqVV$ sont caractérisés par deux jets émis à petit angle qui s'ajoutent aux produits de désintégration de l'état final. L'étiquetage de ces jets joue un rôle clef pour la réduction des bruits de fond. Ainsi les modes VBF peuvent contribuer de manière significative à la découverte du boson de Higgs (voir la Figure 9).

Le canal dit *en or* pour la découverte d'un Higgs de masse $2m_Z \leq m_H \leq 650$ GeV/c² est $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ (4ℓ), où le Higgs est produit par fusion de gluons. Le Higgs produit par fusion bosonique faible suivie de la désintégration $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ ($\ell\nu jj$) permet d'augmenter le potentiel de découverte et en plus de mesurer le couplage du Higgs aux bosons de jauge W.

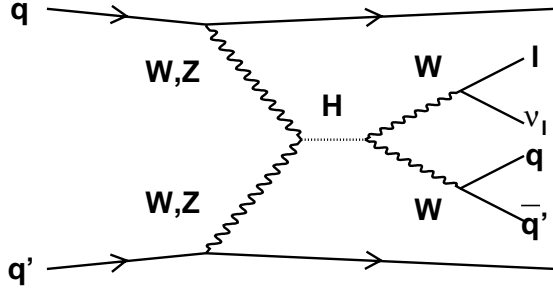


Figure 8: Diagramme de Feynman de $qqH \rightarrow qqWW$ suivi de $WW \rightarrow \ell\nu qq$ à l'ordre le plus bas.

Dans le TDR d'ATLAS [13], l'analyse du canal $\ell\nu jj$ pour un Higgs de $300 \text{ GeV}/c^2$ et une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} avait permis d'obtenir une signification statistique de $S/\sqrt{B} = 6.2$ et un rapport $S/B = 0.192$. Toutefois, les pics du signal et du bruit de fond sont superposés, et toute expérience de comptage reste extrêmement sensible aux incertitudes sur les bruits de fond.

Christophe Le Maner a repris l'analyse du TDR pour un Higgs MS de $300 \text{ GeV}/c^2$ de masse. Il a su rendre ce canal crucial pour la découverte en reconstruisant, pour la première fois dans ce canal, le pic du signal au dessus du bruit de fond, en doublant la signification statistique $S/\sqrt{B} = 6.2(\text{TDR}) \rightarrow 12.9$, et en augmentant le rapport $S/B = 0.583$, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (pour plus de détails, voir sa thèse [3]). Sans reconstruction du pic de masse, il améliore aussi l'ancien résultat en obtenant les valeurs suivantes: $S/\sqrt{B} = 9.2$ et $S/B = 0.174$.

1.6.2 $H \rightarrow \tau\tau$ produit par VBF

L'observation du Higgs MS produit par VBF au LHC, pour le domaine de masses $115 < m_H < 200 \text{ GeV}/c^2$, a d'abord été discuté dans [14] pour les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW^*$, puis dans [11, 15] pour le canal $H \rightarrow \tau\tau$. Ce dernier est particulièrement intéressant pour mesurer les couplages du Higgs aux fermions pour de petites masses $m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$. En effet, au delà du mode $b\bar{b}$, aucun autre mode de désintégration en fermions n'est accessible au LHC.

Fabien Tarrade travaille sur le canal $H \rightarrow \tau\tau$: il a su reproduire l'analyse effectuée avec la simulation rapide (ATLFAST [16]) d'Azuelos et Mazini [17], mais l'incertitude sur les bruits de fond est grande. Il regarde en ce moment différents générateurs pour produire les bruits de fond de $W/Z + \text{multijets}$ et $t\bar{t}$.

Il compte effectuer une simulation complète du détecteur, et espère ainsi étudier le déclenchement (*trigger*) de niveau 1 (LVL1) pour la topologie parti-

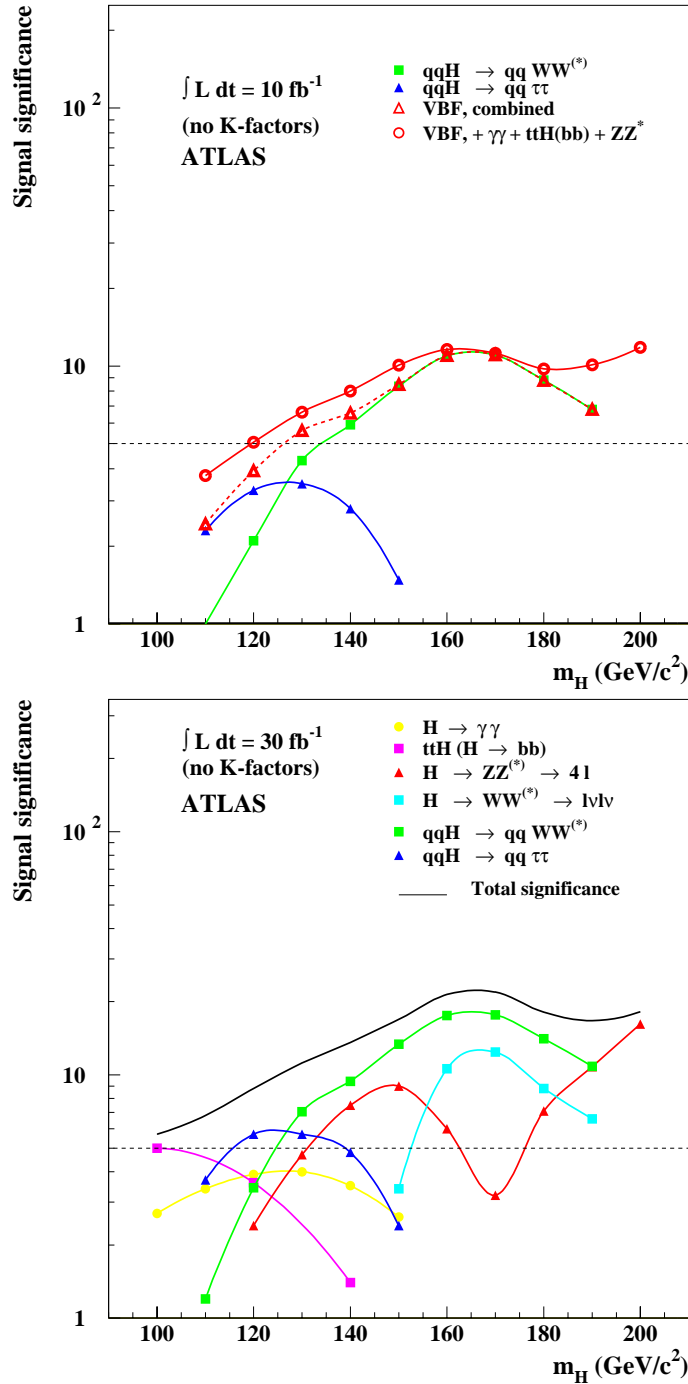


Figure 9: Sensibilité d'ATLAS pour la découverte d'un boson de Higgs M_S pour des luminosités intégrées de 10 (figure du haut) et 30 fb^{-1} (figure du bas). Les significations statistiques (S/\sqrt{B} , où S et B sont les nombres d'événements de signal et de bruit de fond respectivement) sont représentées pour des canaux individuels ainsi que pour tous les canaux combinés. Une erreur systématique de $\pm 10\%$ sur le bruit de fond a été assignée pour les canaux VBF [12].

culière des événements VBF: deux jets très énergétiques vers l'avant et l'arrière, une suppression de l'activité des jets centraux due au manque d'échange de couleur entre les quarks, et un lepton ayant une grande impulsion transverse.

1.6.3 Modèle Randall-Sundrum de dimensions supplémentaires

La hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck est un des principaux casse-têtes pour les modèles d'unification des interactions. Le postulat de l'existence de grandes dimensions supplémentaires compactifiées admet une échelle de Planck de l'ordre du TeV, mais transfère le problème à la taille contre nature des dimensions supplémentaires [18].

Dans le modèle de Randall et Sundrum (RS) [19], deux surfaces en quatre dimensions 4-d (*branes*) délimitent une tranche d'espace-temps en 5-d. Les champs du Modèle Standard sont situés sur un des branes (le brane du TeV), alors que la gravité vit dans le volume (*bulk*). La cinquième dimension n'est pas grande, mais la métrique est non-factorisable:

$$ds^2 = e^{-2kr_c\phi} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2$$

où k est de l'ordre de l'échelle de Planck, x^μ sont les coordonnées des quatre dimensions habituelles, $0 \leq \phi \leq \pi$ est la coordonnée de la dimension supplémentaire r_c définit la taille de la dimension supplémentaire, $1/k$ est le rayon de courbure de la dimension supplémentaire, et $\eta_{\mu\nu}$ représente le graviton. Cette métrique résout le problème de la hiérarchie des échelles si le facteur dit de *warp* (expression dans l'exponentielle) est choisi adéquatement. La théorie admet deux types d'excitations 4-d de masse nulle: le graviton usuel (η) et un graviscalaire que l'on nomme le *radion* (ϕ). Pour stabiliser la taille des dimensions supplémentaires sans réglage fin, Goldberger et Wise [20] ont proposé un mécanisme par lequel le radion acquiert une masse. Cette dernière peut être plus petite que les excitations de Kaluza Klein (KK) du graviton $J=2$. La présence du radion est une conséquence phénoménologique importante des théories de dimensions supplémentaires dites *warped*. L'étude de ce scalaire constitue une sonde cruciale du modèle.

Les couplages du radion aux fermions et aux bosons sont semblables à ceux du Higgs du MS [21], seule leur amplitude relative change. Ils sont exprimés en fonction de trois paramètres:

- la masse du radion m_ϕ ,
- le *vev* (vacuum expectation value) du radion ou l'échelle

$$\Lambda_\phi = \frac{24M_5^3}{k} e^{-k\phi r_c}$$

où M_5 est l'échelle de Planck de la théorie fondamentale en 5-d,

- et ξ le paramètre de mélange entre le radion et le Higgs.

En mai 2001, dans le cadre du Workshop des Houches, Georges Azuelos, Donatella Cavalli, Laurent Vacavant et moi-même avons étudié la possibilité d'observer un radion de RS au LHC avec le détecteur ATLAS [22]. Nous avons fait l'hypothèse que le Higgs a été découvert et que sa masse a été mesurée. Les largeurs de désintégration (Γ) du radion sont calculés en modifiant le programme HDECAY [23] qui calcule ceux du Higgs, et en se servant des rapports $\Gamma(\phi)/\Gamma(\text{Higgs})$ donnés dans [21]. Les rapports d'embranchement (BR) du Higgs léger sont essentiellement comme dans le MS pour les scénarios de mélange considérés: quand le mélange est nul $\xi = 0$, et quand le Higgs et le radion sont fortement mélangés $\xi = 1/6$.

La Figure 10 représente les principaux BR en fonction de la masse du scalaire, pour le Higgs MS (figures du haut), et pour le radion quand $\xi = 0$ (figures du milieu) et $\xi = 1/6$ (figures du bas), pour des valeurs de $\Lambda_\phi = 1$ TeV et $m_h = 125$ GeV/ c^2 . On remarque que

- BR($\phi \rightarrow gg$) est fortement rehaussé par rapport au Higgs et se rapproche de 1 pour $m_\phi > 500$ GeV/ c^2 et $\xi = 1/6$,
- le radion se désintègre en deux Higgs MS pour $m_\phi \geq 2m_h$,
- BR($\phi \rightarrow \gamma\gamma$) est rehaussé pour $\xi = 1/6$ et $m_\phi \sim 600$ GeV/ c^2 ,
- pour $\xi = 1/6$ une interférence est observée, produisant une forte suppression des désintégrations en bosons vecteurs pour une certaine masse du radion.

