



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

# Des tests du Modèle Standard à la recherche d'Ondes Gravitationnelles

présenté à l'Université de Savoie par

**Edwige Tournefier**

soutenu le 15 septembre 2006 devant la commission d'examen:

Jean-Jacques	AUBERT	
Philippe	BLOCH	Rapporteur
Alain	BRILLET	Rapporteur
Lucia	Di CIACCIO	Rapporteur
Benoît	MOURS	



# Remerciements

*Je remercie sincèrement Jean-Jacques Aubert, Philippe Bloch, Alain Brillet, Lucia di Ciaccio et Benoît Mours pour avoir accepté de se pencher sur mon travail et de le juger.*

*Le travail exposé dans ce document couvrant les huit dernières années, le nombre de personnes avec lesquelles j'ai collaboré et qui méritent mes remerciements est grand. J'espère donc n'oublier personne dans ce qui suit.*

*Je tiens à remercier Philippe Bloch, Dave Barney et Paul Aspell qui m'ont patiemment, et dans la bonne humeur, initiée à la R&D avec le Preshower de CMS. Merci à Günther Dissertori pour m'avoir dévoilé quelques secrets de QCD (ça peut même être beau QCD!) et pour son amitié. Merci à Dieter Schlatter pour son accueil au sein du groupe ALEPH CERN et la confiance qu'il m'a accordée. Merci à Johann Collot pour m'avoir accueillie dans le groupe ATLAS de l'ISN. Merci à Philippe Martin pour sa sympathique collaboration au TEP et son amitié. Et merci à Jacques Lefrançois et à Ioana Videau pour leurs conseils et leur soutien lors des concours (mais je leur dois bien plus!).*

*Je remercie Marie-Noëlle Minard et Jacques Colas pour leur accueil chaleureux au LAPP. Merci à mes collègues du groupe Virgo LAPP pour l'ambiance de travail amicale. Je tiens aussi à remercier mes collègues du service électronique et mécanique pour la qualité de leur travail. Un merci particulier à Benoît Mours pour sa grande disponibilité, ses conseils et son soutien depuis mes débuts dans Virgo. Un grand merci à Alain Masserot pour son précieux support au système de détection mais aussi pour sa non moins précieuse compagnie des pauses café! Merci aussi à tous ceux avec qui j'ai eu l'occasion de travailler lors du commissioning de Virgo, avec une mention spéciale à Lisa Barsotti, experte du verrouillage de Virgo, dont le sourire résiste aux vents et marées de Toscane!*

*Je dois un merci tout particulier à Romain Gouaty pour la grande qualité du travail qu'il a accompli, sa rigueur et sa persévérance (bonne chance Romain!). Et merci à Valéria Granata de prendre son relais avec enthousiasme. Je remercie aussi tout particulièrement Raffaele Flaminio pour les précieux conseils qu'il m'a gentiment prodigués depuis mon arrivée dans Virgo et pour tout (la liste est longue) ce que j'ai appris à son contact.*

*Finalement, merci à Gavin pour m'avoir accompagnée, encouragée et conseillée dans cette aventure.*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Mesure des paramètres du Modèle Standard à LEP</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction . . . . .	3
1.2 Mesures électrofaibles à LEP . . . . .	4
1.2.1 Les corrections radiatives . . . . .	4
1.2.2 Extraction de $\alpha_s$ . . . . .	9
1.2.3 Extraction des paramètres de la résonance du Z . . . . .	10
1.2.4 L'ajustement global et la masse du boson de Higgs . . . . .	11
1.3 Mesure de $\alpha_s$ avec les événements hadroniques à LEP . . . . .	13
1.4 Conclusion . . . . .	14
<b>2 Etudes pour la recherche du boson de Higgs au LHC</b>	<b>15</b>
2.1 Introduction . . . . .	15
2.2 Le détecteur de pied de gerbes de CMS . . . . .	16
2.2.1 Reconstruction des dépôts d'énergie . . . . .	18
2.2.2 Tests en faisceau . . . . .	19
2.2.3 Tests et études pour l'électronique de lecture . . . . .	21
2.3 Etude du bruit de fond au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	23
2.4 Conclusion . . . . .	23
<b>3 Réglages et caractérisation de l'interféromètre Virgo</b>	<b>25</b>
3.1 Introduction . . . . .	25
3.2 La détection des ondes gravitationnelles et Virgo . . . . .	27
3.2.1 Détection par interférométrie . . . . .	27
3.2.2 Le détecteur Virgo . . . . .	30
3.2.3 La mise en route de Virgo . . . . .	35
3.3 Le système de détection . . . . .	38
3.3.1 Adaptation du banc de détection . . . . .	38
3.3.2 Réglages du banc de détection . . . . .	41
3.4 Caractérisation optique . . . . .	43

3.4.1	Gain de recyclage et pertes dans l'interféromètre . . . . .	43
3.4.2	Condition de résonance des bandes latérales . . . . .	45
3.5	Analyse des bruits instrumentaux . . . . .	50
3.5.1	Bruit de phase . . . . .	52
3.5.2	Bruits en puissance . . . . .	55
3.5.3	Bruit en fréquence . . . . .	57
3.5.4	Bruit environnemental . . . . .	60
3.5.5	Bilan des sources de bruit à haute fréquence . . . . .	60
3.5.6	Bruits transitoires ou non stationnaires . . . . .	61
3.6	Perspectives . . . . .	63
<b>Bibliographie</b>		<b>64</b>
<b>A Electroweak results from LEP and SLC and Tests of the Standard Model</b>		<b>69</b>
<b>B Results from the 1999 Beam Test of a Preshower Prototype</b>		<b>71</b>
<b>C Upgrade of the detection benches : optics and mechanics</b>		<b>73</b>
<b>D Measurement of the optical parameters of the Virgo interferometer</b>		<b>75</b>

# Introduction

Ce document, présenté en vue d'obtenir l'habilitation à diriger des recherches, décrit l'activité que j'ai menée depuis l'obtention de ma thèse de doctorat.

Mon travail de thèse [1] a porté sur la mesure de  $R_l$ , rapport des largeurs de désintégration du boson  $Z$  en leptons et en hadrons, avec ALEPH, l'une des quatre expériences auprès du collisionneur LEP. Les mesures précises effectuées au collisionneur  $e^+e^-$ , le LEP, ont permis d'effectuer des tests du Modèle Standard et de déterminer certains paramètres pas ou peu connus. La mesure de  $R_l$  s'inscrit dans ce cadre, elle permet une détermination de la constante de couplage fort  $\alpha_s$ . Après ma thèse, au LAL, j'ai travaillé au CERN comme "fellow" de 1998 à 2000. J'ai tout d'abord désiré élargir ma contribution dans le domaine des tests du Modèle Standard en participant à la combinaison des résultats des quatre expériences LEP au sein du "LEP Electroweak Working Group". L'un des résultats de cette combinaison est la contrainte sur la masse du boson de Higgs, prédit par le Modèle Standard. Cette contrainte permet de guider la recherche directe de cette particule aux collisionneurs hadroniques comme le Tevatron ou le LHC.

Par ailleurs, j'ai désiré aborder une technique de détermination de la constante de couplage fort différente de celle utilisée pendant ma thèse, avec l'étude des événements hadroniques à LEP. L'ensemble de ces travaux m'a permis d'élargir mes compétences et mes connaissances dans l'analyse des données et leur interprétation dans le cadre du Modèle Standard.

De plus, j'ai désiré me familiariser avec la partie plus technique du métier de chercheur en contribuant au développement et aux tests des détecteurs. J'ai ainsi profité de mon séjour au CERN pour me familiariser avec cet aspect en participant aux tests du détecteur de pied de gerbe de l'expérience CMS au LHC. Le but principal de ce détecteur est l'amélioration de la séparation des  $\pi^0$  et des photons. Ceci est particulièrement important pour la recherche du boson de Higgs lors de sa désintégration en deux photons, l'un des canaux les plus prometteurs pour un Higgs léger, comme indiqué par les mesures électrofaibles effectuées auprès des collisionneurs  $e^+e^-$ .

J'ai ensuite effectué un ATER à l'ISN de Grenoble de 2000 à 2001 pendant lequel j'ai travaillé au sein du groupe ATLAS et ai eu deux activités. La première concernait une étude de faisabilité d'un tomographe à émission de positons basé sur le xénon liquide. Cette activité étant assez dissociée des autres je ne la décrirai pas dans ce document. Ma

deuxième activité portait sur une estimation des corrections d'ordres supérieurs du bruit de fond à la sélection des événements  $H \rightarrow \gamma\gamma$  au LHC.

En octobre 2001 j'ai obtenu un poste de chargé de recherche au CNRS. Ceci m'a donné l'occasion d'aborder une autre thématique en m'intéressant à la recherche d'ondes gravitationnelles. J'ai en effet rejoint le groupe Virgo du LAPP. Les ondes gravitationnelles, prédites par la relativité générale n'ont encore jamais été observées directement. Virgo est un interféromètre dédié à leur recherche. Avant la prise de données scientifique une phase de réglages est nécessaire : des contrôles complexes doivent être mis en place et les bruits techniques combattus afin d'atteindre la sensibilité nominale. Depuis bientôt cinq ans je participe aux diverses étapes de cette phase (appelée commissioning). J'ai rejoint la collaboration Virgo pendant le commissioning de la partie centrale de Virgo (le CITF) et j'ai commencé par participer à l'analyse des données collectées pendant les runs techniques afin de me familiariser avec l'instrument. On m'a rapidement confié la responsabilité de l'adaptation du banc de détection pour le passage de la configuration optique du CITF à celle de l'interféromètre Virgo complet. Le commissioning de Virgo a débuté en septembre 2003 et j'y suis très impliquée avec trois activités principales : la responsabilité du banc de détection et de la caractérisation optique de l'interféromètre, ainsi que la participation à la compréhension des bruits techniques limitant sa sensibilité avec l'encadrement en co-direction de la thèse de R. Gouaty [2].

En résumé, avec ma participation à LEP j'ai complété mes compétences en analyse de données et leur interprétation dans le cadre du Modèle Standard de physique des particules. Je me suis ensuite progressivement familiarisée avec le développement et les tests de détecteurs avec CMS et Virgo. Ma participation actuelle à Virgo me permet d'acquérir une expertise dans la mise en route de d'instruments complexes.

Cela m'a aussi permis d'aborder deux domaines différents en physique des hautes énergies : les tests du Modèle Standard de physique des particules et la recherche d'onde gravitationnelles.



# Chapitre 1

## Mesure des paramètres du Modèle Standard à LEP

### 1.1 Introduction

Le collisionneur  $e^+e^-$  LEP du CERN a fonctionné pendant 6 ans à des énergies proches de la masse du boson Z ( $\sqrt{s} \simeq 91$  GeV) afin d'en étudier les propriétés. Cette phase est appelée LEP1. L'énergie a ensuite été progressivement augmentée jusqu'à 209 GeV (LEP2) afin principalement d'étudier les propriétés du boson W et de rechercher de nouvelles particules. Grâce à la grande statistique accumulée des tests très précis du Modèle Standard de physique des particules ont pu être effectués. La comparaison des mesures aux prédictions du Modèle Standard permet de contraindre les paramètres libres de ce modèle. Il a en particulier rapidement été possible de déterminer précisément le nombre de familles de neutrinos légers et de prédire la masse du quark top avant sa découverte au collisionneur  $p\bar{p}$  Tevatron. La constante de couplage fort  $\alpha_s$  est aussi précisément déterminée par ces mesures. Finalement la masse du boson de Higgs, dont l'existence est prédite par le Modèle Standard, est aussi contrainte avec la combinaison des mesures de LEP et de celles obtenues auprès d'autres collisionneurs tels que le SLC à SLAC et le Tevatron à Fermilab.

J'ai tout d'abord participé aux mesures électrofaibles à la résonance du Z afin d'extraire une valeur de  $\alpha_s$ . Ce travail a fait l'objet de ma thèse et a porté sur les données prises par l'expérience ALEPH, l'une des quatre expériences du LEP. Ensuite, lors de mon fellow de deux ans au CERN j'ai étendu ma contribution à des études pour la combinaison de l'ensemble des mesures des quatre expériences LEP ainsi qu'à l'extraction de la masse du boson de Higgs. L'annexe A reproduit les résumés de ma présentation des résultats électrofaibles de LEP et SLC à la conférence de Moriond EW en 2001. Ces contributions sont développées dans la section 1.2. En parallèle à ce travail j'ai désiré aborder une technique différente pour mesurer  $\alpha_s$ , avec l'étude des états finals  $q\bar{q}$ , comme décrit dans la section 1.3.

## 1.2 Mesures électrofaibles à LEP

Les sections efficaces (intégrées et différentielles) des processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  ont été mesurées précisément à la résonance du  $Z$  (LEP1). Ces mesures permettent d'extraire précisément les paramètres de la résonance du  $Z$ , comme l'illustre la Figure 1.1 : sa masse  $M_Z$ , sa largeur totale  $\Gamma_Z$  ainsi que ses largeurs partielles en paire de fermions  $\Gamma_{f\bar{f}}$  mais aussi les asymétries de section efficace avant-arrière  $A_{FB}^{0,f}$  (définies ci-dessous, voir (1.4)). Ces grandeurs sont prédites précisément dans le cadre du Modèle Standard. Elles incluent des corrections radiatives qui dépendent des masses du quark top  $m_t$  et du boson de Higgs  $m_H$  mais aussi des constantes de couplage fort  $\alpha_s$  et électromagnétique  $\alpha_{QED}$ . La confrontation des mesures expérimentales aux prédictions du Modèle Standard permet l'extraction des paramètres pas ou peu connus tels  $m_t$ ,  $m_H$  et  $\alpha_s$ .

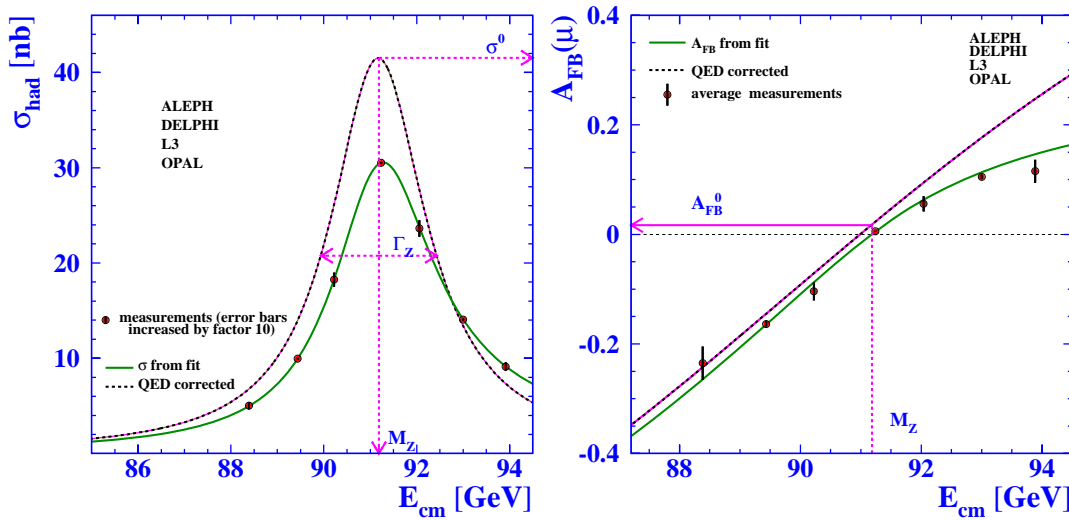


FIG. 1.1 – Figure de gauche : section efficace du processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les barres d'erreur expérimentales sont multipliées par 10. Figure de droite : asymétries avant-arrière pour l'état final  $\mu^+\mu^-$ . Dans les deux figures, après déconvolution des corrections radiatives photoniques, les courbes en pointillé définissent les paramètres de la résonance du  $Z$ .

### 1.2.1 Les corrections radiatives

Dans le cadre du modèle standard, la section efficace du processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  est la somme de trois termes, le premier correspond à l'échange d'un  $Z$ , le deuxième à l'échange d'un photon et le troisième à l'interférence de ces deux amplitudes. Pour des énergies proches de la masse du  $Z$  le premier terme ( $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ ) domine les deux autres et

est donné par :

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \sigma_{f\bar{f}}^0 \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + (s\Gamma_Z/M_Z)^2} \quad (1.1)$$

où  $\sigma_{f\bar{f}}^0$  est la section efficace au sommet de la résonance (Figure 1.1), définie en fonction des largeurs partielles du  $Z$  en fermions  $\Gamma_f$ , et de sa largeur totale,  $\Gamma_Z$  :

$$\sigma_{f\bar{f}}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \quad \text{et} \quad \Gamma_f = N_c^f \frac{G_F M_Z^3}{24\sqrt{2}\pi} \left( g_{V,f}^2 + g_{A,f}^2 \right) \quad (1.2)$$

où  $N_c$  est le nombre de couleurs (1 pour les leptons, 3 pour les quarks),  $s$  est l'énergie dans le centre de masse de la collision,  $G_F$  la constante de Fermi,  $g_{V,f}$  et  $g_{A,f}$  sont respectivement les constantes de couplage vecteur et axial-vecteur du  $Z$  aux fermions définies par :

$$g_{A,f} = I_3^f \quad \text{et} \quad g_{V,f} = I_3^f - 2Q_f \sin^2\theta_W, \quad (1.3)$$

$I_3^f$  étant l'isospin ( $I_3^f \pm \frac{1}{2}$ ),  $Q_f$  la charge du fermion considéré et  $\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$ .

Dans le cas des leptons on mesure aussi précisément l'angle du lepton émergeant par rapport au lepton entrant ( $\theta$ ), on a alors une mesure des sections efficaces différentielles qui sont paramétrées par :

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta}(s) = \frac{3}{8} \sigma_{f\bar{f}}(s) \left( 1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3} A_{FB}^f(s) \cos\theta \right) \quad (1.4)$$

où  $A_{FB}^f$  représente l'asymétrie avant-arrière et peut être simplement obtenue comme la différence relative entre le nombre d'événements vers l'avant ( $\cos\theta > 0$ ) et vers l'arrière ( $\cos\theta < 0$ ). Pour  $\sqrt{s} = M_Z$ , elle est définie par :

$$A_{FB}^{0,f} = A_{FB}^f(M_Z^2) = \frac{3}{4} A_e A_f \quad \text{avec} \quad A_f = 2 \frac{g_{V,f} g_{A,f}}{g_{A,f}^2 + g_{V,f}^2}. \quad (1.5)$$

Les sections efficaces données ci-dessus correspondent à l'ordre le plus bas. Les sections efficaces mesurées expérimentalement contiennent des corrections radiatives induites par les diagrammes d'ordre supérieurs comme illustré par les Figures 1.2 et 1.3. Celles-ci doivent être prises en compte afin de pouvoir comparer les prédictions du modèle aux mesures expérimentales. Ces corrections peuvent être rangées dans trois catégories : les corrections électrofaibles, les corrections liées à l'interaction forte et les corrections photoniques.

## Les corrections électrofaibles

Les diagrammes correspondant à ces corrections sont montrés sur la Figure 1.2 et affectent les propagateurs du photon, du  $Z$  ainsi que les vertex. Les corrections au propagateur du photon, appelées polarisation du vide dépendent de l'énergie et peuvent être absorbées par la redéfinition de la constante de couplage au photon :  $\bar{\alpha}(s) = \alpha(0)/(1 - \delta\alpha(s))$ .

Cette correction correspond aux contributions des boucles de fermions dans le propagateur du photon dont la plus grande contribution peut être déduite de la mesure des sections efficaces des réactions  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow f\bar{f}$  à basse énergie [3, 4].

Les corrections au propagateur du Z et au vertex peuvent aussi être absorbées dans les constantes de couplage au Z en définissant :

$$\begin{aligned}\bar{g}_{V,f} &= 2\sqrt{\bar{\rho}} \times (I_3^f - 2Q_f \sin^2\theta_{eff}^f) \\ \bar{g}_{A,f} &= 2\sqrt{\bar{\rho}} \times I_3^f \\ \text{avec } \sin^2\theta_{eff}^f &= \kappa_f \times \sin^2\theta_W\end{aligned}\tag{1.6}$$

Les équations (1.2) et (1.5) gardent ainsi la même forme en remplaçant  $\alpha$ ,  $g_{V,f}$ ,  $g_{A,f}$  par  $\bar{\alpha}(s)$ ,  $\bar{g}_{V,f}$  et  $\bar{g}_{A,f}$  respectivement. Les diagrammes correspondant à ces corrections font intervenir des boucles de fermions mais aussi les bosons lourds (Z, W et Higgs). Ces corrections dépendent donc en particulier des masses des particules les plus lourdes : le quark top et les bosons Z, W et le boson de Higgs. On a ainsi, dans le cadre du Modèle Standard, pour les termes dominants de ces corrections :

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= 1 + \frac{3G_F m_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \left( \frac{m_t^2}{m_W^2} + \frac{\sin^2\theta_W}{\cos^2\theta_W} \ln \frac{m_H^2}{m_W^2} \right) + \dots \\ \kappa_f &= 1 + \frac{3G_F m_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \left( \frac{\sin^2\theta_W}{\cos^2\theta_W} \frac{m_t^2}{m_W^2} - \frac{10}{9} \ln \frac{m_H^2}{m_W^2} \right) + \dots\end{aligned}\tag{1.7}$$

Comme  $\sin^2\theta_W$  est de l'ordre de 0.23, on déduit des équations (1.7) que  $\bar{\rho}$  sera plus sensible à la masse du top que  $\sin^2\theta_{eff}^f$  et inversement pour la masse du Higgs. Cependant la dépendance avec la masse du Higgs n'est que logarithmique alors qu'elle est quadratique pour  $m_t$ . La mesure de ces paramètres donne donc de plus fortes contraintes sur  $m_t$  que sur  $m_H$ . Notons aussi que  $\bar{\rho}$  est principalement obtenu à partir des mesures des largeurs partielles  $\Gamma_f$  (d'après les équations (1.2) et (1.6)) et  $\sin^2\theta_{eff}^f$  à partir des mesures des asymétries  $A_{FB}^f$  (d'après les équations (1.5) et (1.6)).

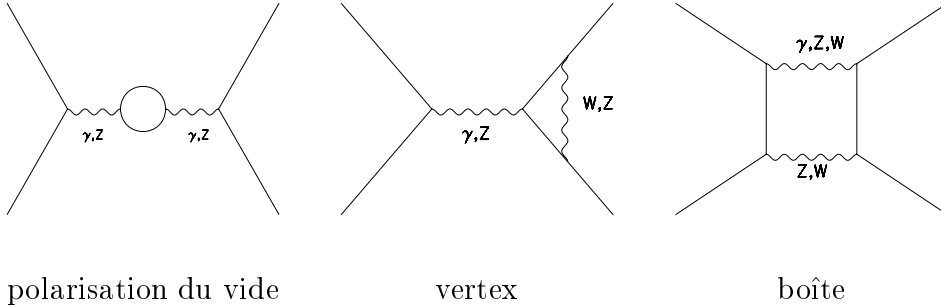


FIG. 1.2 – Diagrammes introduisant des corrections électrofaibles.

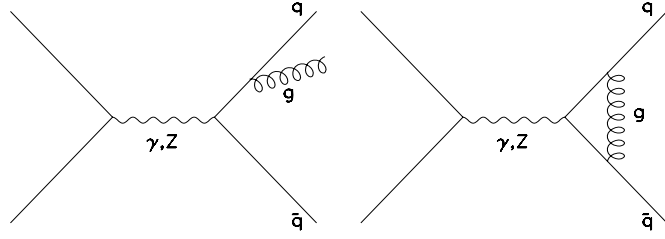


FIG. 1.3 – Corrections fortes par émission de gluons réels ou virtuels.