La largeur du radion est très étroite et est inversement proportionnelle au carré de Λ_ϕ , ce qui rend sa recherche d'autant plus difficile. Les canaux les plus prometteurs ont été étudiés: $\phi \rightarrow \gamma\gamma$, $\phi \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, $\phi \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$ et $\phi \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\tau^+\tau^-$. Seule la production directe du radion $gg \rightarrow \phi$ a été considérée.

Pour une luminosité intégrée de 100 fb $^{-1}$, une signification statistique de $S/\sqrt{B} \sim 10$ (0.1) a été obtenue pour le canal $\gamma\gamma$, quand $\Lambda_\phi = 1$ (10), $\xi = 0$ et 80 GeV/ $c^2 < m_\phi < 160$ GeV/ c^2 . Pour le canal $ZZ^{(*)}$, $S/\sqrt{B} \sim 100$ (1) quand 200 GeV/ $c^2 < m_\phi < 600$ GeV/ c^2 pour les mêmes conditions. Comme les couplages sont semblables à ceux du Higgs MS, une mesure précise (<10%) des rapports d'embranchement sera nécessaire pour pouvoir discriminer les deux scalaires. Cette précision ne pouvant être atteinte au LHC, il faudra attendre le SLHC ou encore un collisionneur linéaire.

Pour les canaux $\phi \rightarrow hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$ et $\phi \rightarrow hh \rightarrow \tau\tau b\bar{b}$, pour des masses de radion de 300 et 600 GeV/ c^2 , $m_h = 125$ GeV/ c^2 et une luminosité intégrée de 30 fb $^{-1}$, des limites sur la valeur maximale de Λ_ϕ expérimentalement accessible ont été obtenues. Pour le canal $\gamma\gamma b\bar{b}$, le bruit de fond est négligeable et Λ_ϕ accessible est de 2.2 (0.6) TeV pour $m_\phi = 300$ (600) GeV/ c^2 , quand $\xi=0$. Pour le canal

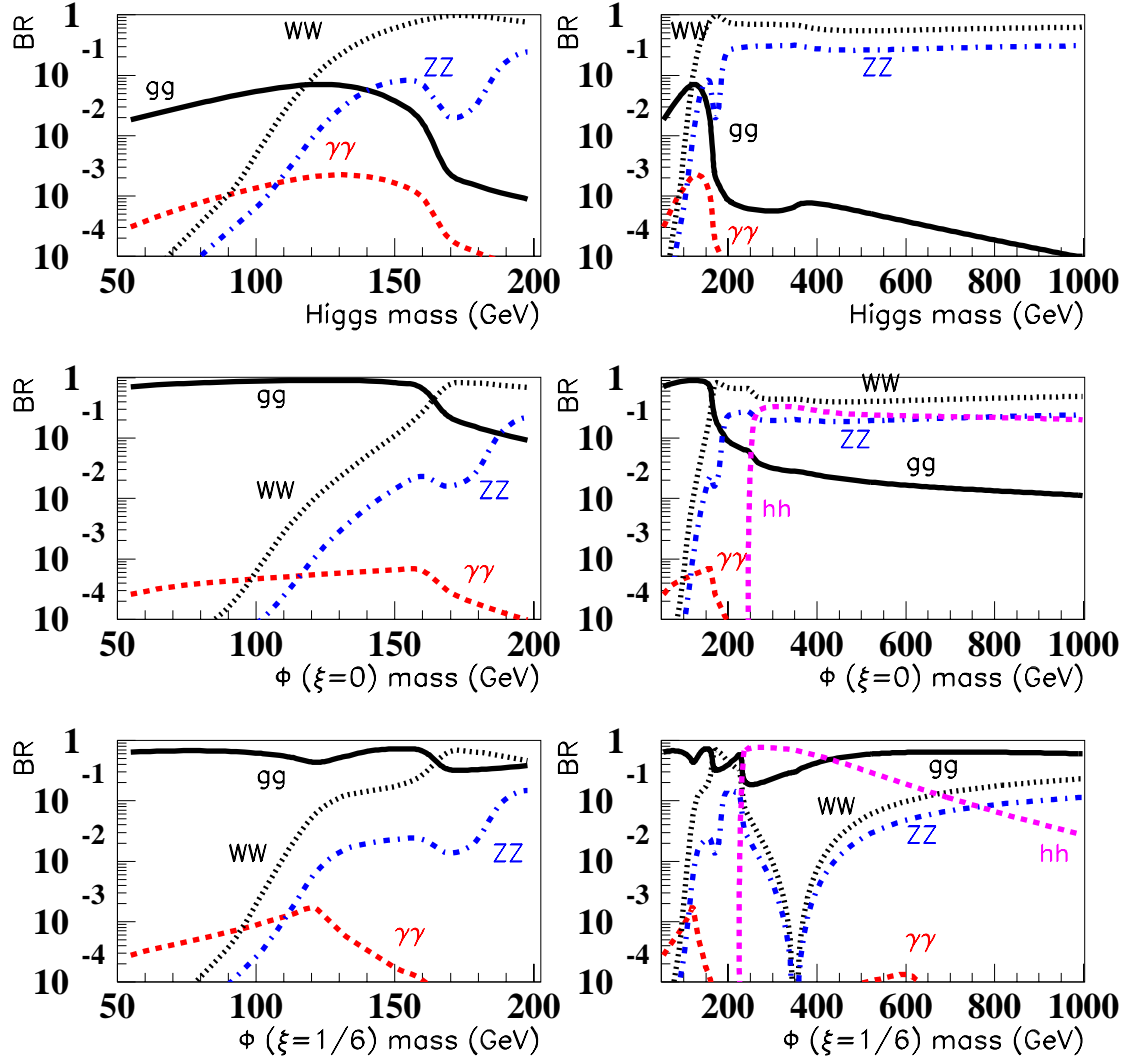


Figure 10: Rapports d'embranchement du Higgs MS (figures du haut), et du radion quand $\xi = 0$ (figures du milieu) et $\xi = 1/6$ (figures du bas) en fonction de leur masse, pour $\Lambda_\phi = 1$ TeV. La masse du Higgs est de $125 \text{ GeV}/c^2$ pour les quatre figures du bas.

$\tau\tau b\bar{b}$, la valeur de Λ_ϕ accessible est de 1 TeV pour les deux masses $m_\phi = 300$ et $600 \text{ GeV}/c^2$, quand $\xi=0$, mais les incertitudes sur la forme du bruit de fond pourrait résulter en de grandes incertitudes systématiques. Pour un mélange de

$\xi = 1/6$ et pour $m_\phi = 300 \text{ GeV}/c^2$, les résultats ne changent pas sensiblement, mais pour $m_\phi = 600 \text{ GeV}/c^2$, les limites se dégradent rapidement dû à la chute dans le rapport d'embranchement.

Ces résultats ont été présentés au CERN dans une réunion du groupe Exotiques d'ATLAS en février 2002, à la conférence PHENO2002 (Exotics with ATLAS) en avril 2002, puis dans une réunion du GDR (Groupement de Recherche) SUSY (SuperSymétrie) français à Marseille en avril 2003.

1.6.4 Modèle UED de dimensions supplémentaires

En 2001, Appelquist, Cheng et Dobrescu imaginent des modèles dans lesquels les champs de toutes les particules du MS se propagent dans des dimensions supplémentaires de taille $R^{-1} \sim \text{TeV}$ [24]. On les surnomme les modèles des dimensions supplémentaires universelles (*Universal Extra Dimensions*: UED). Il y a plusieurs bonnes raisons pour étudier ces modèles. Entre autres, ils permettraient l'unification des couplages de jauge [25], fourniraient un nouveau mécanisme pour la brisure de la SuperSymétrie [26] et la génération de la hiérarchie des masses [27], mèneraient à l'existence d'un doublet de Higgs [28], et expliqueraient la suppression du taux de désintégration du proton [29].

Cheng, Matchev et Schmaltz se sont particulièrement intéressés à la phénoménologie de ces modèles dans les collisionneurs tel le LHC [30]. Les modes de Kaluza Klein (KK) pourraient être aussi légers que quelques centaines de GeV/c^2 . Dans ce cas, la section efficace de production au LHC d'excitations KK de quarks et de gluons serait énorme. Toutefois, leur détection serait non-triviale, puisqu'ils se désintègrent de façon quasiment invisible. Le phénoménologie des UED ressemble beaucoup à celle de la supersymétrie. Chaque champ du MS a son partenaire KK. La parité KK est un nombre quantique conservé, ce qui implique que les excitations KK ne sont produites que par paires, et que la particule KK la plus légère (LKP: Lightest KK Particle) est stable. Les états KK plus lourds se désintègrent en cascade jusqu'au LKP en émettant des particules MS peu énergétiques. Le LKP n'est pas détecté, et on mesure l'énergie manquante dans nos détecteurs.

Dans ce scénario des UED, les masses à l'ordre de l'arbre des premières excitations KK des particules du MS sont essentiellement dégénérées. Les corrections radiatives vont lever cette dégénérescence, permettant aux premières excitations de se désintégrer en LKP, qui est le γ^* . Maccesanu, McMullen et Nandi proposent de rajouter à ce modèle des interactions transmises par la gravité (Gravity Mediated UED: GMUED), qui violent la conservation de la parité KK [31] et qui permettrait au γ^* de se désintégrer en photon et graviton. Pour une large gamme de paramètres, ces désintégrations auront lieu à l'intérieur du détecteur. Ainsi, la production de paires d'excitations KK donnera lieu à un signal éclatant: deux photons très énergétiques avec de l'énergie manquante due aux gravitons qui échappent à la détection.

Dans le cadre du Workshop des Houches 2003, je me suis intéressée au modèle

GMUED (Gravity Mediated UED). Driss Goujdami de l'Université de Marrakech et moi-même commençons juste à implémenter le modèle dans le générateur CompHEP [32]. Nous espérons ensuite générer des événements pour effectuer une simulation du détecteur ATLAS.

2 Mesure de la masse du W (1997-2000)

La masse du W est un paramètre clef de la théorie électrofaible, et peut s'écrire comme

$$m_W = \frac{\pi\alpha(m_Z^2)}{\sqrt{2}G_F m_W^2 (1 - m_W^2/m_Z^2)} \frac{1}{1 - \Delta r^{ew}}$$

où

- G_F la constante de Fermi, connue avec une précision relative de $\Delta G_F/G_F \sim 10^{-5}$, est déterminée à partir du temps de vie du muon,
- m_Z déterminée à SLD et LEP avec une précision de $\Delta m_Z/m_Z \sim 2 \cdot 10^{-5}$,
- $\alpha(m_Z^2)$ connue avec une précision de $\Delta\alpha(m_Z^2)/\alpha(m_Z^2) \sim 10^{-4}$, est extrapolée à partir de $\alpha(0)$, qui elle-même est extrapolée en comparant la prédiction théorique de $a_e \equiv (g_e - 2)/2$ calculée jusqu'au quatrième ordre, à sa mesure donnée par $1159652188(3) \times 10^{-12}$ [33],
- et finalement Δr^{ew} qui correspond à des corrections radiatives électrofaibles et qui est fonction de m_t^2 et de $\log(m_H/m_Z)$.

La mesure de la masse du boson W permet de contraindre la masse du boson de Higgs, certes encore inobservé.

En 1983, le boson W a été observé pour la première fois dans les expériences UA1 et UA2 au SPS du CERN. Ensuite, avec les expériences CDF et D0 au Tevatron (Runs Ia et Ib), il a été possible d'atteindre une précision de 60 MeV/c² sur la mesure de la masse. Le projet LEP II (Large Electron Positron Collider à $161 < E_{cm} < 209$ GeV), qui a débuté en 1996 et s'est terminé en 2000, a permis de réduire l'erreur sur la masse du W, ainsi que celle sur la mesure de la largeur. Les quatre expériences, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, ont accumulé une luminosité intégrée de 700 pb⁻¹ chacune.

2.1 Contexte

À LEP II, quand l'énergie de centre-de-masse a dépassé le seuil de production $\sqrt{s} = 161$ GeV/c², les bosons W ont été produits par paires et les principaux diagrammes de production sont notés *CC03* (voir la Figure 11). À cette énergie, les premières mesures de la masse du W au LEP ont été effectuées en mesurant la section efficace. Ce n'est qu'à $\sqrt{s} = 172$ GeV/c² qu'ont eu lieu les premières mesures par reconstruction directe. Contrairement aux collisionneurs hadroniques, les bosons W sont détectés dans tous les canaux de désintégration, et l'énergie de centre-de-masse est connue très précisément. La conservation de l'énergie et de l'impulsion sont des contraintes très fortes lors de la reconstruction des événements, améliorant ainsi la résolution sur la masse invariante.

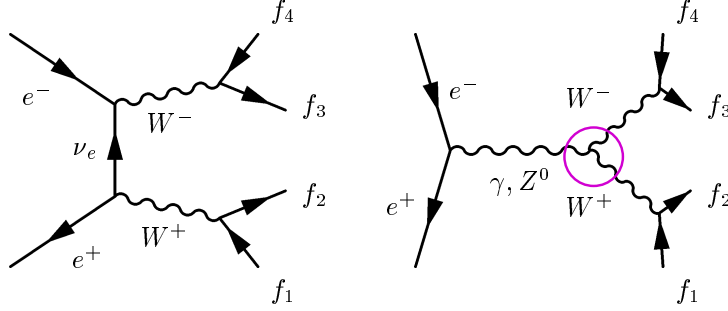


Figure 11: Diagrammes de production de paires de bosons W à LEP II.

2.2 Sélection et reconstruction des événements

Les événements utilisés pour la reconstruction de la masse sont catégorisés en trois types selon la précision de la mesure: $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$ dits *semileptoniques* qui donnent la plus petite erreur, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ dits *hadroniques*, et $W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ dits *leptoniques*. Pour ces derniers, la masse invariante ne peut être reconstruite et c'est la distribution de l'énergie des leptons qui est utilisée pour extrapoler la masse. Cette mesure ne sera pas discutée dans cet ouvrage.

Les événements semileptoniques sont identifiés en recherchant un lepton (e ou μ) ou un petit jet à basse multiplicité (τ), bien isolé et énergétique, le plus dos à dos avec l'impulsion manquante, puis le reste de l'événement est forcé en deux jets. Un traitement particulier est réservé aux événements $\tau\nu q\bar{q}$, dû au fait que les neutrinos issus de la désintégration des leptons τ échappent à la détection. La qualité de la reconstruction des canaux semileptoniques dépend en grande partie des mesures de l'impulsion manquante, de l'énergie du lepton et de l'impulsion des leptons τ .

Pour la sélection des événements hadroniques, il doit y avoir peu d'énergie manquante, beaucoup de traces chargées ou d'objets neutres identifiés dans les calorimètres, et un nombre de jets identifiés plus grand ou égal à quatre. L'événement est ensuite forcé en quatre jets, et des coupures de sélection additionnelles sont appliquées à ces derniers. Le mélange de traces entre les jets, les bruits de fond élevés et les systématiques qui concernent les interactions dans l'état final (FSI: Final State Interactions) doivent être traités judicieusement.

La masse invariante de ces événements est reconstruite dans un premier temps comme

$$M_{j_1 j_2} = \sqrt{2E_{j_1} E_{j_2} (1 - \cos\theta_{j_1 j_2})} \quad (34)$$

où j_1, j_2 sont les deux jets hadroniques d'un événement semileptonique, ou une certaine combinaison de deux des quatre jets d'un événement hadronique. Si on utilise le fait que l'énergie du faisceau est très précisément mesurée, on peut

ré-échelonner la masse comme suit

$$M_{j_1 j_2} \times \frac{E_{\text{faisceau}}}{E_{j_1} + E_{j_2}} \quad (35)$$

ce qui permet d'améliorer la résolution sur la masse invariante. Enfin, pour vraiment exploiter toutes les contraintes et l'information disponible, on fait recours aux ajustements cinématiques contraints, qui donnent les meilleures résolutions sur la masse invariante.

Les ajustements utilisent les contraintes de la conservation de l'énergie et de l'impulsion. On peut aussi exiger que les deux bosons W de l'événement aient la même masse. Un χ^2 est construit à partir de l'énergie et de l'impulsion mesurées et attendues, ainsi que des résolutions attendues, pour chaque type d'objet (jet, électron, muon, lepton τ). Les valeurs sortantes ajustées sont utilisées pour déterminer la masse invariante et son erreur.

Pour les événements hadroniques, les jets doivent être appariés de la manière la plus efficace possible. Avec quatre (cinq) jets, il existe trois (dix) combinaisons possibles. Un appariement incorrect contribue au bruit de fond combinatoire et n'emmène peu ou pas d'information sur la masse du boson W. Les variables qui peuvent aider à discriminer sont par exemple le χ^2 de l'ajustement cinématique contraint, ou la différence entre les masses des deux bosons W de l'événement $|m_{W_1} - m_{W_2}|$ qui doit être minimale.

2.3 L'extraction de m_W

La distribution de la masse invariante a la forme d'une Breit-Wigner (BW) relativiste

$$\frac{m_{inv}^2 \Gamma_W}{m_W [(m_{inv}^2 - m_W^2)^2 + (m_{inv} \Gamma_{inv})^2]}$$

Dans un premier temps, pour extraire une valeur de m_W , la fonction est ajustée à la distribution mesurée, mais l'accord n'est pas parfait. Cette méthode simple induit effectivement un biais, avec $m_W^{ajustée} = \text{Pente} \cdot m_W^{générée} + b$ où la pente n'est pas égale à 1 et b n'est pas égal à zéro, et ce biais nécessite une calibration faisant usage de données simulées Monte Carlo (MC).

La méthode dite de la convolution tente de reproduire plus adéquatement la forme de la distribution de la masse invariante. Une fonction de vraisemblance est construite

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{ev}} \Phi(m_1, m_2; m_W)$$

avec

$$\Phi = \int de \int dm'_1 \int dm'_2 G \frac{d^3 \sigma}{dm'_1 dm'_2 de}$$

où G est la résolution du détecteur, m_i ($i = 1, 2$) sont les masses invariantes des deux bosons W , et e est l'énergie. La section efficace différentielle s'écrit comme

$$\frac{d^3\sigma}{dm'_1 dm'_2 de} = F \cdot \sigma_{cc03} \cdot \rho_1 \cdot \rho_2$$

où F est le terme de la radiation initiale, σ_{cc03} est le terme de l'élément de matrice $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, et ρ_i ($i = 1, 2$) sont les BW pour les deux bosons W . Cette méthode utilise de manière optimale l'information, mais requiert une large statistique d'événements MC. Elle consomme beaucoup de temps de calcul, et induit un biais qui nécessite une calibration MC, comme pour la méthode de l'ajustement de la BW.

La troisième méthode, et celle choisie par ALEPH, compare les distributions d'événements MC à celles de vrais événements en construisant une fonction de vraisemblance, appelée communément la méthode de repondération MC. En effet, les événements MC sont générés pour une certaine valeur de m_W , et sont repondérés à d'autres valeurs de m_W avec un certain poids

$$w_i^{cc03}(m_W, \Gamma_W) = \frac{|\mathcal{M}(m_W, \Gamma_W, p_1^i, p_2^i, p_3^i, p_4^i)|^2}{|\mathcal{M}(m_W^{gen}, \Gamma_W^{gen}, p_1^i, p_2^i, p_3^i, p_4^i)|^2}$$

où p_j^i est le quadrivecteur du j^e fermion, et \mathcal{M} est l'élément de matrice pour le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1 f_2 f_3 f_4$. Cette méthode utilise de manière optimale l'information, requiert une large statistique d'événements MC, mais par définition et dans les faits, n'induit pas de biais. Les distributions de la masse invariante des événements MC sont comparées à celles des données. Les distributions de l'erreur sur la masse invariante ont aussi été utilisées, ce qui a permis dans certains cas de réduire l'erreur sur m_W de 15%.

2.4 Les erreurs systématiques

On distingue deux types d'erreurs systématiques: corrélées, entre les années, entre les canaux, et entre les expériences, et non-corrélées. Les principales sources d'erreurs corrélées sont

- La reconnection de couleur: les fermions issus de la désintégration des bosons W s'hadronisent de manière corrélée, dû à des effets principalement non perturbatifs, les effets perturbatifs s'annihilant. Cette corrélation pourrait être importante, et affecter la mesure de m_W dans le canal hadronique.
- Les corrélations de Bose-Einstein: la probabilité de produire des pions de même charge est rehaussée à petit q^2 due à la statistique de Bose-Einstein. Cet effet quantique a pour effet d'augmenter la mesure de m_W dans le canal hadronique.

- La fragmentation (hadronisation): différents modèles (JETSET; HERWIG) et différentes valeurs des paramètres d'entrée à ces modèles, ainsi que leurs effets sur m_W , ont été étudiés.
- L'énergie du faisceau LEP: elle a été mesurée avec précision par la méthode de dépolarisation résonante, dans une expérience faisant usage d'un spectromètre, ainsi que par la méthode de syntonisation synchrotron [34].
- Les incertitudes sur les radiations dans l'état initial et final: les générateurs utilisés calculent les sections efficaces des radiations initiales de l'Électro Dynamique Quantique (EDQ) jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$. Les incertitudes venant des ordres supérieurs manquants sont évaluées.

La liste des erreurs systématiques finales pour les quatre expériences au LEP sont données dans le Tableau 2 [35]. Les erreurs systématiques corrélées entre

Source	$q\bar{q}\ell\bar{\nu}$	σ (MeV)	
		$q\bar{q}q\bar{q}$	Combiné
ISR/FSR	8	8	8
Hadronisation	19	18	18
Systématiques détecteurs	14	10	14
Énergie du faisceau	17	17	17
Reconnection de couleur	-	90	9
Corrélations Bose Einstein	-	35	3
Autres	4	5	4
Erreur Systématique Totale	31	101	31
Erreur Statistique	32	35	29
Erreur Totale	44	107	43

Table 2: Erreurs systématiques et statistiques pour la mesure de la masse du W au LEP. Les *Systématiques détecteurs* incluent les incertitudes sur les échelles et les résolutions d'énergie des jets et leptons. La catégorie *Autre* correspond aux erreurs non-corrélées entre les expériences: statistiques MC, estimation du bruit de fond, traitement quatre-fermion, méthode de l'ajustement pour extraire la masse et sélection des événements. [35]

les expériences, entre les canaux et entre les années les plus importantes sont: l'hadronisation, les systématiques des détecteurs, et l'énergie du faisceau LEP.

2.5 Le résultat final

La mesure combinée des quatre expériences de la masse du boson W par reconstruction directe à LEP II est [35]

$$m_W = 80.412 \pm 0.029(\text{stat.}) \pm 0.031(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2.$$

L'erreur systématique la plus importante, celle due à l'hadronisation, a été traitée de manière conservatrice, c'est à dire corrélée entre les canaux, entre les expériences et entre les années.

Les incertitudes provenant des interactions dans l'état final pour le canal hadronique (FSI: reconnection de couleur et corrélations de Bose-Einstein) dégradent l'erreur statistique finale. En effet, si les erreurs systématiques dues aux FSI n'avaient pas été si importantes, le canal hadronique aurait eu un poids plus important dans la combinaison et l'erreur statistique en aurait été réduite conséquemment. Pour cette combinaison, le poids du canal hadronique est de 0.10 et la probabilité du $\chi^2/\text{d.o.f}$ (=28.2/33) est de 70%. S'il n'y avait pas eu d'erreurs systématiques, l'erreur statistique aurait été de 21 MeV/c².