### Les corrections photoniques et gluoniques dans l'état final

L'émission de photons (ou de gluons) réels ou virtuels dans l'état final (voir Figure 1.3) modifie la largeur partielle du Z en fermions. Dans le cas de la radiation de gluons, i.e. pour les quarks seulement, cette correction est de la forme  $(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots)$  où  $\alpha_s$  est la constante de couplage de l'interaction forte. Ces corrections sont bien décrites par des facteurs de forme ( $R_{V(A)}^f$ ) en redéfinissant les largeurs partielles :

$$\Gamma_f = \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = N_c^f \frac{G_F M_Z^3}{24\sqrt{2}\pi} \left( \bar{g}_{V,f}^2 R_V^f + \bar{g}_{A,f}^2 R_A^f \right) \quad (1.8)$$

avec, pour les quarks :

$$\begin{aligned} R_V^f &= \left( 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \frac{3}{4} Q_f^2 \frac{\bar{\alpha}}{\pi} + r_{2,V}^q \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \mathcal{O}(\bar{\alpha}\alpha_s, \alpha_s^3) \right) \\ R_A^f &= \left( 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \frac{3}{4} Q_f^2 \frac{\bar{\alpha}}{\pi} - 6 \frac{m_f^2}{s} + r_{2,A}^q \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \mathcal{O}(\bar{\alpha}\alpha_s, \alpha_s^3) \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les leptons n'étant pas sensibles à l'interaction forte, les termes en  $\alpha_s$  disparaissent pour  $f = l$ .

### Les corrections photoniques dans l'état initial

Les corrections photoniques dans l'état initial (émission de photons réels ou virtuels par un lepton de l'état initial) apportent une contribution importante qui dépend de la constante électromagnétique  $\alpha(s)$ . Les émissions réelles sont en particulier responsables d'une diminution de l'énergie de la collision et déforment la résonance, comme montré par la Figure 1.1. La taille de ces corrections étant importante une grande précision est requise sur  $\bar{\alpha}(s)$ . L'interférence entre l'émission de photons dans l'état initial et dans l'état final doit aussi être prise en compte.

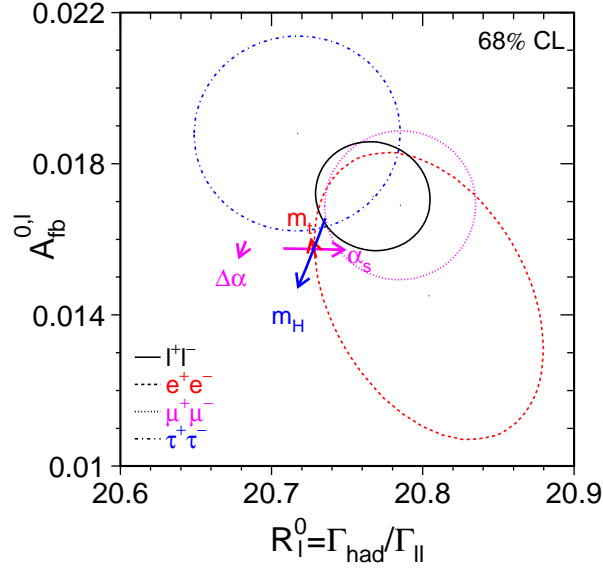


FIG. 1.4 – Mesures de  $A_{FB}^{0,l}$  et  $R_l$  à LEP (à 60% de probabilité) pour les états finals  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  et tous leptons combinés. Les lignes avec flèches correspondent à la prédiction du Modèle Standard pour  $m_t = 178.0 \pm 4.3$  GeV,  $m_H = 300_{-186}^{+700}$  GeV et  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.003$ .

### Mesure des corrections radiatives

Les grandeurs physiques mesurées dans les collisions  $e^+e^-$  à LEP sont les sections efficaces totales ( $\sigma(s)$ ) pour les états finals en quarks et en leptons séparément, ainsi que les asymétries avant-arrière ( $A_{FB}^f(s)$ ) pour les leptons et les quarks lourds ( $b$  et  $c$ ). Ces grandeurs sont mesurées en plusieurs points d'énergie autour de la résonance du Z, comme illustré par la Figure 1.1. Avec les paramétrisations données dans (1.1), (1.2), (1.4), (1.5) on peut extraire de ces mesures les grandeurs suivantes :  $M_Z$ ,  $\Gamma_Z$ ,  $\sigma_{had}^0$ ,  $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$  et  $A_{FB}^{0,f}$ . Ces grandeurs physiques contiennent les corrections radiatives explicitées ci-dessus qui dépendent des masses du quark top,  $m_t$ , et du boson de Higgs,  $m_H$ , ainsi que de la constante de couplage fort  $\alpha_s(M_Z^2)$ . Leur dépendance avec ces paramètres étant connue (dont les premiers ordres sont donnés par les équations (1.7) et (1.9)) il est alors possible de contraindre  $m_t$ ,  $m_H$  et  $\alpha_s(M_Z^2)$ . A titre d'exemple la Figure 1.4 montre les déterminations expérimentales de  $A_{FB}^{0,l}$  et  $R_l$  ainsi que la dépendance de ces grandeurs avec  $m_t$ ,  $m_H$  et  $\alpha_s(M_Z^2)$  prédite par le Modèle Standard.

### 1.2.2 Extraction de $\alpha_s$

D'après (1.9) et (1.8) la constante de couplage fort intervient dans la largeur partielle du Z en hadrons :  $\Gamma_{had} \propto (1 + \frac{\alpha_s}{\pi})$ . Le Z se désintégrant pour 70% en hadrons, sa largeur totale est aussi affectée :  $\Gamma_Z \propto (1 + 0.7\frac{\alpha_s}{\pi})$ . Contrairement à ce que l'on pourrait penser  $\sigma_{had}^0$  est peu sensible à  $\alpha_s$  car cette dépendance a tendance à s'annuler dans le rapport  $\Gamma_{had}/\Gamma_Z^2$  (voir equation 1.2). C'est donc la section efficace en leptons qui possède la plus forte dépendance :  $\sigma_l^0 \propto \Gamma_l/\Gamma_Z^2 \propto (1 - 1.4\frac{\alpha_s}{\pi})$ . Cependant la mesure de cette section efficace est entachée non seulement des incertitudes statistiques et expérimentales liées aux sélections des événements mais aussi des incertitudes théoriques entrant dans le calcul de la luminosité. Ces incertitudes étant communes à  $\sigma_{had}^0$  et à  $\sigma_l^0$  on a préféré utiliser le rapport de ces grandeurs,  $R_l$ , qui même si moins sensible à  $\alpha_s$  que  $\sigma_l^0$  était mesuré plus précisément au début de LEP. C'est dans ce cadre que j'ai effectué la mesure de  $R_l$  décrite dans ma thèse [1, 5]. Toutefois, à la fin de la prise de données de LEP des progrès dans les calculs théoriques ont permis de réduire l'incertitude sur la luminosité d'un facteur 2, rendant  $\sigma_l^0$  plus puissant que  $R_l$  dans la détermination de  $\alpha_s$ .

La sélection originale de di-leptons que j'ai développé pendant ma thèse, basée sur une sélection globale des di-leptons, a permis de réduire l'incertitude systématique sur les sections efficaces  $\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})$  d'un facteur 2 par rapport aux autres sélections, donnant ainsi la mesure la plus précise de  $\sigma_l^0$ , et par conséquent de  $R_l$ . En combinant cette mesure avec celle de la largeur totale du Z, la valeur finale obtenue avec les données d'ALEPH est [6] :

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.114 \pm 0.004 \pm 0.002_{\text{QCD}} + 0.005 \log_{10} \left[ \frac{M_H}{150 \text{ GeV}/c^2} \right] \quad (1.10)$$

où la deuxième erreur résulte de l'incertitude de la prédiction théorique dans le calcul des corrections radiatives et le dernier terme la dépendance avec la masse du Higgs. Comme expliqué dans les paragraphes suivants, l'ensemble des mesures des quatre expériences LEP sont combinées pour déterminer  $m_t$ ,  $M_H$  et  $\alpha_s(M_Z^2)$ , on obtient alors :

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1190 \pm 0.0027 \pm 0.0010_{\text{QCD}} \quad (1.11)$$

l'erreur théorique ayant été réduite par des développements récents et la dépendance avec le Higgs disparaissant puisque sa valeur est ajustée au même temps.

Avec ALEPH, une mesure de  $\alpha_s(M_\tau^2)$  a aussi été effectuée par une mesure du rapport  $R_\tau$  défini de manière analogue à  $R_l$  :  $R_\tau = \Gamma(\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau) / \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ . La valeur de  $\alpha_s(M_\tau^2)$  ainsi déterminée est ensuite extrapolée jusqu'à  $M_Z$  et donne une détermination précise [7] :  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1207 \pm 0.0027$  où, dans ce cas, l'incertitude est dominée par l'erreur théorique.

### 1.2.3 Extraction des paramètres de la résonance du Z

Comme anticipé dans la section précédente les sections efficaces et asymétries mesurées à différents points d'énergie sont combinés afin de déterminer les paramètres de la résonance du Z [8] :  $M_Z$ ,  $\Gamma_Z$ ,  $\sigma_{had}^0$ ,  $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$  et  $A_{FB}^{0,l}$ . Par la suite, j'ai désiré de m'intéresser à cet aspect.

Lors de cette combinaison il faut tenir compte des corrélations entre les mesures expérimentales. Ces corrélations ont des sources multiples :

- a- l'erreur sur la mesure absolue de l'énergie du faisceau [9], résulte en un décalage de la résonance et donc de la masse du Z. Inversement sa largeur,  $\Gamma_Z$  ne sera affectée que par les erreurs non corrélées d'un point d'énergie à l'autre. La non prise en compte des corrélations entre les mesures d'énergie résulterait en une sous-estimation de l'erreur sur  $M_Z$  et une sur-estimation de l'erreur sur  $\Gamma_Z$
- b- les erreurs liées à la sélection des événements : par exemple, l'erreur liée à l'estimation de l'acceptance du détecteur est largement corrélée entre les différents points d'énergie par une même expérience.
- c- l'incertitude théorique entrant dans le calcul de la luminosité est entièrement corrélé pour toutes les mesures de sections efficaces (quelque soit la saveur du fermion et l'énergie considérée).
- d- enfin, dans l'état final  $e^+e^-$ , une grande partie de la section efficace mesurée provient de l'échange d'un photon dans la voie  $t$  (voir Figure 1.5). Cette contribution est prédite par l'électrodynamique quantique et doit être soustraite précisément pour obtenir la section efficace de la voie  $s$ , qui contient l'information sur la résonance du Z. Cette contribution dépend de l'énergie considérée mais aussi des coupures expérimentales appliquées lors de la sélection des événements  $e^+e^-$ . L'erreur théorique associée à cette soustraction est largement corrélée d'un point d'énergie à l'autre.

Pendant ma thèse j'ai étudié les corrélations liées aux sélections des événements (point b-ci-dessus) ainsi que l'erreur liée à la soustraction de la voie  $t$  dans les mesures des sections efficaces  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (point d-). Pendant mon fellow au CERN j'ai étendu cette dernière étude à la mesure des asymétries avant-arrière  $A_{FB}^l$  ainsi qu'à la corrélation ainsi introduite entre les mesures de sections efficaces et d'asymétries. La mesure des paramètres du Z avec ALEPH a été présentée à la conférence du Lake Louise Winter Institute en 1999 [10].