2.6 Mes contributions

À partir de janvier 1998, pendant trois années et demi, j'ai travaillé sur la mesure de m_W à LEP II. J'ai dirigé le groupe *Masse du W semileptonique* dans ALEPH. J'ai collaboré de manière privilégiée avec des étudiants en thèse dans le groupe (Evelyn Thomson et Barbara Raeven de Glasgow). J'ai été éditrice en chef de la première publication de la mesure de la masse du W par production directe, celle effectuée à 172 GeV [36].

Pour la première fois dans ALEPH, le canal $WW \rightarrow qq\tau\nu$ a été utilisé pour la mesure de m_W [37]. J'ai implémenté une sélection des événements τ ainsi qu'une paramétrisation des gerbes dans les ajustements cinématiques (i.e. MATHKINE, KINFIT). J'ai ensuite travaillé sur la mesure avec tous les canaux semileptoniques $WW \rightarrow qq\ell\nu$ ($\ell = e, \mu, \tau$).

Nous avons conçu une sélection commune pour tous les événements semileptoniques, et avons codifié la méthode de détermination de la masse du W par repondération d'événements MC. J'ai calculé de manière analytique l'erreur statistique issue de la méthode de repondération [38]. J'ai utilisé l'erreur sur la masse invariante issue de l'ajustement contraint dans la repondération, ce qui a permis de réduire l'erreur sur la masse du W semileptonique de $\sim 7\%$ [39].

En 2000, on m'a proposé d'être chef du groupe *Masse, Section Efficace et TGC (Couplage Triple de Jauge) Semileptonique*, mais j'ai quitté ALEPH à ce moment pour me joindre à la collaboration ATLAS au sein du groupe LAPP.

3 Physique du quark charmé dans OPAL (1990-1996)

L'étude de la production des mésons $D^{*\pm}$ dans les désintégrations des Z^0 au LEP ont permis d'effectuer des tests précis des interactions électrofaibles et fortes:

- la mesure de la largeur partielle de désintégration du Z^0 en une paire $c\bar{c}$ $\Gamma_{Z^0 \rightarrow c\bar{c}}$,
- la mesure de la variable de fragmentation $x_{D^*} = E_{D^*}/E_{\text{faisceau}}$,
- l'observation du processus de division gluonique $g \rightarrow c\bar{c}$ et la mesure de $\bar{n}_{g \rightarrow c\bar{c}}$ (multiplicité des paires de quarks charmés issus du processus de la division gluonique dans les annihilations e^+e^- au LEP).

Les mésons D^* sont recherchés parmi les événements hadroniques $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ par l'intermédiaire de la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, ayant un rapport d'embranchement (BR) de 67.7% [40], suivie de $D^0 \rightarrow D^-\pi^+$, avec BR= 3.8% [40] (et leurs conjugués de charge). Ils sont produits entre autre dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$. Dans le premier cas, le quark b (l'antiquark \bar{b}) s'hadronise en un méson B qui se désintègre ensuite en un méson D^* . Dans le second, le quark c s'hadronise directement en un méson D^* .

On cherche à séparer ces deux contributions (b et c) à la production des mésons D^* en identifiant spécifiquement les D^* venant des $b\bar{b}$. Les leptons produits dans les désintégrations semileptoniques des hadrons b ont une impulsion et une impulsion transverse par rapport à la direction initiale du hadron en moyenne plus élevées que celles d'un lepton issu d'un quark plus léger. On cherche donc, parmi les candidats D^* , des électrons et des muons avec p et p_T élevées. Ainsi, les corrélations D^* -leptons servent à effectuer une séparation claire entre les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$.

Cette analyse (sujet de ma thèse [43]) a servi de contribution à une publication OPAL [44] combinant deux autres méthodes de séparation étudiées en parallèle (réseau de neurones utilisant la topologie spécifique des jets b; analyse utilisant le long temps de vie des quarks b). Pour la première fois au LEP, la distribution de x_{D^*} pour les D^* produits dans les événements $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, notée $f_{c \rightarrow D^*}$, fut mesurée de manière indépendante de toute modélisation de la fragmentation des quarks lourds. De la même manière, la mesure de $\Gamma_{c\bar{c}}$ a été effectuée.

Les mesures de la distribution $f_{c \rightarrow D^*}$ et de sa valeur moyenne $\langle x_{c \rightarrow D^*} \rangle$ ont permis de tester différents modèles non-perturbatifs (les fonctions de fragmentation de Peterson, Lund, Collins-Spiller, et Kartvelishvili) et perturbatifs [41, 42]. De plus, en comparant la mesure LEP de $\langle x_{c \rightarrow D^*} \rangle$ avec celles d'expériences à plus basse énergie, on a pu confirmer l'existence de violations d'échelle en ChromoDynamiqueQuantique (CDQ) et de tester différents modèles de fragmentation.

Finalement, en mesurant $f_{c \rightarrow D^*}$, un excès à petit $x_{c \rightarrow D^*}$ fut observé, qui a pu être expliqué par le processus de division gluonique $g \rightarrow c\bar{c}$. La multiplicité des paires de quarks charmés issus de ce processus, $\bar{n}_{g \rightarrow c\bar{c}}$, fut mesuré pour la première fois au LEP.

3.1 Workshop R_b, R_c Moriond '96

En 1996, à la conférence de Moriond eut lieu un Workshop sur les mesures LEP de $R_b = \Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow \text{hadrons}}$ et de $R_c = \Gamma_{Z \rightarrow c\bar{c}}/\Gamma_{Z \rightarrow \text{hadrons}}$ qui différaient des prédictions du MS de 3σ et 2σ respectivement. Plusieurs études systématiques ont été effectuées pour comprendre la différence. J'ai présenté la mesure de R_c , l'observation du processus $g \rightarrow c\bar{c}$ et la mesure subséquente de $\bar{n}_{g \rightarrow c\bar{c}}$ [44, 45].

Il a été compris que les différences avec le MS venaient principalement des corrélations entre les hémisphères d'un événement Z^0 . En effet, les analyses n'en tenaient pas compte à ce moment là. Avec l'augmentation de statistique, des analyses faisant usage de techniques de double étiquetage ont permis d'étudier ces corrélations et de réduire leur effet systématique.

3.2 Matrice de densité de spin du méson D^*

Pour les mésons vecteurs $J^P = 1^{-1}$, qui sont des systèmes $q\bar{q}$ de spin total 1 et de moment orbital 0, tout alignement de spin doit venir au moins en partie de la phase d'hadronisation. Dans la plupart des modèles MC pour l'hadronisation, tel que le modèle Lund de *string* et le modèle dit de *clustering*, les aspects du spin dans la production des particules est essentiellement ignoré. Par contre, des prédictions existent pour les éléments de matrice de densité de spin de mésons vecteurs produits dans les annihilations e^+e^- [46].

La matrice de densité de spin du méson D^* a été évaluée, avec celles du $\phi(1020)$ et du B^* [47], et les résultats ont été utilisés par des théoriciens [48] avec de nouvelles prédictions.

J'ai ainsi co-organisé avec mon collègue d'OPAL George Lafferty un Workshop dédié aux mesures de spin dans OPAL, en 1996. Nous y avons invité le théoricien Mauro Anselmino. De plus, ce Workshop a eu lieu dans le cadre d'une semaine de collaboration OPAL, que j'avais co-organisée avec un autre collègue d'OPAL Luis Delpoz, à laquelle nous avons invité Gordon Kane et Marcela Carena pour nous parler de la SuperSymétrie.

3.3 Construction d'un détecteur à tuiles scintillantes (1995-1996)

En 1995 débuta la construction du détecteur à tuiles scintillantes d'OPAL, le Tile Endcap (TE). Les tuiles, imbriquées de fibres optiques pour la lecture, étaient disposées en matrice à chaque bout du détecteur OPAL. Le TE a été conçu

pour améliorer les performances de déclenchement, de résolution en temps et d'hermiticité dans OPAL à LEP II. Les motivations pour la physique furent la recherche de nouvelles particules ayant comme caractéristique de l'énergie manquante.

L'espace était limité et le champ magnétique dans la région des bouts était très fort. Ainsi, il fallait concevoir un détecteur pouvant émettre beaucoup de photons par unité d'épaisseur de scintillateur, avec un système de lecture à distance permettant de les récolter. De plus, dû à l'espace limité pour installer des câbles de lecture, il fallait aussi des fibres optiques imbriquées pouvant émettre un grand nombre de photons.

Le détecteur produisait en moyenne 14 photo-électrons par particule au minimum d'ionisation et avait une résolution en temps de 3ns lors des opérations LEP en 1997.

J'ai participé à la construction et à l'installation du détecteur, ainsi qu'à l'implémentation de la géométrie dans la simulation GEANT d'OPAL.

4 Mesures de précision électrofaibles (1997-): une vision plus globale de l'ère LEP

Les mesures électrofaibles de précision effectuées à SLD, au LEP, au Tevatron et ailleurs, sont utilisées pour vérifier rigoureusement la validité du Modèle Standard, et pour en déduire ses paramètres fondamentaux, dont les masses du boson de Higgs et du quark top.

Dans le premier cas, on retrouve: les mesures au pic du Z à partir desquelles sont effectués les tests d'Universalité, la production de paires de fermions et les asymétries à LEP II, la production et les désintégrations du boson W et les couplages des bosons de jauge (i.e. triples TGC, quadruples QGC), et la mesure du moment anormal magnétique du muon, $g - 2$. Toutes ont confirmé la validité du MS et aucune n'a pointé clairement vers de la *nouvelle physique*.

Les mesures sensibles à m_H et m_t par les corrections radiatives sont: la mesure de la courbe de résonance du Z^0 et des rapports d'embranchement, les asymétries à partir desquelles une valeur de l'angle effectif de mélange électrofaible $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^\ell$ est extraite, la masse du W, la masse du quark top (qui nous permet de contraindre la masse du Higgs), la mesure de $\sin^2 \theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2$ à NuTeV, et la violation de la parité atomique. Quelques unes de ces mesures seront discutées dans la prochaine section.

On pourrait dire qu'il existe une troisième catégorie de mesures extrêmement précises: la constante de Fermi, donnée par $G_F = 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [49], la masse du Z, et la constante électromagnétique évaluée à la masse du boson Z, $\alpha(m_Z^2)$. Elles sont presque considérées comme des paramètres d'entrée aux ajustements, puisque leurs erreurs sont si petites. Néanmoins, leurs valeurs ne sont pas fixées dans l'ajustement.

4.1 Les mesures qui permettent de contraindre m_H et m_t

Les mesures de précision électrofaibles sont sensibles à m_t et m_H par les corrections dues aux diagrammes en boucles. Alors que la dépendance dominante en m_t est quadratique, celle en m_H est logarithmique. Ainsi, les contraintes déduites sur m_H sont beaucoup plus faibles que celles sur m_t . Les mesures entrant dans les ajustements électrofaibles sont résumées dans le Tableau 3.