Les paramètres issus de chaque expérience sont ensuite combinés. Les acceptances étant différentes d'un détecteur à l'autre, la contribution de la voie  $t$  à soustraire est différente et l'incertitude théorique n'est pas nécessairement entièrement corrélée. Ces études résultent en une corrélation de -37% entre les incertitudes de  $R_e$  et  $A_{FB}^{0,e}$ , comme illustré par la Figure 1.4. La corrélation résultante entre  $R_l$  et  $A_{FB}^{0,l}$  est de 6%.  $R_l$  étant, comme on l'a vu, dominant dans la détermination de  $\alpha_s$ , et  $A_{FB}^{0,l}$  dans celle de  $M_H$ , cela résulte en une corrélation entre  $\alpha_s$  et la masse du Higgs extraites par l'ajustement global.



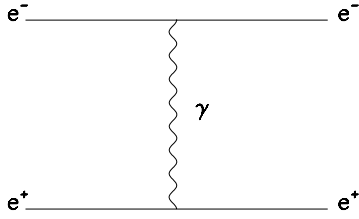


FIG. 1.5 – Exemple de diagramme supplémentaire contribuant à l'état final  $e^+e^-$  : échange d'un photon dans la voie  $t$ .

Lors de l'extraction des paramètres de la résonance du  $Z$ , il faut aussi tenir compte, comme on l'a vu dans la section 1.2.1 des corrections radiatives photoniques, et en particulier de l'interférence entre l'émission de photons dans l'état final et dans l'état initial. Cette correction est calculée théoriquement et dépend de l'acceptance du détecteur. J'ai contribué à l'estimation de l'incertitude théorique liée à ces corrections dans le cadre de l'extraction des paramètres de la résonance du  $Z$  [11].

### 1.2.4 L'ajustement global et la masse du boson de Higgs

En plus des grandeurs mentionnées ci-dessus, d'autres observables sensibles aux corrections radiatives ont été mesurées à LEP, telle que la polarisation du lepton  $\tau$  qui donne une mesure précise de  $A_\tau$  (défini par l'équation (1.5)). De plus l'expérience SLD, à SLAC, a bénéficié de faisceaux polarisés d'électrons et de positrons et a ainsi pu mesurer la différence de sections efficaces dans les deux états de polarisation (asymétrie droite-gauche) ce qui permet la détermination directe de  $A_e$ . Ces asymétries ont en particulier une meilleure sensibilité à la masse du Higgs que les asymétries avant-arrière mesurées à LEP en faisceau non polarisé. Ainsi, l'ensemble des mesures électrofaibles effectuées à LEP et au SLC sont combinées et confrontées aux prédictions du Modèle Standard afin de sonder les corrections radiatives et ainsi déterminer les paramètres intervenant dans ces corrections :  $m_t$ ,  $m_H$  et  $\alpha_s$ . Comme mentionné plus haut, la constante de couplage électromagnétique  $\bar{\alpha}(s)$  joue aussi un grand rôle dans l'estimation des corrections radiatives. Elle est déterminée précisément grâce aux expériences mesurant le processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  à basse énergie [4]. Cette mesure est donc utilisée comme ingrédient de l'ajustement global.

Une première étape consiste à ajuster la valeur de  $m_t$ ,  $m_H$  et  $\alpha_s$ . Ceci a en parti-

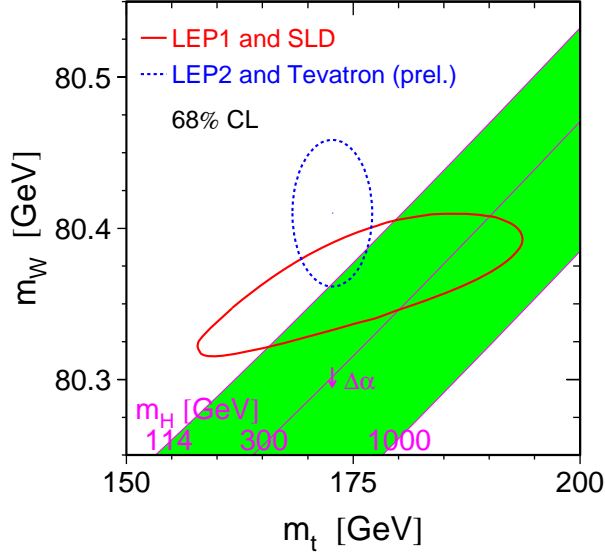


FIG. 1.6 – Contours à 68% de probabilité dans le plan  $(m_t, m_W)$  : mesure directe (ligne pointillée) et indirecte (ligne continue) de  $m_W$  et  $m_t$ . La bande pleine verte montre la prédiction du Modèle Standard pour  $m_W$  en fonction des valeurs de  $m_t$  et  $m_H$ .

culier mené à la prédiction de la masse du quark top ( $m_t = 166^{+25}_{-29}$  GeV [12]) avant sa découverte au Tevatron en 1995. La masse du quark top étant maintenant mesurée avec une bonne précision ( $m_t = 172.7 \pm 2.9$  GeV [13]) elle peut être utilisée comme ingrédient de l’ajustement. D’autre part, la masse du boson  $W$  a été mesurée à LEP II ainsi qu’au Tevatron. Comme les paramètres de la résonance du  $Z$ , elle est modifiée par des corrections radiatives et est sensible à la masse du Higgs (mais aussi à celle du top), comme illustré par la Figure 1.6. Les mesures de  $m_W$  sont donc aussi incluses dans l’ajustement.

Je me suis intéressée à la combinaison de l’ensemble de ces observables pour l’extraction de la masse du Higgs, et j’ai eu l’occasion de présenter ces résultats aux rencontres de Moriond EW en 2001 [14]. Le résumé de cette présentation est reproduit en annexe A. L’ajustement incluant les mesures les plus récentes donne [15] :

$$\begin{aligned}
 m_t &= 173.3 \pm 2.7 \text{ GeV} \\
 m_H &= 92^{+45}_{-32} \text{ GeV} \\
 m_W &= 80.363 \pm 0.032 \text{ GeV}
 \end{aligned}
 \tag{1.12}$$

Les corrections radiatives (affectant les paramètres du  $Z$  mais aussi la masse du  $W$ ) dépendent non seulement de la masse du Higgs mais aussi de celle du top, comme illustré

par exemple avec les equations (1.7) et par la Figure 1.6. Ceci introduit une très forte corrélation entre  $m_H$  et  $m_t$  : actuellement, l'incertitude sur  $m_H$  est corrélée à environ 60% à celle du quark top [15]. Les deux grandeurs donnant la plus forte contrainte sur  $m_H$  sont  $\sin^2\theta_{eff}^l$  et  $m_W$ . Comme je l'explique dans [14],  $\sin^2\theta_{eff}^l$  donne la meilleure contrainte sur  $m_H$ . Ceci est dû à sa meilleure sensibilité à  $m_H$  mais aussi au fait que  $m_W$  dépend fortement de  $m_t$ . Ainsi l'incertitude sur  $m_t$  limitait jusqu'à très récemment l'impact de  $m_W$  dans la détermination de  $m_H$ . C'est pourquoi la mesure précise de la masse du top s'est avérée cruciale pour améliorer notre connaissance de la masse d'un éventuel boson de Higgs. Notons aussi que, les corrections photoniques étant importantes, une grande précision sur  $\overline{\alpha}(s)$  s'est avérée nécessaire. Ainsi l'incertitude sur  $\overline{\alpha}(s)$  a longtemps limité la précision de l'ajustement global jusqu'à sa détermination plus précise, en particulier avec les données de l'expérience BES [3].

### 1.3 Mesure de $\alpha_s$ avec les événements hadroniques à LEP

Une mesure plus directe de la constante de couplage fort  $\alpha_s$  peut être effectuée avec l'analyse de la forme des états finals hadroniques issus du processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . Plusieurs variables sont utilisées pour caractériser la forme de ces événements. Ces variables mesurent par exemple la sphéricité de l'événement, la distribution des impulsions des particules de l'état final et les masses invariantes des jets de particules. Les distributions de ces variables sont comparées aux prédictions théoriques en fonction de  $\alpha_s$  afin d'en extraire une détermination. Une valeur de  $\alpha_s$  peut ainsi être effectuée à chaque point d'énergie, permettant aussi de vérifier la variation de  $\alpha_s$  avec l'énergie.

Ces mesures sont entachées d'incertitudes théoriques assez importantes. Ceci est lié à la relativement grande valeur de  $\alpha_s$  ainsi qu'aux corrections non perturbatives liées à l'hadronisation. Aux énergies de LEP1, le bruit de fond à la sélection de ces événements étant très petit, l'incertitude expérimentale est très faible. Par contre, à LEP2, il faut tenir compte de la production de paires de  $W$ . La désintégration de chacun des  $W$  en hadrons donne lieu à des états finals qui peuvent être confondus avec l'état final  $q\bar{q}$  étudié. Les particularités des événements  $WW$  peuvent être utilisées pour les rejeter : en particulier ils comportent 4 jets de particules dont les masses invariantes d'une des combinaisons des jets deux par deux correspondent à la masse du  $W$ . J'ai amélioré la sélection des événements  $q\bar{q}$  afin de rejeter le maximum de paires de  $W$ . Pour cela j'ai utilisé les outils développés pour la sélection des  $W$ . La valeur de  $\alpha_s$  extraite de ces mesures avec les données de l'expérience d'ALEPH est [16] :

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1214 \pm 0.0048 \quad (1.13)$$

et avec la combinaison des résultats des quatre expériences LEP :

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1202 \pm 0.0048 \quad (1.14)$$

la précision étant entièrement dominée par les incertitudes des prédictions théoriques. On peut noter que cette valeur est en bon accord avec celle dérivée des mesures électrofaibles (voir 1.2.2). L'accord de ces deux mesures d'approche complètement différente permet d'effectuer un test de cohérence du Modèle Standard.

De plus, lors de ma participation au groupe QCD d'ALEPH, dans le cadre de la mesure de  $\alpha_s$ , on m'a confié la présentation de la mesure des fonctions spectrales étranges du lepton  $\tau$  à la conférence QCD99 [17]. Ces mesures permettent en particulier d'extraire la masse du quark  $s$  [18] : le paramètre  $R_{\tau,S}$  (similaire à  $R_\tau$ , voir 1.2.2) défini par le rapport des largeurs partielles du  $\tau$  en hadrons étranges (i.e. contenant un quark  $s$ ) et en électrons ainsi que d'autres paramètres similaires sont mesurés. Ces paramètres sont sensibles non seulement à  $\alpha_s$  comme  $R_\tau$ , mais aussi à la masse du quark  $s$  qui peut alors être extraite.

## 1.4 Conclusion

Des tests du Modèle Standard ainsi que la détermination de certains de ses paramètres ont pu être effectués à LEP et SLC grâce aux mesures précises effectuées auprès de ces collisionneurs. J'ai d'une part contribué à l'extraction de ces paramètres à partir des mesures expérimentales. D'autre part je me suis intéressée à la détermination de la constante de couplage fort par des méthodes complémentaires permettant un test du Modèle Standard. L'un des résultats principaux de ces mesures est la contrainte sur la masse d'un éventuel boson de Higgs. L'indication d'un Higgs léger extraite de ses mesures guide les recherches directes de cette particule auprès des collisionneurs hadroniques Tevatron et LHC, comme on le verra dans le chapitre suivant.

# Chapitre 2

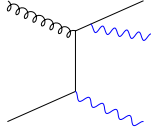
## Etudes pour la recherche du boson de Higgs au LHC

### 2.1 Introduction

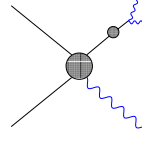
Le LHC fournira dès 2007 des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Le but principal des expériences ATLAS et CMS construites sur le LHC est la découverte (ou l'exclusion) du boson de Higgs et la recherche de physique au-delà du Modèle Standard. Les recherches directes du boson de Higgs effectuées à LEP ont permis de mettre une limite inférieure sur sa masse :  $M_H > 114.4$  GeV [19]. D'autre part, les mesures électrofaibles décrites dans le chapitre précédent pointent vers un Higgs relativement léger :  $M_H < 186$  GeV [20] à 95% de confiance. De plus, dans le cadre du modèle supersymétrique minimal le Higgs le plus léger à une masse inférieure à environ 130 GeV. Pour une masse comprise entre 100 et 140 GeV le canal le plus prometteur est la désintégration du Higgs en deux photons. C'est une désintégration rare mais prometteuse en raison de la signature claire de l'état final. Cependant, le canal en deux photons souffre de forts bruits de fond. Certains de ces bruits de fond sont réductibles, on les classe en deux catégories (voir Figure 2.1) : d'une part, les événements contenant des photons émis par des quarks par Bremsstrahlung, d'autre part, les événements hadroniques dont les jets contiennent un (ou plusieurs)  $\pi^0$  énergétique pouvant être confondu avec un photon. Le bruit de fond lié au Bremsstrahlung peut être réduit en sélectionnant des photons bien isolés par rapport aux jets hadroniques. Les  $\pi^0$  créés dans les jets hadroniques peuvent être confondus avec un photon si les 2 photons issus de leur désintégration ne sont pas résolus, une bonne segmentation est donc nécessaire pour identifier et rejeter ces événements. C'est pour combattre ces bruits de fond que de gros efforts ont été fournis afin d'optimiser les performances des calorimètres électromagnétiques. Il est nécessaire d'une part d'avoir une bonne granularité afin de pouvoir identifier les  $\pi^0$ , mais aussi d'avoir une très bonne résolution en énergie afin de bien résoudre le pic du Higgs au dessus des fonds. Il existe d'autre bruits de fond dits irréductibles car l'état final est aussi constitué de

### Bruit de fond réductible

Bremsstrahlung

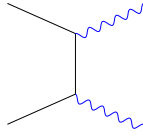


Jets :  $\pi^0$  identifié comme  $\gamma$



### Bruit de fond irréductible

Annihilation de quarks



Fusion de gluons

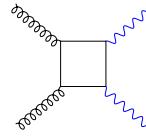


FIG. 2.1 – *Processus contribuant au bruit de fond dans la recherche du Higgs en deux photons.*

deux photons comme par exemple l’annihilation de quarks en deux photons ou la fusion de gluons en deux photons (voir Figure 2.1). Ici aussi une bonne résolution en énergie est cruciale afin de mieux sortir le pic du Higgs sur ce fond. Il est aussi nécessaire de bien estimer l’amplitude de ce bruit de fond. Pour cela les diagrammes d’ordre supérieur doivent être pris en compte, ce qui n’est pas le cas dans les outils standards utilisés pour les simulations des événements dans les détecteurs.

J’ai eu l’occasion de travailler sur deux aspects liés à la détection du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . D’une part, pendant mon “Fellow” au CERN j’ai travaillé au sein du groupe du détecteur de pied de gerbe de CMS principalement dédié à l’identification des  $\pi^0$  (voir section 2.2). D’autre part, lors de mon ATER au LPSC à Grenoble, j’ai participé à la compréhension du bruit de fond irréductible, en collaboration avec le LAPTH d’Annecy (voir section 2.3).

## 2.2 Le détecteur de pied de gerbes de CMS

L’un des bruits de fond les plus dangereux pour la recherche du Higgs en deux photons est constitué de jets hadroniques contenant des  $\pi^0$  énergétiques (voir Figure 2.1). Afin de rejeter ce bruit de fond, il est nécessaire de bien identifier les  $\pi^0$ , c’est à dire, de bien séparer les 2 photons issus de leur désintégration. Par exemple, dans le cadre de la recherche d’un Higgs de 120 GeV, les  $\pi^0$  du bruit de fond correspondant auront une énergie transverse de l’ordre de 60 GeV. Les deux photons issus de leur désintégration seront alors séparés de 0.8 cm dans la partie centrale du détecteur et de seulement quelques millimètres dans les bouchons. Or, le calorimètre électromagnétique de CMS [21] est constitué de cristaux

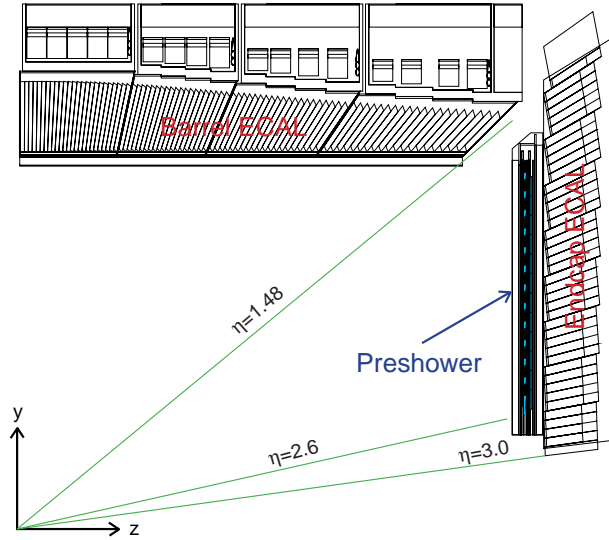


FIG. 2.2 – Vue d'un quadrant du calorimètre électromagnétique de CMS avec le détecteur de pied de gerbe (Preshower) dans la partie bouchon.

de  $\text{PbWO}_4$  de section  $2.2 \times 2.2$  cm dans la partie centrale et  $3.0 \times 3.0$  cm dans les bouchons. Cette technologie a été choisie pour sa bonne tolérance aux radiations, sa haute densité, sa rapidité et une résolution en énergie suffisante. Ces cristaux ne permettent cependant pas d'obtenir une résolution en position suffisante pour résoudre les deux photons issus des  $\pi^0$  dans les bouchons. C'est pour cette raison qu'un détecteur de pied de gerbe finement segmenté a été rajouté devant le calorimètre électromagnétique (voir Figure 2.2). L'absorbeur de ce détecteur doit être suffisamment épais pour initier la gerbe électromagnétique, mais pas trop afin de ne pas détériorer la bonne résolution en énergie de l'ensemble du calorimètre. Le détecteur de pied de gerbe est formé de deux plans de détecteurs au silicium segmentés en bandes de 1.9 mm suivant deux axes perpendiculaires afin d'avoir une mesure dans les deux directions. Chaque plan de détecteur est précédé d'un absorbeur en plomb de  $1.9 X_0$  et  $0.9 X_0$  respectivement. L'électronique front-end située en sortie de chaque détecteur au silicium lit la charge déposée dans chaque bande de silicium à 40 MHz. A des fins de calibration cette électronique doit être capable de mesurer les particules au minimum d'ionisation (1 Mip) et les forts signaux déposés par les particules électromagnétiques jusqu'à 400 Mips. Une vue éclatée d'un détecteur est montrée sur la Figure 2.3.

Il a été montré [22] que le détecteur de pied de gerbe permet de réduire le bruit de fond lié aux événements contenant un ou plusieurs  $\pi^0$  d'un facteur trois, ce dernier ne représente ainsi qu'environ 10% du bruit de fond total. En plus de l'identification des  $\pi^0$ , il aide à la mesure de la direction des photons, celle-ci est importante pour la reconstruction de la masse invariante des candidats Higgs.

J'ai eu trois activités principales au sein de CMS : la description du détecteur de pied de gerbe dans l'outil de reconstruction orienté objet de CMS (ORCA), la participation aux tests en faisceau d'un prototype de ce détecteur, des études pour l'électronique de lecture. Ces activités sont résumées dans la suite.

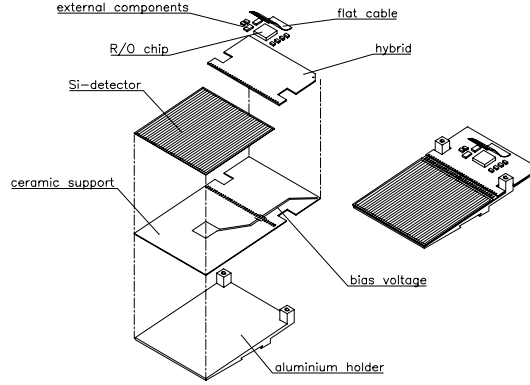


FIG. 2.3 – *Vue éclatée d'un détecteur au silicium.*

### 2.2.1 Reconstruction des dépôts d'énergie

J'ai effectué la première implémentation du détecteur de pied de gerbe (Preshower) dans le logiciel de reconstruction de CMS orienté objet (ORCA). Ceci a consisté d'une part à décrire la géométrie du détecteur, d'autre part à effectuer la reconstruction de l'énergie déposée. Pour cela les clusters d'énergie reconstruits dans le calorimètre à cristaux sont pris comme point de départ. A partir de la position de ces clusters la position de la gerbe est extrapolée dans le Preshower. Dans chaque plan du Preshower le strip d'énergie maximum est recherché autour de cette position et un cluster de 5 strips est reconstruit. L'énergie déposée dans chacun des plans ( $E_1$ ,  $E_2$ , en Mips) est ainsi reconstruite et combinée pour obtenir l'énergie déposée dans le Preshower ( $E_{Presh}$ ) :

$$E_{presh} = \gamma(E_1 + \alpha E_2) \quad (2.1)$$

où  $\gamma$  (en GeV/Mip) est déterminé par la pente de la distribution de l'énergie reconstruite dans les cristaux en fonction de celle reconstruite dans le Preshower ( $\gamma \simeq 0.024$  GeV/Mip) et  $\alpha$  défini le poids relatif des deux plans et est ajusté de manière à obtenir la meilleure résolution sur l'énergie totale ( $\alpha \simeq 0.7$ ). L'énergie totale  $E_{tot}$  déposée dans le calorimètre est alors définie par :

$$E_{tot} = E_{cris} + E_{presh} \quad (2.2)$$

où  $E_{cris}$  est l'énergie reconstruite dans le calorimètre à cristaux. Cette reconstruction a servi de base et, par la suite, a été raffinée afin d'améliorer la résolution en énergie [23].



## 2.2.2 Tests en faisceau

Un prototype du détecteur de pied de gerbe, formé de deux plans de quatre détecteurs, existait déjà en 1999, il était équipé d'une première version de l'électronique de lecture (PACE, pour Preshower Analogue CMS Electronic). Ce prototype a été testé, combiné à une matrice de cristaux du calorimètre, sur un faisceau d'électrons. Le but principal de ce faisceau test était de déterminer la résolution en énergie de l'ensemble du calorimètre ainsi que la résolution en position et de valider sa simulation afin de l'utiliser pour optimiser les caractéristiques du détecteur. Ceci a aussi permis le test de la première version de l'électronique en conditions réelles.

Après avoir participé à ce faisceau test j'en ai mené l'analyse des données afin de déterminer les performances de l'ensemble du calorimètre électromagnétique (cristaux et Preshower). Cette analyse est détaillée dans la note [24] reproduite en Annexe B. Les points principaux sont résumés ici.

L'énergie déposée dans chacun des plans de détecteurs est tout d'abord combinée afin de reconstruire le plus précisément l'énergie totale déposée dans le détecteur de pied de gerbe. La calibration absolue du Preshower est ensuite obtenue en comparant cette quantité à l'énergie déposée dans les cristaux et à l'énergie connue des électrons incidents. Cette reconstruction est basée sur le même principe que celle décrite dans la section 2.2.1. La résolution en énergie de l'ensemble a ainsi été mesurée pour des électrons de 15 à 180 GeV. Lors de ce test cette résolution était affectée par de forts bruits électroniques. En effet, le bruit électronique du Preshower était équivalent à 2 Mips par canal alors qu'il devrait être d'environ  $1/5^{\text{ème}}$  Mips pour CMS. Ceci était lié à la technique d'intégration de charge utilisée dans la première version du PACE et a été résolu dans les versions suivantes (voir section 2.2.3). D'autre part, la mesure en énergie des cristaux était aussi entachée d'un fort bruit (équivalent à 390 MeV) lié au setup de test. Ces bruits ont donc été soustraits à la résolution mesurée afin de déterminer la résolution intrinsèque au détecteur.