4.1.1 L'angle effectif $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$

L'angle effectif leptonique de mélange électrofaible est défini par

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{g_{V\ell}}{g_{A\ell}} \right)$$

	Mesures $\pm \sigma_{\text{totale}}$	$\sigma_{\text{syst.}}$	Ajust. MS	Pull
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$	0.02761 ± 0.00036	0.00035	0.02767	-0.2
LEP				
m_Z [GeV/c ²]	91.1875 ± 0.0021	0.0017	91.1875	0.0
Γ_Z [GeV/c ²]	2.4952 ± 0.0023	0.0012	2.4960	-0.4
σ_h^0 [nb]	41.540 ± 0.037	0.028	41.478	1.7
R_ℓ^0	20.767 ± 0.025	0.007	20.742	1.0
$A_{\text{FB}}^{0,\ell}$	0.0171 ± 0.0010	0.0003	0.0164	0.8
$A_\ell(\mathcal{P}_\tau)$	0.1465 ± 0.0033	0.0016	0.1477	-0.4
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(Q_{\text{FB}}^{\text{had}})$	0.2324 ± 0.0012	0.0010	0.2314	0.8
SLD				
$\mathcal{A}_\ell(\text{SLD})$	0.1513 ± 0.0021	0.0010	0.1478	1.7
LEP et SLD				
R_b^0	0.21638 ± 0.00066	0.00049	0.21579	0.9
R_c^0	0.1720 ± 0.0030	0.0020	0.1723	-0.1
$A_{\text{FB}}^{0,b}$	0.0997 ± 0.0016	0.0007	0.1036	-2.4
$A_{\text{FB}}^{0,c}$	0.0706 ± 0.0035	0.0017	0.0740	-1.0
\mathcal{A}_b	0.925 ± 0.020	0.014	0.935	-0.5
\mathcal{A}_c	0.670 ± 0.026	0.016	0.668	0.1
Autres expériences				
m_W [GeV/c ²](p \bar{p} ; LEP II)	80.426 ± 0.034		80.385	1.2
Γ_W [GeV/c ²](p \bar{p} ; LEP II)	2.139 ± 0.069		2.093	0.7
$\sin^2\theta_W(\nu\mathcal{N})$	0.2277 ± 0.0016	0.0009	0.2229	2.9
m_t [GeV/c ²](p \bar{p})	174.3 ± 5.1	4.0	174.3	0.0
$Q_W(\text{Cs})$	-72.84 ± 0.46	0.36	-72.90	0.1

Table 3: Résumé des mesures électrofaibles de précision [35], avec la mesure, l'erreur systématique, le résultat de l'ajustement dans le cadre du Modèle Standard, et le résidu normalisé ($Pull$) = (Mes. - Ajust.)/ $\sigma_{\text{Mes.}}$.

et peut s'écrire comme

$$\sin^2\theta_{\text{eff}}^\ell \cos^2\theta_{\text{eff}}^\ell = \frac{\pi\alpha(m_Z^2)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2(1 + \epsilon_1)(1 - \epsilon_3/\cos^2\theta_W)}$$

où ϵ_1 , ϵ_3 et $\Delta r^{\text{ew}} = f(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3)$ sont les termes de corrections radiatives. Aujourd'hui, la plus forte contrainte sur m_H est l'angle effectif. Les mesures qui entrent dans son évaluation sont représentées dans la Figure 12 [35]. La combinaison des mesures dites *leptoniques* $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$, $\mathcal{A}_\ell(\mathcal{P}_\tau)$ et $\mathcal{A}_\ell(\text{SLD})$, donne 0.23113 ± 0.00021 et diffère de 2.9σ de celle, 0.23150 ± 0.00016 , issue de la combinaison des mesures dites *hadroniques* $A_{\text{FB}}^{0,b}$, $A_{\text{FB}}^{0,c}$ et $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$. Cette différence vient essentiellement des

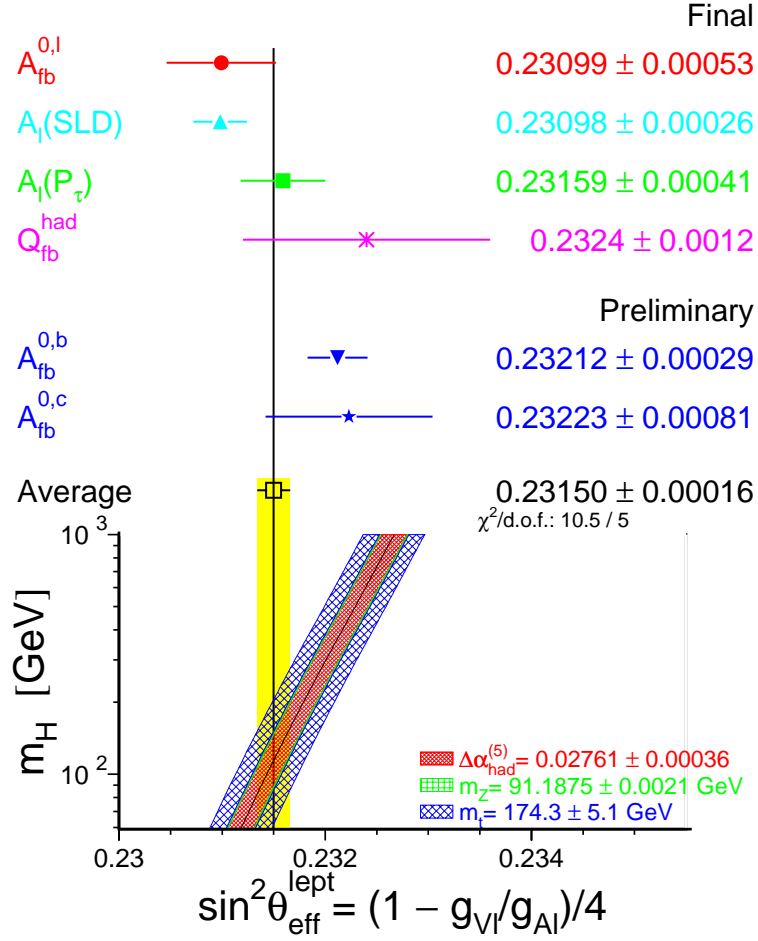


Figure 12: Comparaison de plusieurs déterminations de $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ à partir des mesures d'asymétries [35]. La prédiction du MS en fonction de m_H est représentée par une bande. La largeur de cette bande est due aux incertitudes sur $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$, m_Z et m_t .

deux mesures les plus précises $\mathcal{A}_l(\text{SLD})$ et $A_{\text{FB}}^{0,b}(\text{LEP})$. Ce désaccord apparaît aussi lorsqu'on compare la combinaison des mesures de \mathcal{A}_b (LEP et SLD) à la prédiction du MS: $(\mathcal{A}_b^{\text{mes}} - \mathcal{A}_b^{\text{MS}})/\sigma^{\text{mes}} = -2.5\sigma$. Ceci est un des mystères de l'ère LEP-SLD.

4.1.2 La masse du boson W

Tel que décrit précédemment, la mesure de la masse du boson W est une autre forte contrainte sur m_H et m_t .

Au Tevatron comme à UA1 et UA2, on considère le diagramme où un seul

W est produit lors de la collision $p\bar{p}$, se désintégrant leptoniquement $q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow \ell\nu_\ell$. La masse est alors déterminée à partir de quantités transverses, comme la masse transverse $m_T = \sqrt{2p_T^\ell E_T^{miss}(1 - \cos\theta)}$, où θ est l'angle entre l'impulsion transverse du lepton p_T^ℓ et l'énergie transverse manquante E_T^{miss} . Les résultats finaux sur la masse du boson W mesurée par UA2, CDF et D0 pour le RunI, ainsi que sur la largeur par CDF et D0, ont été combinés, donnant $m_W = 80.454 \pm 0.059$ GeV/c² et $\Gamma_W = 2.115 \pm 0.106$ GeV/c² avec une corrélation de -17.4%.

En combinant avec les résultats de LEP2, on obtient

$$m_W = 80.426 \pm 0.035 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_W = 2.139 \pm 0.069 \text{ GeV}/c^2$$

avec une corrélation de -6.7%.

4.1.3 La masse du quark top

Au milieu des années 90, les ajustements électrofaibles pointaient vers un quark top avec une masse élevée, de l'ordre de 170-180 GeV/c² avec une erreur de l'ordre de 10 GeV/c², et l'annonce de sa découverte par D0 et CDF fut annoncée en 1995 au Tevatron, bien qu'on voyait déjà le signal dès 1994. Sa masse entre directement dans les expressions des corrections radiatives, et sa mesure eut un effet drastique sur la précision avec laquelle la masse du Higgs était contrainte. Clairement, dans les années à venir (pré-LHC), cette mesure sera la seule qui améliorera significativement les contraintes sur la masse du Higgs, mais surtout, sa valeur centrale déterminera celle de la masse du Higgs la plus probable, et sa compatibilité avec les limites d'exclusion des recherches directes.

Au Tevatron, la masse est mesurée à partir des événements où les quarks top sont produits par paires $q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$. Trois canaux sont investigés: *tout hadronique* (*tout leptonique*), où les deux bosons W se désintègrent hadroniquement (leptoniquement), et *lepton+jets*, où un W se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement. Ce dernier canal donne la meilleure erreur statistique.

La masse du quark top a récemment été ré-évaluée pour le RunI au Tevatron (mars 2004 [50]) donnant $m_t = 178.0 \pm 4.3$ GeV/c². La différence d'avec la valeur qui figure dans le Tableau 3, $m_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV/c², vient essentiellement de D0, qui a concocté une puissante analyse faisant usage d'un estimateur de vraisemblance, à la m_W à LEP2 pourrait-on dire, réduisant sensiblement les erreurs statistique et systématiques sur le canal *lepton+jets*.

4.1.4 $\sin^2\theta_W$ de NuTeV

NuTeV mesure le rapport entre la section efficace du courant neutre (NC) et celle du courant chargé (CC) dans la diffusion inélastique (DIS) νN [51]. Le résultat

final est donné par

$$\sin^2\theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2 = 0.2276 \pm 0.0013 \pm 0.0006 \pm 0.0006$$

les corrections radiatives entraînent des dépendances résiduelles en m_t et m_H , qui sont prises en compte dans l'ajustement. où les trois erreurs sont statistique, systématique et théorique respectivement. Cette valeur doit être comparée au résultat de l'ajustement global $\sin^2\theta_W = 0.2229 \pm 0.0004$, qui est à 2.8σ . Des tentatives d'explications ont foisonné. Une de celles-ci suggère une asymétrie entre les quarks et anti-quarks dans la mer étrange (*strange*) des nucléons de la cible NuTeV (voir i.e. [52]). L'expérience NuTeV de diffusion νN n'est peut être pas le meilleur endroit pour effectuer des mesures de précision électrofaibles, compte tenu des incertitudes provenant de la structure hadronique [53].

4.2 L'importance de $\alpha(m_Z^2)$

Les incertitudes théoriques dans les ajustements électrofaibles restent petites comparées à l'incertitude sur la valeur de $\alpha(m_Z^2)$. Cette dernière limite l'erreur sur m_H . Elle est due à la contribution des quarks légers à la polarisation du vide des photons ($\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$).

La constante électromagnétique à la masse du Z peut s'écrire comme

$$\alpha(m_Z^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha_\ell(m_Z^2) - \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) - \Delta\alpha_{\text{top}}(m_Z^2)}$$

où $\alpha(0) = 1/137.036$. La contribution top, $-0.00007(1)$, dépend de la masse du quark top. La contribution leptonique est calculée au troisième ordre, donnant 314.97686×10^{-4} , avec une incertitude négligeable. La contribution hadronique est déterminée par une intégrale de dispersion

$$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = -\frac{\alpha(0)m_Z^2}{3\pi} \cdot \text{Re} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds \frac{R(s)}{[s(s - m_Z^2) - i\epsilon]}$$

où $R(s) = \sigma_{ee \rightarrow \text{had}} / \sigma_{ee \rightarrow \mu^+ \mu^-}$. Pour réduire l'erreur sur $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$, il faut réduire l'erreur sur $R(s)$, d'où l'importance d'expériences qui évaluent la section efficace $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ pour plusieurs énergies de centre-de-masse (i.e. voir les résultats de la collaboration BES [54]).

Une nouvelle évaluation de la contribution hadronique a été faite 0.02761 ± 0.00036 [55], qui prend en compte les résultats récemment publiés de $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ à petites énergies de centre-de-masse par la collaboration BES [54]. Cette valeur engendre une erreur de 0.00013 sur la prédiction du MS de $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$, et des erreurs de $0.2 \text{ GeV}/c^2$ et 0.1 sur les valeurs ajustées de m_t et $\log(m_H)$.

Il existe plusieurs autres évaluations de $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ qui sont davantage motivées par la théorie. Une de celles-ci qui inclue aussi les nouveaux résultats de BES donne 0.02747 ± 0.00012 [56]. Cette dernière valeur est utilisée dans les ajustements pour bien montrer les effets de l'incertitude sur $\alpha(m_Z^2)$.

4.3 Test rigoureux du MS en la mesure de a_μ

Dans la catégorie des mesures qui testent rigoureusement la validité du MS, celle du moment magnétique anormal du muon se doit d'être mentionnée. À la fois expérimentalement et théoriquement, $a_\mu = (g-2)/2$ est connu avec une précision de $\sim 10^{-9}$. Théoriquement, sa précision est limitée par des effets de boucles de second ordre dans la polarisation hadronique du vide. Expérimentalement, il est extrêmement sensible à de la *nouvelle physique*.

L'expression théorique peut s'écrire comme (voir [53] pour une belle description)

$$a_\mu = a_\mu^{\text{edq}} + a_\mu^{\text{faible}} + a_\mu^{\text{had}}$$

où comme dans le cas de $\alpha(m_Z^2)$, la plus grosse incertitude vient de la contribution hadronique. Elle se calcule en effectuant une intégrale de dispersion de $R(s)$ et donc en faisant usage des données $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$. L'expérience E821 à BNL est dédiée à la mesure expérimentale de a_μ . Leur but est d'atteindre une précision de $\pm 40 \times 10^{-11}$. La moyenne mondiale donnée par

$$a_\mu(\text{w.a.}) = 11659208(6) \times 10^{-10}$$

est dominée par leur résultat le plus récent [57] sorti en janvier 2004 (voir aussi [58]).

Le désaccord est de 2.7σ d'avec la prédiction qui utilise les données $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ [59, 60], et de 1.4σ d'avec la prédiction basée sur des arguments théoriques qui motivent l'utilisation de données $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ [61]. Cette déviation pourrait être interprétée en termes de *nouvelle physique* i.e. sous-structure du muon, nature composite du W, SuperSymétrie.

4.4 L'ajustement dans le cadre du Modèle Standard

L'ajustement électrofaible s'effectue en calculant un χ^2 à partir des mesures expérimentales, de leurs erreurs, et des prédictions théoriques dans le cadre du MS. La minimisation du χ^2 est effectuée par le programme MINUIT [62] et les prédictions sont calculées avec TOPAZ0 [63] et ZFITTER [64]. Les résultats sont résumés dans le Tableau 4.

La grande dispersion des mesures d'asymétries entrant dans l'évaluation de l'angle effectif leptonique de mélange électrofaible (voir la Figure 12) explique en grande partie les valeurs élevées des χ^2 des ajustements. De plus, une augmentation importante du $\chi^2/\text{d.o.f.}$ est observée lorsque le résultat de NuTeV est inclu.

Pour tester l'accord entre les données LEP et le MS, un ajustement aux données LEP seulement est effectué (voir la colonne 1), en laissant m_t et m_H libres. Les données LEP prédisent une masse du quark top qui est en accord avec celle mesurée au Tevatron. Les données préfèrent un Higgs de masse intermédiaire.

	-1- LEP et LEP II	-2- pic du Z	-3- pic du Z et m_t	-4- pic du Z, m_W, Γ_W	-5- tout - NuTeV	-6- tout
m_t [GeV/c ²]	181 ⁺¹³ ₋₁₁	172 ⁺¹² ₋₉	173 ^{+4.7} _{-4.6}	179 ⁺¹¹ ₋₉	175.3 ^{+4.4} _{-4.3}	174.3 ^{+4.5} _{-4.4}
m_H [GeV/c ²]	212 ⁺³³⁸ ₋₁₂₅	89 ⁺¹²² ₋₄₅	103 ⁺⁶⁵ ₋₄₁	117 ⁺¹⁶³ ₋₆₃	91 ⁺⁵⁵ ₋₃₆	96 ⁺⁶⁰ ₋₃₈
log(m_H /GeV)	2.33 ^{+0.41} _{-0.38}	1.95 ^{+0.38} _{-0.31}	2.01 ^{+0.21} _{-0.22}	2.07 ^{+0.38} _{-0.33}	1.96 ^{+0.20} _{-0.22}	1.98 ^{+0.21} _{-0.22}
$\alpha_s(m_Z^2)$.1200 ±.0030	.1187 ±.0027	.1188 ±.0027	.1187 ±.0027	.1185 ±.0027	.1186 ±.0027
$\chi^2/\text{d.o.f.}$ P	11.0/9 27%	14.7/10 14%	14.8/11 19%	16.5/12 17%	16.7/14 28%	25.4/15 4.5%
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$	0.23165 ±.00018	0.23147 ±.00016	0.23147 ±.00016	0.23140 ±.00015	0.23138 ±.00014	0.23143 ±.00014
$\sin^2\theta_W$	0.22311 ±.00053	0.22313 ±.00064	0.22302 ±.00044	0.22261 ±.00046	0.22272 ±.00036	0.22289 ±.00036
m_W [GeV/c ²]	80.374 ±0.027	80.373 ±0.032	80.378 ±0.023	80.400 ±0.023	80.394 ±0.019	80.385 ±0.019

Table 4: Résultats des ajustements de gauche à droite: 1.Données LEP et LEP II seulement, 2.Données au pic du Z (LEPI et SLD), 3.Données au pic du Z et déterminations de m_t , 4.Données au pic du Z et déterminations directes de m_W et Γ_W , 5.Toutes les données (incluant la violation de la parité atomique) exceptée NuTeV, 6.toutes les données.

Les données peuvent aussi être utilisées dans le cadre du MS pour déterminer de manière indirecte les masses du quark top et du boson W, à comparer aux mesures directes effectuées au Tevatron et à LEP II. Le deuxième ajustement (voir la colonne 2) n'est effectué qu'avec les données au pic du Z. Les valeurs ajustées ainsi que les mesures directes sont représentées dans la Figure 13. La bande de prédictions du MS pour une masse de Higgs entre 114 et 1000 GeV/c² est aussi représentée. Comme il peut être observé, les mesures indirectes et directes de m_W et m_t sont en bon accord, et les deux séries de mesures préfèrent un Higgs léger.

Pour le troisième ajustement, la mesure directe de m_t est utilisée pour obtenir la meilleure détermination indirecte de m_W . Ici aussi, la mesure indirecte 80.378 ± 0.023 GeV/c² est en bon accord avec la combinaison des mesures directes à LEP II et aux collisionneurs $p\bar{p}$ de 80.426 ± 0.034 GeV/c². Pour le quatrième ajustement, les mesures directes de m_W et Γ_W sont utilisées pour en extraire $m_t = 179_{-9}^{+11}$ GeV/c², en très bon accord avec la mesure directe $m_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV/c²,

Finalement, les meilleures contraintes sont obtenues sur m_H lorsque toutes les données sont utilisées dans l'ajustement. Les résultats sont données dans la colonne 6. Malgré le fait que le $\chi^2/\text{d.o.f}$ augmente beaucoup dû à la mesure de NuTeV, les résultats de l'ajustement sont plutôt stables si on l'exclue. La

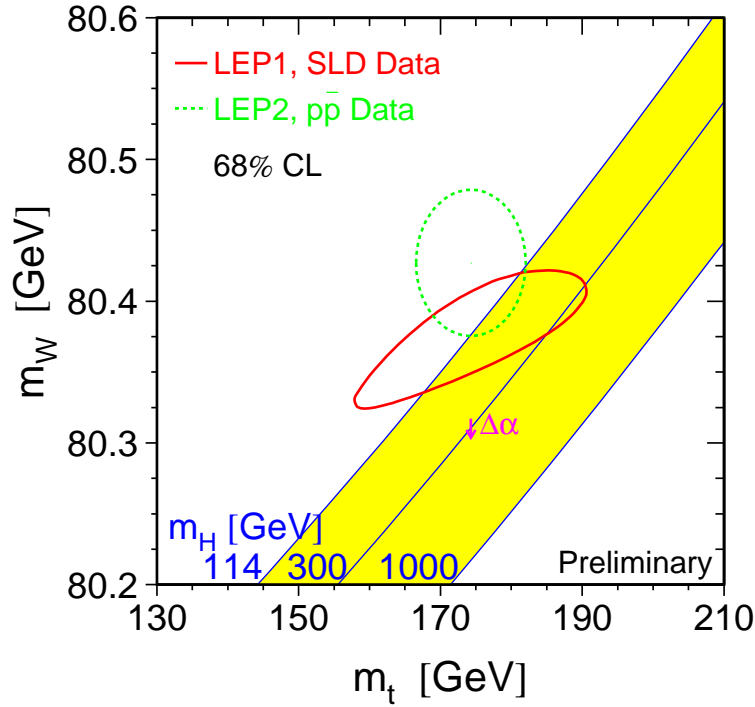


Figure 13: La comparaison des mesures indirectes (ligne de contour) de m_W et de m_t (LEPI+SLD) et des mesures directes (collisionneurs $p\bar{p}$ et données LEPII) (contour pointillé). Dans les deux cas, les contours à 68% de niveau de confiance sont représentés. La relation dans le MS des masses en fonction de la masse du boson de Higgs est aussi représentée. La flèche étiquetée $\Delta\alpha$ montre la variation de cette relation si $\alpha(m_Z^2)$ est changé d'une déviation standard.

Figure 14 représente $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi_{\min}^2$ en fonction de m_H pour l'ajustement avec toutes les données. La ligne correspond à la dernière colonne du Tableau 4 et au résultat lorsque ZFITTER est utilisé avec une valeur de $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ tel qu'évalué dans [55]. La bande ombrée représente l'incertitude due à des corrections d'ordres supérieurs non-calculés, tels qu'estimés par TOPAZ0 et ZFITTER.

Ainsi, les résultats de l'ajustement avec toutes les données sont

$$\begin{aligned}
 m_H &= 96_{-38}^{+60} \text{ GeV}/c^2 \\
 \log(m_H/\text{GeV}) &= 1.98_{-0.22}^{+0.21}
 \end{aligned}
 \tag{36}$$

et la limite supérieure sur m_H à 95% de niveau de confiance, en tenant compte

de la bande, est de

$$m_H \leq 219 \text{ GeV}/c^2.$$

La limite inférieure sur m_H à 95% de niveau de confiance qui est de $114.4 \text{ GeV}/c^2$, obtenue à partir des recherches directes, n'est pas utilisée dans la détermination de la limite supérieure. Le résultat lorsque $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = 0.02747 \pm 0.00012$ [56] est représenté par la courbe pointillée grasse. Si la nouvelle valeur de $m_t = 178.0 \pm 4.3$ est utilisée

$$\begin{aligned} m_H &= 117_{-45}^{+67} \text{ GeV}/c^2 \\ \log(m_H/\text{GeV}) &= 2.07_{-0.21}^{+0.20} \end{aligned} \quad (37)$$

et la limite supérieure sur m_H à 95% de niveau de confiance, en tenant compte de la bande, est de

$$m_H \leq 251 \text{ GeV}/c^2.$$

Dans la Figure 15 sont représentés les mesures de $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ et de m_W avec la relation des masses dans le MS en fonction de m_t ($174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$) et de m_H (114 à $1000 \text{ GeV}/c^2$). La flèche étiquetée $\Delta\alpha$ montre la variation de cette relation si $\alpha(m_Z^2)$ est changé d'une déviation standard. La flèche est centrée sur un point hypothétique: parmi les corrections radiatives électrofaibles, seule celle de la polarisation photonique du vide est incluse.