Ces mesures ont ensuite été comparées à une simulation réaliste du setup de faisceau test basée sur GEANT3. Un bon accord a été trouvé avec la simulation concernant la fraction d'énergie déposée dans le Preshower (voir Figure 2.4) et la résolution en énergie (voir Figure 2.5). Le bon accord avec cette simulation a permis de la valider afin de l'utiliser pour affiner le dessin du détecteur, comme l'épaisseur des deux absorbeurs. En effet, l'épaisseur de ce prototype était de  $3.0X_0$  alors qu'elle est prévue de  $2.8X_0$  dans CMS. On a ainsi montré qu'au dessus de 40 GeV la résolution en énergie devrait être aussi bonne que spécifié dans le Technical Design Report de CMS [21]. En particulier, la dégradation en énergie liée à la présence du Preshower est faible à haute énergie. On a aussi montré que l'effet du champ magnétique sur les performances du Preshower devrait être négligeable. Un bon accord a aussi été trouvé avec la simulation concernant la résolution en position. J'ai, par la suite, présenté les performances du détecteur de pied de gerbe à la conférence Frontier Detectors for Frontier Physics en 2000 [25]. Celle-ci a obtenu le prix de la meilleure présentation à cette conférence.

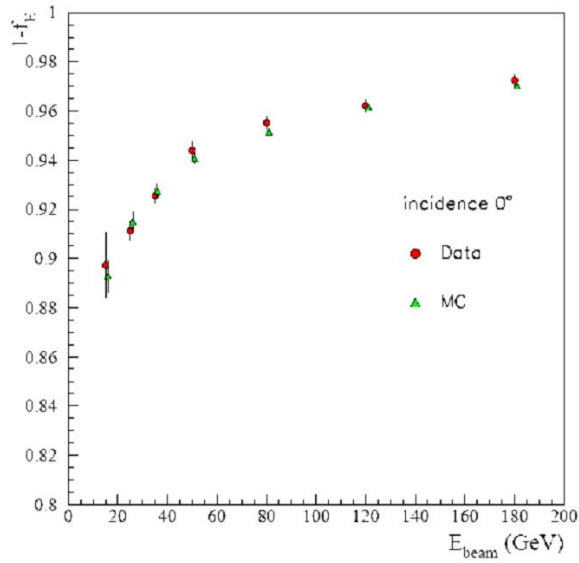


FIG. 2.4 – Fraction d'énergie déposée dans le Preshower en fonction de l'énergie de l'électron incident : données (points) et simulation (triangles).

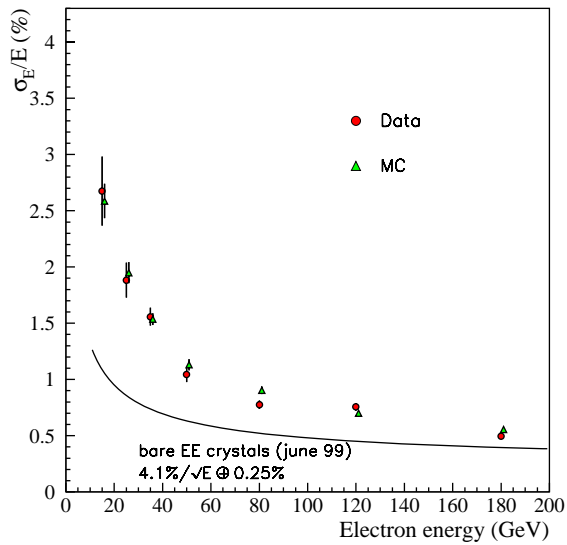


FIG. 2.5 – Exemple de résolution du calorimètre à cristaux combiné au détecteur de pied de gerbe mesurée en faisceau test en 1999 : données (points) et simulation (triangles). La courbe pleine donne la résolution mesurée pour les cristaux seuls.

### 2.2.3 Tests et études pour l'électronique de lecture

L'électronique de lecture des détecteurs au silicium (PACE) doit mesurer précisément la charge déposée dans ces détecteurs. Elle doit en particulier avoir une dynamique suffisamment grande pour mesurer les particules au minimum d'ionisation (Mip) ainsi que les signaux jusqu'à environ 400 Mips. Ainsi un bruit de l'ordre de  $1/5^{\text{eme}}$  de Mip est requis. Comme seulement quelques pourcents de l'énergie totale sont déposés dans ce détecteur (voir Figure 2.4), une précision de 5% est suffisante. Cette électronique doit aussi pouvoir résister aux fortes radiations présentes au LHC.

Au LHC, chaque croisement de faisceau étant séparé de 25 ns, la charge déposée dans les détecteurs est échantillonnée à 40 MHz. La mise en forme du signal résultant en un signal s'étalant sur plus de 25 ns, il est nécessaire de sommer 3 échantillons consécutifs afin d'obtenir la charge totale. Ceci pourrait amener à ajouter l'énergie de deux événements consécutifs, cependant le taux d'occupation de chaque strip sera suffisamment faible pour que ce phénomène ne pose pas de problème.

La première version de cette électronique (PACE1), utilisée dans le faisceau test décrit ci-dessus était basée sur l'intégration de la charge. Les tests de cette électronique ont montré qu'elle ne répondait pas aux spécifications. D'une part, des tests en linéarité que j'ai effectués ont montré que celle-ci était bonne jusqu'à environ 200 Mips, ce qui n'était pas suffisant. Il a donc été décidé, pour la deuxième version, d'utiliser une électronique à gain multiple afin de résoudre ce problème. D'autre part, le bruit observé pendant le faisceau test de 1999 était bien plus élevé que spécifié puisqu'il était équivalent à 2 Mips. Cet excès de bruit était lié à la technique d'intégration en courant. Un bruit bien plus faible étant attendu avec l'utilisation d'un échantillonnage en tension, cette possibilité a été envisagée. Les études menées afin de valider l'utilisation de cette technique sont résumées ici.

Avec une technique basée sur l'échantillonnage en tension, la charge totale n'étant ainsi plus disponible, elle doit être reconstruite suffisamment précisément à partir des échantillons de tension. J'ai mené une étude afin de valider l'utilisation de cette technique [26] :

- L'échantillonnage en tension a en particulier la mauvaise propriété d'être sensible à la forme du signal et aux variations temporelles de l'échantillonnage (phase et jitter). D'autre part, la forme du signal varie au cours du temps à cause du vieillissement des détecteurs lié aux radiations (environ  $2 \times 10^{14}$  neutrons après 10 ans au LHC). Sous l'effet de la radiation les détecteurs subissent en effet une inversion de type (p→n) et une haute tension de polarisation (jusqu'à 400 Volts) sera nécessaire pour obtenir la meilleure efficacité de collection de charge. Ces effets sont illustrés sur la Figure 2.6.

On a pu montrer qu'avec une simple combinaison linéaire de deux échantillons consécutifs il est possible de reconstruire la charge totale avec une précision de

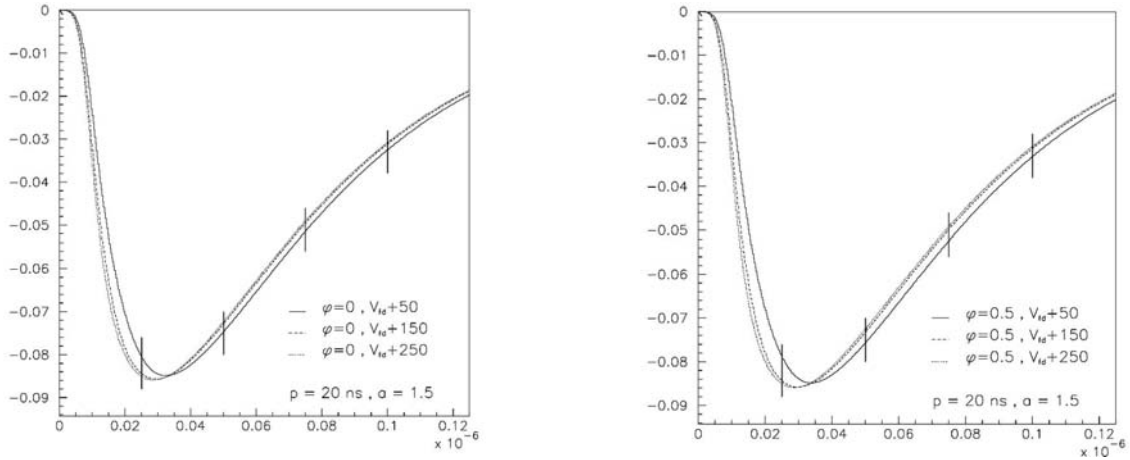


FIG. 2.6 – *Forme du signal attendu en sortie du détecteur au silicium (l’axe horizontal est donné en secondes) en fonction de la tension de polarisation et de la dose de radiation à laquelle a été soumis le détecteur : sans radiation (figure de gauche) et après  $\phi = 5 \times 10^{14}$  neutrons/cm<sup>2</sup> (figure de droite). L’échantillonnage en tension est schématisé par les traits pleins verticaux.*

l’ordre de 1% en incluant un déphasage et un jitter réalistes ainsi que les variations de la forme du signal liée au vieillissement des détecteurs (à cause des radiations).

- Le numéro de croisement des faisceaux correspondant au dépôt d’énergie doit aussi être déterminé. Le bruit électronique peut simuler de faibles dépôts d’énergie et ainsi réduire l’efficacité d’assignement au bon numéro de croisement et augmenter le taux d’occupation. Il a été montré qu’une simple combinaison linéaire de trois échantillons consécutifs permet de déterminer efficacement le numéro de croisement des faisceaux correspondant au dépôt d’énergie. Avec cette méthode le taux d’occupation reste faible (< 1%) pour une bonne efficacité (97%) sur les signaux les plus faibles (1 Mip).

La technique d’échantillonnage en tension a alors été utilisée pour dessiner la deuxième version de l’électronique (PACE2) [27]. Comme anticipé, le bruit a été réduit d’au moins un facteur 10 par rapport à la première version basée sur l’intégration en courant. La linéarité a aussi été améliorée avec l’utilisation d’une voie haut gain pour les faibles signaux et une voie bas gain pour les grands signaux [28].

## 2.3 Etude du bruit de fond au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

L'un des bruits de fond dominant dans la recherche de Higgs en deux photons est le bruit de fond irréductible dont l'état final est identique au signal correspondant aux diagrammes du bas de la Figure 2.1. Ce bruit de fond est généralement étudié avec le générateur d'événements PYTHIA [29] interfacé avec une simulation du détecteur avec GEANT. Ce générateur ne prend cependant pas en compte les corrections radiatives qui dans ce cas s'avèrent importantes. Un calcul de la section efficace totale incluant des ordres supérieurs permet de connaître le facteur de correction (appelé facteur K) à appliquer aux prédictions fournies par PYTHIA. Cependant, les coupures expérimentales appliquées pour la sélection des événements  $\gamma\gamma$  affectent différemment l'ordre le plus bas (LO) et les ordres supérieurs (NLO). Le facteur K dépend ainsi des coupures expérimentales. Un générateur partonique des événements  $\gamma\gamma$  incluant les ordres supérieurs (NLO), DIPHOX [30], a ainsi été développé afin d'étudier ces effets.

En collaboration avec les développeurs de DIPHOX j'ai étudié l'effet des coupures expérimentales sur ce facteur de correction [31]. Cette étude a porté non seulement sur le bruit de fond irréductible, mais aussi sur le bruit de fond provenant du Bremsstrahlung, dont les contributions sont du même ordre de grandeur. On peut en particulier montrer que pour le Bremsstrahlung, si le facteur K est relativement faible avec des coupures minimales ( $K=1.2$ ), il augmente jusqu'à  $K=1.7$  lorsque toutes les coupures prévues sont appliquées. Les coupures expérimentales ne sont donc pas aussi efficaces sur les ordres supérieurs. On a pu ainsi conclure que les ordres supérieurs doivent être pris en compte dans l'estimation du bruit de fond, et le facteur K doit être utilisé avec soin à cause de sa dépendance avec les coupures expérimentales.