L'angle effectif $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$, évalué à partir de plusieurs mesures d'asymétries, est aujourd'hui la mesure la plus sensible à la masse du Higgs, De plus, si l'incertitude sur $\alpha(m_Z^2)$ était réduite, il en résulterait une contrainte améliorée sur $\log m_H$ et donc m_H .

On peut aussi voir que la mesure de m_W confirme l'existence des corrections radiatives électrofaibles à plus de 8σ . De plus, elle contraint aussi sensiblement la valeur de m_H . Ceci est d'autant plus vrai si l'erreur sur m_t est réduite davantage. Enfin, il faudrait que l'erreur sur la mesure de la masse du W soit de $\sim 20 \text{ MeV}$ pour que celle-ci soit la plus forte contrainte.

4.5 Mes contributions

Ayant travaillé sur la mesure de la largeur du boson Z ainsi que sur la mesure de la masse du W, nos résultats ont été utilisés dans les publications du *LEP ElectroWeak Working Group* (LEPEWWG). J'ai eu l'occasion de donner un certain nombre de présentations sur la physique électrofaible de précision en tant que séminariste invitée (voir [65]).

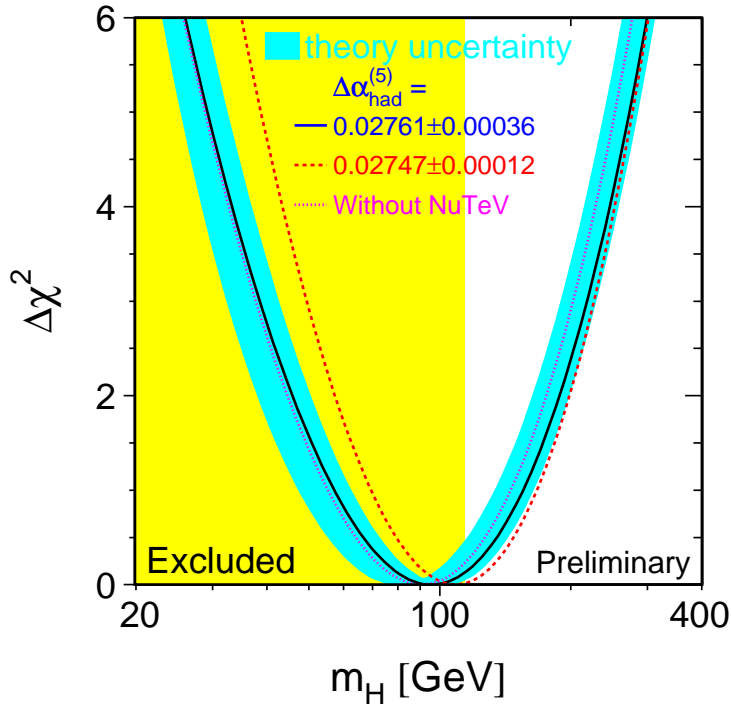


Figure 14: $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi_{\min}^2$ en fonction de m_H . La ligne correspond au résultat lorsque toutes les données sont utilisées (dernière colonne du Tableau 4) avec une valeur de $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ tel qu'évalué dans [55]. La bande ombrée représente une estimation de l'erreur théorique due aux ordres supérieurs manquants. La bande verticale représente la limite d'exclusion sur m_H à 95% de niveau de confiance obtenue à partir des recherches directes. La courbe pointillée est le résultat lorsque $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ tel qu'évalué dans [56] est utilisé.

5 Collaborations: LAPP-Cracovie (Prof.E.Richter-Was), LAPP-Montréal (Prof.G.Azuelos), LAPP-Marrakech (Prof.D.Goujdami; M.Aharrouche).

Il existe des collaborations officielles entre Cracovie et le LAPP, et entre Marrakech et le LAPP. De manière plus informelle, je travaille aussi avec Georges Azuelos de l'Université de Montréal.

Fabien Tarrade, Christophe Le Maner et Lionel Neukermans ont effectué des séjours à Cracovie pendant leur thèse. Des physiciens y ont aussi séjourné:

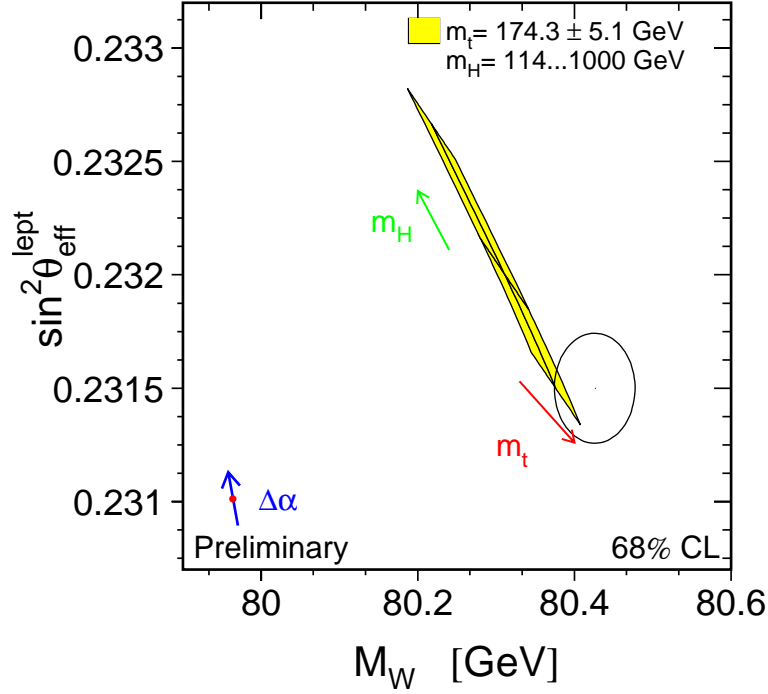


Figure 15: Les mesures de $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ et de m_W sont représentées avec la relation des masses dans le MS en fonction de m_t ($174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$) et de m_H (114 à $1000 \text{ GeV}/c^2$). La flèche étiquetée $\Delta\alpha$ montre la variation de cette relation si $\alpha(m_Z^2)$ est changé d'une déviation standard. La flèche est centrée sur un point hypothétique: parmi les corrections radiatives électrofaibles, seule celle de la polarisation photonique du vide est incluse.

P.Perrodo, Y.Zolnierowski et moi-même plus récemment. Nous avons travaillé activement avec Elzbieta Richter-Was, et son aide nous a été très précieuse pour faire avancer les travaux de Lionel, de Christophe, et aujourd'hui de Fabien.

Georges Azuelos est co-chef du groupe des Exotiques-ATLAS (au delà du MS, non-SUSY). Il a été rapporteur sur le jury de thèse de C.Le Maner. Sa contribution à la physique des dimensions supplémentaires et du Higgs est extrêmement précieuse.

Finalement, Driss Goujdami de Marrakech et moi-même travaillons sur le sujet des UED.

6 Vulgarisation

Dans le cadre des conférences de vulgarisation (Amphis Pour Tous) organisées par l'Université de Chambéry, j'ai donné une conférence s'intitulant *Des quarks au cosmos: un escalier pour deux infinis*. J'ai essayé de faire ressortir le lien entre l'infiniment petit et l'immensément grand, entre la physique des particules et la cosmologie. Je me suis grandement inspirée d'un livre de Lederman et Schramm, *From Quarks to Cosmos*.

Dans le cadre de la conférence Neutrino2004, j'ai été invitée à donner une conférence grand public sur la physique aux accélérateurs.

II. Enseignement

- Co-direction de la thèse (avec G.Sauvage) de Fabien Tarrade, 2003-2006.
- Co-direction de la thèse (avec L.Poggioli) de Christophe Le Maner, 2002-2003.
- Direction d'étudiants au doctorat, masse du W, CERN, 1997-2000.
- Direction d'étudiants, construction du détecteur OPAL-TE, CERN, 1996.
- Enseignement des mathématiques, CNAM, 1ère année d'université, 1995.
- Enseignement de la physique des particules, U.de Montréal, dernière année de B.Sc, 1993.
- Direction d'étudiants d'été au CERN, 1992-1993.
- Cours en laboratoire sur les chambres à dérive, U. de Montréal, M.Sc, 1992.
- Enseignement de la physique mécanique, CEGEP Maisonneuve, Montréal, année préparatoire à l'Université, 1990.
- Travaux pratiques en relativité générale et physique nucléaire. U. de Montréal, dernière année de B.Sc, 1988.

III. Expérience dans l'animation de la recherche

Responsabilité d'équipe, groupes de travail nationaux, internationaux

- Membre organisatrice des Prospectives au LAPP pour le groupe *Futurs Collisionneurs Hadroniques* 8-9 Mars 2004.
- Membre organisatrice du groupement PAF (Physique ATLAS France) 2003-2004.
- Membre du comité organisateur du Workshop des Houches 2002-2004.
- Correspondante du Canada pour GIF2004.
- Chef de groupe mesure de la masse leptonique du W 1998-2000.
- Co-organisatrice (avec G.Lafferty) du Workshop Spin OPAL, 1996.
- Co-organisatrice (avec L.Delpozo) de la semaine de collaboration OPAL, 1996.

Encadrements ou co-encadrements de thèses

- Co-encadrement (avec Gilles Sauvage) de Fabien Tarrade 2003-2006.
- Co-encadrement (avec Luc Poggioli) de Christophe Le Maner 2002-2003.

Encadrements d'étudiants d'été ou en thèse

- Barbara Maartje Raaven, thésarde, University of Glasgow 1999-2000.
- Evelyn Thomson, thésarde, University of Glasgow 1998.
- Mathieu Doucet, étudiant d'été, Université de Montréal 1993.
- Isabelle Trigger, étudiante d'été, Université de Montréal 1992.

IV. Rayonnement (inter)national du candidat

Participation à des jurys de thèse

- Christophe Le Maner, 2003.

Invitations à des séminaires ou à des conférences plénières

- Séminaires en tant qu'invitée: voir la liste des séminaires.
- Rencontres du Vietnam: Prospects for Electroweak Physics, Hanoi 2004.
- Neutrino2004, Conférence grand public: Physique aux accélérateurs, Paris 2004.
- Hommage à Tran Than Van: le LHC, Collège de France, Paris 2002.
- CIPANP2000: Precision Electroweak Physics, Québec 2000.

Relectures d'articles de revues

- Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0, B.Aubert *et al.*, CERN-EP-2002-087, ATLAS, 2002.
- Measurement of the W mass in e^+e^- collisions at 183 GeV, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B453 (1999) 121.
- $b \rightarrow s\gamma$, ALEPH, 1999.
- Quelques articles d'OPAL, 1995-1996.

Éditeur en chef

- Measurement of the W mass by direct reconstruction in e^+e^- collisions at 172 GeV, ALEPH Collaboration (as editor in chief), Phys. Lett. B422 (1998) 384.

Collaborations

- Pologne: Travail sur la physique du Higgs avec le Professeur Elzbieta Richter-Was [10].
- Maroc: Travail sur les dimensions supplémentaires universelles avec le Professeur Driss Goujdami.
- Montréal: Travail sur les dimensions supplémentaires de Randall et Sundrum avec le Professeur Georges Azuelos [22].

V. Responsabilités Administratives

- Prospectives au LAPP: membre organisatrice des Prospectives au LAPP et de la réunion qui aura lieu les 8-9 mars, 2004.
- PAF: membre organisatrice du groupe Physique ATLAS France et de la réunion qui aura lieu les 3-4-5 mai 2004.
- Workshop des Houches: membre du comité organisateur du Workshop.
- Échanges avec la Pologne: organisation des voyages des étudiants en Pologne et des venues du Professeur Richter-Was au LAPP.
- GIF2004: correspondante pour le Canada et rédaction du cours de Virdee sur le LHC en 2001.