## 2.4 Conclusion

Après les mesures de précisions à LEP, permettant de contraindre la masse du boson de Higgs, je me suis intéressée à la préparation de sa recherche directe auprès du LHC. J'ai surtout désiré aborder le deuxième aspect du métier de chercheur avec le développement et les tests des détecteurs. Ma contribution à CMS s'inscrivait tout à fait dans cette optique. Le groupe du détecteur de pied de gerbe étant relativement petit, j'ai pu m'impliquer dans divers aspects et acquérir une vue d'ensemble avec : les tests en faisceau et leur simulation, des études pour l'électronique et le développement du logiciel de reconstruction de CMS. Ma contribution à ATLAS m'a ensuite permis d'aborder la partie analyse de données pour la recherche de la désintégration du Higgs en deux photons.



# Chapitre 3

## Réglages et caractérisation de l'interféromètre Virgo

### 3.1 Introduction

Dans le cadre de la théorie de la relativité générale, l'accélération de matière conduit, sous certaines conditions, à l'émission d'ondes gravitationnelles. Ces ondes se caractérisent par une perturbation de la métrique et se propagent à la vitesse de la lumière. Cette perturbation se traduit par la modification de la distance séparant des masses libres situées dans un plan transverse à la direction de propagation de l'onde. La variation relative de cette distance, notée  $h$ , décroît avec la distance à la source. L'existence des ondes gravitationnelles n'a jamais été prouvée directement. Néanmoins, une mise en évidence indirecte de leur existence est donnée par l'observation du système binaire PSR1913+16 [32], dont la décroissance de la période est en accord avec les prédictions de la relativité générale dans l'hypothèse d'émission d'ondes gravitationnelles.

Pour pouvoir envisager la détection directe d'ondes gravitationnelles il faut disposer de sources intenses, c'est à dire d'objets compacts relativistes possédant une forte asymétrie de distribution de matière. Les sources les plus prometteuses sont donc astrophysiques : effondrement gravitationnel d'étoiles en fin de vie, pulsars et coalescences d'étoiles en système binaire [33]. Les sources les plus prometteuses sont les coalescences d'étoiles à neutrons ou de trous noirs en système binaire. L'avantage de ces sources est que la forme du signal est bien prédite par les calculs de relativité générale. L'amplitude de l'onde est  $h \simeq 10^{-22}/\sqrt{Hz}$  pour un système d'étoiles à neutrons de 1.4 masse solaire à 10 Mpc. Ces événements étant très rares (on en attend, pour les prédictions les plus optimistes quelques uns par an dans un rayon de 10 Mpc), il est indispensable d'avoir un détecteur le plus sensible possible afin de couvrir un grand volume de l'univers. D'autre part la plus grande partie du signal étant localisée à basse fréquence, il est important d'ouvrir la bande passante des détecteurs vers les basses fréquences.

La première génération de détecteurs interférométriques atteint une sensibilité de quelques  $10^{-23}/\sqrt{Hz}$  à quelques centaines de hertz. La bande passante de ces détecteurs est limitée par le bruit sismique qui empêche d'envisager une détection en dessous de une à quelques dizaines de hertz sur Terre. Le taux d'événements étant très faible, il est donc important de bien maîtriser les bruits instrumentaux afin qu'ils ne limitent pas la sensibilité. Un autre danger est la non-stationnarité des bruits gênant, en particulier, la détection des sources dont la forme du signal est mal connue (comme les supernovae). La coincidence entre plusieurs détecteurs sera cruciale pour combattre ces effets.

Plusieurs interféromètres sont en fonctionnement ou en phase de réglages : GEO [34] en Allemagne, TAMA [35] au Japon, LIGO [36] aux Etats-Unis (avec trois interféromètres) et Virgo [37] en Italie. GEO et TAMA étant des interféromètres dont la sensibilité nominale est de l'ordre de quelques  $h \simeq 10^{-22}/\sqrt{Hz}$  à quelques centaines de hertz, sont aussi dédiés à des études de recherche et développement pour les prochaines générations de détecteurs. La configuration et la sensibilité nominale de LIGO et Virgo sont similaires. Celles-ci seront décrites, avec l'exemple de Virgo, dans la partie 3.2.

Ce type d'instrument, simple dans le principe est cependant d'une grande complexité. Sa mise en marche se fait donc progressivement : la configuration optique évolue, les systèmes d'asservissement sont progressivement mis en place puis commence une phase de réglages instrumentaux dédiée à la réduction des bruits techniques. J'ai participé à cette phase de mise en route pour le détecteur Virgo avec trois principaux thèmes. Le premier est la mise à jour, lors d'un important changement de configuration optique, du système de détection de Virgo. Ceci est décrit succinctement dans la partie 3.3 et l'annexe C reproduit une note Virgo décrivant la mise à jour de la partie optique du système de détection.

D'autre part, j'effectue la caractérisation optique de l'interféromètre Virgo. Cette étude permet de vérifier si les caractéristiques de l'interféromètre correspondent à celles attendues et de définir les améliorations à entreprendre afin d'améliorer les performances du détecteur. Quelques exemples de cette étude sont donnés dans la partie 3.4 et l'annexe D reproduit la publication décrivant l'ensemble de ces mesures ainsi que les techniques développées.

Pour finir, je participe à l'analyse des bruits instrumentaux limitant la sensibilité de Virgo pendant sa mise en route. Ceci a fait l'objet de la thèse de R. Gouaty [2] que j'ai co-dirigé. Cette analyse permet de définir les actions à mener afin de réduire ces bruits. Les études que j'ai menées concernent plus particulièrement les bruits limitant la sensibilité dans la région des hautes fréquences et sont décrites dans la partie 3.5.



## 3.2 La détection des ondes gravitationnelles et Virgo

Le passage d'une onde gravitationnelle engendre une variation de la distance entre des masses libres en opposition de phase suivant deux axes orthogonaux à sa propagation. Un interféromètre de Michelson est donc bien adapté à leur détection. La sensibilité visée impose d'employer un interféromètre kilométrique avec une configuration optique plus complexe qu'un simple Michelson.

Dans cette partie les principes de la détection par interférométrie sont tout d'abord donnés. Ensuite les caractéristiques du détecteur Virgo sont décrites en insistant plus particulièrement sur le système de détection. Enfin la sensibilité nominale de Virgo est brièvement décrite, pour finir par un bref historique de la mise en marche de l'interféromètre.

### 3.2.1 Détection par interférométrie

Le principe de la détection par interférométrie repose sur l'utilisation de miroirs suspendus (par des pendules) comme masses tests. Les miroirs peuvent alors être considérés comme des masses libres au dessus de la fréquence de résonance du pendule et sont sensibles au passage d'une onde gravitationnelle. Dans la configuration la plus simple, c'est à

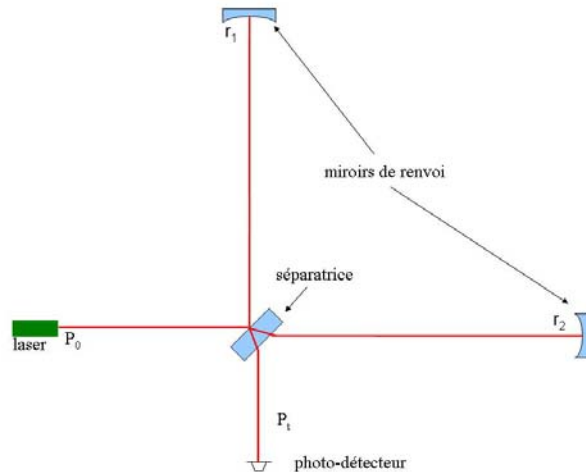


FIG. 3.1 – *Interféromètre de Michelson.*

dire un interféromètre de Michelson (représenté sur la Figure 3.1) la puissance transmise  $P_t$  est donnée par

$$P_t = \frac{P_0}{2}(1 - C \times \cos(\Delta\phi)) \quad (3.1)$$

où  $P_0$  est la puissance incidente sur la séparatrice,  $C$ , le contraste qui dépend de l'asymétrie de réflectivité des deux miroirs de renvoi  $\Delta r = (r_1 - r_2)/2$  :

$$C = 1 - 2\Delta r^2 \quad (3.2)$$

et  $\Delta\phi$  la différence de phase entre les deux faisceaux interférant au niveau de la séparatrice induite par une différence de longueur  $\Delta L$  entre les deux bras :

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda}\Delta L \quad (3.3)$$

$\lambda$  étant la longueur d'onde du laser (dans la suite on note  $\nu$  la fréquence associée). La sensibilité d'un tel détecteur est intrinsèquement limitée par le bruit associé à la statistique de comptage des photons dont la densité spectrale est donnée par (en Watt/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )

$$\delta\tilde{P} = \sqrt{2h_P\nu P_t} \quad (3.4)$$

où  $h_P$  est la constante de Planck. On s'efforce d'avoir un contraste très proche de 1, afin d'obtenir la meilleure sensibilité. Celle-ci est obtenue pour un déphasage statique  $\phi_0$  proche de la condition de frange noire (définie par  $\phi_0=0$ ) dont la valeur dépend du défaut de contraste (1-C). On a alors  $\Delta\Phi = \Phi_0 + \delta\Phi$  où le déphasage  $\delta\Phi$  est engendré par le passage de l'onde gravitationnelle. La plus petite variation de longueur relative mesurable, i.e. équivalente au bruit de photons, est alors (pour un bon contraste) :

$$\tilde{h}_{sn} = \frac{\delta\tilde{L}}{L} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{h_P\nu}{2P_0}} \quad (3.5)$$

où  $\delta L$  est la différence de longueur entre les deux bras équivalente au bruit de photons. La sensibilité est donc d'autant meilleure que la longueur des bras et la puissance incidente sont grandes. La configuration optique peut être complexifiée de manière à augmenter artificiellement ces deux grandeurs. D'une part, un miroir est inséré dans chaque bras entre la séparatrice et les miroirs de renvoi de manière à former des cavités Fabry-Perot [38]. Lorsque ces cavités sont à la résonance (i.e. sa longueur est un multiple d'une demi longueur d'onde) le faisceau parcourt un nombre moyen d'aller-retours égal à  $2F/\pi$  où  $F$  est la finesse des cavités. Le chemin optique est donc amplifié de ce même facteur. D'autre part, lorsque l'interféromètre est proche de la frange noire une grande partie de la puissance est renvoyée vers le laser et peut être renvoyée dans l'interféromètre par l'ajout d'un miroir entre ce dernier et la séparatrice [38], appelé miroir de recyclage. La puissance incidente sur la séparatrice est alors amplifiée par le gain  $G_R$  de cette cavité. Cette configuration optique est celle de Virgo et est représentée sur la Figure 3.2. La limite à la sensibilité donnée par le bruit de photons est alors :

$$\tilde{h}_{sn}(f) = \frac{\delta\tilde{L}}{L} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\pi}{2F} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{h_P\nu}{2G_R P_0}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (3.6)$$

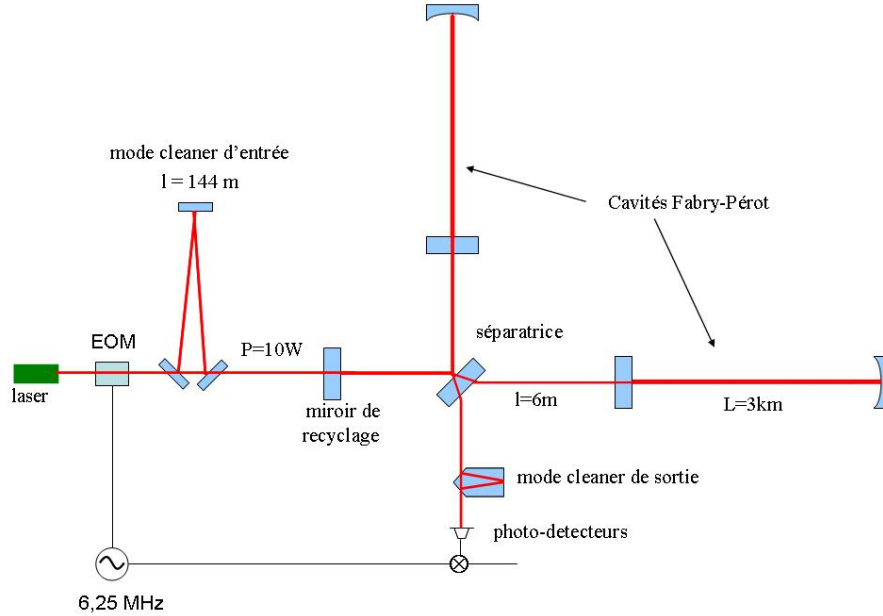


FIG. 3.2 – Configuration optique de Virgo.

où  $f_0$  est le pôle des cavités Fabry-Perot ( $f_0 = c/(4FL)$ ).