Remerciements

Je voudrais remercier: Mike Pearson et Claude Leroy; Peter Maettig et Alain Blondel; Ties Behnke, Christoph Burgard, Christoph Schwick et George Lafferty; Tim Barklow, Fabiola Gianotti, Patrick Janot, François LeDiberder, Marie-Noelle Minard et Roberto Tenchini; Georges Azuelos, Louis Fayard et Elzbieta Richter-Was; et encore Daniel Treille. Enfin, je remercie mes chers collègues du LAPP Jacques Colas, Gilles Sauvage, Isabelle Wingarter, puis tout le groupe LAPP-ATLAS et tout le LAPP! Puis mille merci à tous ceux qui n'apparaissent pas dans cette liste non exhaustive! Finalement, un infiniment grand merci à Dariusz, Mila et Christian Frey.

References

- [1] B.Aubert *et al.*, Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0, CERN-EP-2002-087.
- [2] C.Le Maner, L.Poggioli et H.Przysiezniak, ATLAS LARG Testbeam Presenter, ATL-COM-LARG-2004-006.
- [3] C.Le Maner, Étude de la réponse du calorimètre électromagnétique et recherche d'un boson de Higgs de $300 \text{ GeV}/c^2$ dans le canal $qqH \rightarrow qqWW \rightarrow qq\ell\nu jj$ dans l'expérience ATLAS au LHC, Thèse de Docteur en Sciences soutenue le 27 juin 2003, Université de Savoie.
- [4] R.Zitoun, ATL-LARG-2001-003.
L.Neukermans, P.Perrodo, R.Zitoun, ATL-LARG-2001-008;
- [5] L.Neukermans, Étalonage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Recherche du boson de Higgs dans ses désintégrations invisibles. Thèse de Docteur en Sciences soutenue le 22 juin 2002, Université Claude-Bernard, Lyon I.
- [6] W.E.Cleland et E.G.Stern, NIM A338 (1994) 467-497.
- [7] H.Przysiezniak, Implementing detector crosstalk into the optimal filtering coefficients calculation, ATL-COM-LARG-2004-005.
- [8] LARG Collaboration, Energy reconstruction and linearity, CERN-EP-2004-XXX, to be submitted to Nucl.Instrum.Methods.
- [9] LARG Collaboration, Barrel response uniformity, CERN-EP-2004-XXX, to be submitted to Nucl.Instrum.Methods.
- [10] C.Le Maner, L.Poggioli, H.Przysiezniak et E.Richter-Was, Search for $qqH \rightarrow qqWW \rightarrow qq\ell\nu jj$ ($m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$) using the ATLAS detector, ATL-PHYS-2004-003.
- [11] D.Rainwater, D.Zeppenfeld et K.Hagiwara, Searching for $H \rightarrow \tau\tau$ in weak boson fusion at the LHC, Phys.Rev., **D59** (1999) 14037.
- [12] S.Asai *et al.*, Prospects for the Search for a Standard Model Higgs Boson in ATLAS using Vector Boson Fusion, SN-ATLAS-2003-024.
- [13] The ATLAS Collab. ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report I et II, CERN/LHCC 99-14 et CERN/LHCC 99-15.

- [14] D.L.Rainwater et D.Zeppenfeld, Searching for $H \rightarrow \gamma\gamma$ in weak boson fusion at the LHC, *J. High Energy Phys.* **12** (1997) 5.
Observing $H \rightarrow W^{(*)}W^{(*)} \rightarrow e^{\pm}\mu^{\mp}p_T^{\text{miss}}$ in weak boson fusion with dual forward jet tagging at the CERN LHC, D.L. Rainwater et D.Zeppenfeld, *Phys.Rev.* **D60** (1999) 113004.
- [15] T.Plehn, D.L.Rainwater et D.Zeppenfeld, A method for identifying $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e^{\pm}\mu^{\mp}p_T^{\text{miss}}$ at the CERN LHC, *Phys. Rev.* **D61** (2001) 093005.
- [16] E.Richter-Was, D.Froidevaux, L.Poggioli, ATLFAST 2.0: A fast simulation package for ATLAS, *ATL-PHYS-98-131*.
- [17] G.Azuelos et R.Mazini, Searching for $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell\nu_{\ell}\nu_{\tau} + hX$ by Vector Boson Fusion in ATLAS, *ATL-PHYS-2003-004*.
- [18] Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter, *Phys. Lett.* **B429** (1998) 263.
- [19] L.Randall et R.Sundrum, A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension, *Phys. Rev. Lett.* **83**, (1999) 3370.
- [20] W.D.Goldberger et M.B.Wise, Bulk Fields in the Randall-Sundrum Compactification Scenario, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 107505.
Modulus Stabilization with Bulk Fields, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4922.
- [21] G.F.Giudice, R.Rattazzi et J.D.Wells Gravitational scalars from higher-dimensional metrics and curvature-Higgs mixing, *Nucl. Phys.* **B595** (2001) 250.
- [22] G.Azuelos, D.Cavalli, H.Przysiezniak, L.Vacavant, Search for the Randall Sundrum Radion using the ATLAS detector, *EPJ Direct Sect. A-E* **C16** (2002) 1.
- [23] A.Djouadi, J.Kalinowski et M.Spira, HDECAY: a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension, *Comput. Phys. Commun.* **108** (1998) 56.
- [24] T.Appelquist, H.-C.Cheng et B.A.Dobrescu, Bounds on Universal Extra Dimensions, *Phys. Rev.* **D64** (2001) 035002.
- [25] K.R.Dienes, E.Dudas et T.Gherghetta, Extra Spacetime Dimensions and Unification, *Phys. Lett.* **B436** (1998) 55.
- [26] I.Antoniadis, A possible New Dimension at a Few TeV, *Phys. Lett.* **B246** (1990) 377.
- [27] N.Arkani-Hamed et M.Schmaltz, Hierarchies without Symmetries from Extra Dimensions, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 033005.

- [28] N.Arkani-Hamed, H.-C.Cheng, B.A.Dobrescu et L.J.Hall, Self-breaking of the Standard Model Gauge Symmetry, Phys. Rev. **D62** (2000) 096006.
- [29] T.Appelquist, B.A.Dobrescu, E.Ponton et H.U.Yee, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 181802.
- [30] H.-C.Cheng, K.Matchev et M.Schmaltz, Bosonic Supersymmetry? Getting Fooled at the LHC, Phys. Rev. **D66** (2002) 056006.
- [31] C.Macesanu, C.D.McMullen et S.Nandi, New Signal for Universal Extra Dimensions, Phys. Lett. **B546** (2002) 253.
- [32] A.E.Pukhov, E.Boos, M.N.Dubinin, V.F.Edneral, V.A.Ilyin, D.Kovalenko, A.Kryukov, V.I.Savrin, S.Shichanin, A.A.Semenov, CompHEP: a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space, hep-ph/9908288.
- [33] W.J.Marciano, Precision electroweak parameters and the Higgs mass, hep-ph/9908288.
- [34] G.Wilkinson, Calibration of centre-of-mass energies at LEP 2 for a precise measurement of the W boson mass, voir <http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a04976#2004-03-16> et <http://lepecal.web.cern.ch/LEPECAL> .
- [35] The LEP Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/2003-091, hep-ex/0312023.
- [36] ALEPH Collaboration (as editor in chief), Measurement of the W mass by direct reconstruction in e^+e^- collisions at 172 GeV, Phys. Lett. **B422** (1998) 384.
- [37] H.Przysieznik, Systematic studies of the W mass measurement from semileptonic decays of W pairs, ALEPH 97-072 PHYSIC (PHYSICS) 97-063.
- [38] A.Blondel et H.Przysieznik, Estimate of the full statistical error for the reweighting technique, ALEPH 99-113 PHYSIC (PHYSICS) 99-055.
- [39] H.Przysieznik, Use of the event-by-event error and χ^2 probability in the semileptonic W mass measurment, ALEPH 99-098 PHYSIC (PHYSICS) 99-043.
- [40] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. Journ. **C15** (2000) 1.

- [41] B.Mele et P.Nason, Phys. Lett. **B245** (1990) 635; Nucl. Phys. **B361** (1991) 626.
 G. Colangelo, B.Nason, A theoretical study of the c and b fragmentation function from e^+e^- annihilation, Frascati LNF**92-017** P.
 R.L.Jaffe,L.Randall, Heavy quark fragmentation into heavy mesons, Nucl. Phys. **B412** (1994) 79.
- [42] Yu. Dokshitzer, V.Khoze et S.Troyan, Specific features of heavy quark fragmentation I. Leading quarks, Lund preprint LU TP **92/10** (1992);
 Yu. Dokshitzer, Lectures at the International School of Subnuclear Physics, Erice, July 1993.
- [43] H.Przysiezniak, Étude de la Production des Mesons D^* sur le Pic de Resonance du Z^0 Observés au LEP avec le Détecteur OPAL, Thèse de Ph.D. déposée en mai 1994, Université de Montréal.
- [44] OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, Z. Phys. **C67** (1995) 27-44.
 OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, Phys. Lett.**B262** (1991) 341.
- [45] H.Przysiezniak *et al.*, R_b and R_c ?, XXXI Rencontres de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions, March 1996, CERN-PPE/96-91.
- [46] A.Anselm, M.Anselmino, F.Murgia et M.G.Ryskin: J.Exp.Th.Phys.60 (1994) 496.
- [47] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Study of $\phi(1020)$, $D^{*\pm}$ and B^* spin alignment in hadronic Z^0 decays, Zeit. fur Physik **C74** (1997) 437.
- [48] Off-diagonal Helicity Density Matrix Elements for Vector Mesons Produced at LEP, M. Anselmino *et al.*, Eur. Phys. J., **C11** (1999) 529-537.
- [49] T.van Ritbergen et R.G.Stuart, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 488.
- [50] Voir la présentation de M.Kado à l'atelier PAF (Physique ATLAS France) *Le Top au Tevatron*, <http://atlas-france.in2p3.fr/Activites/Physique/PAF/Workshop2004/index.html> ou encore <http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a036763> .
- [51] NuTeV Collaboration, G.P.Zeller et al, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 091802.
- [52] F.G.Cao et A.I.Signal, The quark-antiquark asymmetry of the strange sea of the nucleon, Phys. Lett. **B559** (2003) 229.
- [53] P.Gambino, The top priority: precision electroweak physics low to high energy, hep-ph/0311257.
- [54] BES Collaboration, J.Z.Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 101802.

- [55] H.Burkhardt et B.Pietrzyk, Phys. Lett. **B513** (2001) 46.
- [56] J.F.de Troconiz et F.J.Yndurain, Phys. Rev. **D65** (2002) 093002.
- [57] Measurement of the Negative Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.7ppm, Muon (g-2) Collaboration, hep-ex/0401008.
- [58] G.W.Bennett *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 101804.
Erratum-ibid. **89** (2002) 129903.
- [59] The anomalous magnetic moment of the muon: a theoretical introduction, M.Knecht, hep-ph/0307239.
- [60] S.Ghazizadeh and J.Jegerlehner, hep-ph/0310181, Phys. Lett. **B** (2004), in Press.
- [61] M.Davier *et al.*, Eur. Phys. J. **C31** (2003) 503.
- [62] F.James et M.Roos, Comput. Phys. Commun. **10** (1975) 343.
- [63] G.Montagna *et al.*, Comput.Phys. Commun. **117** (1999) 278.
- [64] D.Bardin *et al.*, Z. Phys. **C44** (1989) 493,
Comp. Phys. Comm. **133** (2001) 229.
- [65] H.Przysieznik, Precision Electroweak Physics, Contribution à la 7th Conference on Intersections between Particle and Nuclear Physics, 22-28 May 2000, Québec, Canada.