Le type de détection décrit ici, basé sur la variation de puissance mesurée par les photodétecteurs, est appelé détection homodyne ou détection DC. Dans les interféromètres en opération actuellement la technique est légèrement différente : c'est la détection hétérodyne qui est utilisée comme décrit dans la suite. Dans Virgo la phase du faisceau laser est modulée à  $f_{mod} = 6.25$  MHz par un modulateur électro-optique (EOM sur la Figure 3.2). Cette technique permet de déplacer la mesure dans une région où le bruit en puissance intrinsèque du laser est plus faible : à quelques MHz le bruit en puissance du laser libre est environ 1000 fois plus faible qu'à 100 Hz. Elle a pour avantage de fournir des signaux d'erreur signés pour le contrôle de l'interféromètre.

Le champ incident sur l'interféromètre possède alors plusieurs composantes :

$$E(t) = AJ_0(m)e^{i2\pi\nu t} + AJ_1(m)e^{i2\pi(\nu+f_{mod})t} - AJ_1(m)e^{i2\pi(\nu-f_{mod})t} + \dots \quad (3.7)$$

où  $A$  est l'amplitude du champ incident,  $m$  la profondeur de modulation et  $J_{0(1)}$  les fonctions de Bessel. La première composante est appelée porteuse et les deux suivantes bande latérale droite et gauche. Le signal d'onde gravitationnelle est alors extrait de l'interférence entre la porteuse et les bandes latérales. Cette interférence donne un signal à  $f_{mod}$  qui est ramené à basse fréquence par un processus de démodulation (schématisé

sur la Figure 3.2). D'autre part, afin que le déphasage induit par l'onde gravitationnelle ne s'annule pas dans l'interférence entre la porteuse et les bandes latérales, seule la porteuse résonne dans la cavités Fabry-Perot, c'est donc elle qui porte le signal. La sensibilité est par contre meilleure lorsque les bandes latérales résonnent dans la cavité de recyclage. Contrairement à la détection DC, la sensibilité est meilleure quand l'interféromètre est opéré sur la frange noire. Elle est alors donnée par :

$$\tilde{h}_{sn}(f) = \frac{\lambda}{2\pi L} \sqrt{\frac{h_P \nu}{2P_0}} \frac{\pi}{2F} \frac{\sqrt{J_0^2(m)G_R(1-C) + 6TJ_1^2(m)}}{2J_0(m)J_1(m)\sqrt{G_R T}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (3.8)$$

où  $T$  le facteur de transmission des bandes latérales (proportionnel au gain de recyclage des bandes latérales). Pour un contraste parfait on retrouve la sensibilité obtenue avec la détection DC (équation (3.6)) à un facteur  $\sqrt{3/2}$  près [39].

### 3.2.2 Le détecteur Virgo

Une description succincte des caractéristiques de Virgo est donnée ici, en mettant l'accent sur les points essentiels pour la compréhension des parties suivantes.

#### Configuration optique

Virgo est un interféromètre recyclé basé sur les principes décrits dans la section précédente. Les réflectivités des miroirs ont été choisies de manière à avoir des cavités Fabry-Perot de finesse  $F = 50$  et un gain de recyclage  $G_R = 50$ . Les miroirs doivent être de grande qualité car, comme on le verra par la suite les performances de l'interféromètre en dépendent. En particulier, leurs pertes doivent être faibles afin de ne pas dégrader le facteur de recyclage. Ils sont en silice dont l'absorption est de l'ordre de 1 ppm/cm. Leur traitement de surface a été réalisé par le LMA de Lyon [40]. Les pertes totales par absorption et diffusion à grand angle mesurées après traitement sont de l'ordre de 10 ppm par miroir. Leur uniformité doit aussi être très bonne afin de ne pas déformer le faisceau, ce qui aurait pour effet, en particulier, de dégrader le contraste et d'augmenter les pertes par couplage du mode gaussien fondamental ( $TEM_{00}$ ) aux modes d'ordre supérieur. Les défauts de planéité des miroirs sont de l'ordre de quelques nanomètres.

#### Le système d'injection

Le laser de Virgo est un laser Nd :Yag de longueur d'onde  $\lambda = 1064$  nm fournissant une puissance de 20 Watts. Comme on le verra dans la section 3.5 les bruits en puissance et en fréquence du laser doivent être suffisamment faibles pour ne pas limiter la sensibilité (il faut  $\delta P/P < \text{quelques } 10^{-8}/\sqrt{Hz}$  et  $\delta \nu < \text{quelques } \mu Hz/\sqrt{Hz}$ ). Le laser est stabilisé en puissance et en fréquence afin de remplir ces spécifications.

Avant d'entrer dans l'interféromètre le faisceau est filtré par le mode cleaner d'entrée

(voir Figure 3.2). C'est une cavité triangulaire de longueur 144 m et de finesse 1000. Elle permet d'éliminer les fluctuations de position du faisceau sur l'interféromètre qui engendreraient des fluctuations de phase qui, sans ce filtrage, limiteraient la sensibilité. Le mode cleaner permet aussi d'éliminer les imperfections géométriques du faisceau afin d'obtenir un faisceau gaussien.

## Le système de détection

Etant donnée la sensibilité prévue pour Virgo ( $10^{-19}$  m à quelques centaines de hertz), et compte tenu d'un facteur de sécurité, le système de détection [41] doit être capable de détecter des variations de longueurs de quelques  $10^{-20}$  m dans la bande passante de Virgo (de 10Hz à 10kHz). Ceci équivaut à une variation de puissance de  $10^{-11}$  W. D'autre part, le mouvement résiduel des miroirs à basse fréquence étant de l'ordre de quelques  $10^{-12}$  m, la dynamique du système doit être de l'ordre de  $10^8$ .

Le système de détection se compose des éléments suivants : des bancs optiques au sein desquels les faisceaux sont ajustés et filtrés avant d'être mesurés par des photodiodes, l'électronique de ces photodiodes ainsi que l'électronique permettant le contrôle des divers éléments du banc.

Les bancs optiques ont diverses fonctions :

- le banc suspendu (voir Figure 3.6) : Sa fonction principale est le filtrage du faisceau de frange noire afin d'améliorer la sensibilité de l'interféromètre. Ceci est assuré par une cavité optique monolithique en silice appelée mode cleaner [42] schématisée sur la Figure 3.2. Lors du design de Virgo [43] un défaut de contraste de l'ordre du pourcent était attendu et il a été montré que l'utilisation d'un mode cleaner en sortie de l'interféromètre permettait le réduire d'au moins un facteur 10 [42]. Toute fluctuation de position du faisceau par rapport au mode cleaner introduit un bruit dans le signal de frange noire, celui-ci doit donc, comme les miroirs de Virgo, être isolé sismiquement. Ce banc est donc placé dans une enceinte à vide et suspendu à un atténuateur sismique.

Ce banc reçoit non seulement le faisceau de frange noire (B1) portant le signal d'onde gravitationnelle, mais aussi le faisceau réfléchi par la deuxième face de la séparatrice de Virgo (B5) et permettant la mesure de la puissance stockée dans la cavité de recyclage. Il a aussi pour fonction la séparation de ces deux faisceaux (B1 et B5) ainsi que la réduction de leur taille d'un diamètre de deux centimètres à un diamètre de l'ordre du millimètre, afin d'être entièrement mesuré par les photodiodes. Ceci est assuré par un télescope adapté.

- le banc externe (voir Figure 3.6) : Il est situé juste après le banc suspendu, en dehors de l'enceinte à vide, et reçoit les faisceaux émergeant de celui-ci. Il comporte principalement les photodiodes et les caméras. La détection du signal est assurée par des photodiodes InGaAs de 3 mm de diamètre de très bonne efficacité quantique :

QE=90%.

- les deux bancs terminaux : à chaque bout de bras est situé un banc mesurant les faisceaux transmis par les cavités Fabry-Perot. Ces faisceaux permettent le contrôle de chaque cavité.

L'électronique de lecture des photodiodes assure la démodulation du signal. Le signal des photodiodes est tout d'abord filtré et amplifié afin de sélectionner la composante à 6.25 MHz. Ce signal passe ensuite à travers un mélangeur dont l'autre entrée est donnée par une copie du signal du générateur utilisé pour la modulation. Cette opération permet de ramener le signal à basse fréquence, il est alors numérisé à 20 kHz.

## Le vide

L'ensemble de l'interféromètre est situé sous vide ( $P = 10^{-8}$  mbar) afin, en particulier, de limiter le bruit de phase du faisceau lié aux variations d'indice du milieu traversé, d'isoler les miroirs du bruit acoustique ainsi que de les protéger des impuretés de l'air.

## Le contrôle de Virgo

Pour être sensibles aux effets des ondes gravitationnelles les miroirs doivent être équivalents à des masses libres. Pour cela ils sont suspendus à un pendule. De plus, le bruit sismique générant un bruit de position des miroirs environ 8 ordres de grandeur au dessus du bruit de photons à 100 Hz, une bonne isolation sismique est requise. La suspension de chaque miroir est donc formée d'une chaîne de 7 filtres mécaniques en cascade [44] : des pendules pour les mouvements horizontaux et des ressorts à lame pour les mouvements verticaux. Ce système permet d'obtenir un amortissement passif pour des fréquences supérieures aux fréquences de résonance du système, c'est à dire au-dessus de quelques hertz. A basse fréquence un amortissement actif est nécessaire afin d'atténuer les mouvements de grande amplitude dans la région des fréquences de résonance de la chaîne de suspension. Ce contrôle des suspensions repose sur l'utilisation de capteurs d'accélération et de position. Il est complété par un contrôle local des miroirs basé sur des leviers optiques qui permet d'abaisser le déplacement résiduel angulaire à  $1\mu\text{rad}$  [45]. L'ensemble du contrôle de la suspension permet de réduire le déplacement horizontal des miroirs à environ  $1\mu\text{m}$ .

Cette stabilisation de la position des miroirs est suffisante pour obtenir des franges d'interférence. Cependant, pour que les cavités soient maintenues dans les bonnes conditions de résonance et l'interféromètre sur la frange noire, il est nécessaire de contrôler la position relative des miroirs formant les cavités avec une précision de  $10^{-12}\text{m}$ . Pour cela un contrôle global des miroirs est nécessaire. Les signaux des photodiodes mesurant le faisceau en divers points de l'interféromètre permettent d'extraire l'information relative aux différentes longueurs à stabiliser [46, 47]. Ce contrôle global permet de verrouiller l'interféromètre sur son point de fonctionnement. Par verrouillage on entend le contrôle des

longueurs de l'interféromètre afin de le maintenir dans les bonnes conditions de résonance et d'interférence : les deux cavités Fabry-Pérot et la cavité de recyclage sont maintenues à la résonance et l'interféromètre est maintenu sur la frange noire. La stratégie de contrôle des degrés de liberté longitudinaux de Virgo est schématisée sur la Figure 3.3.

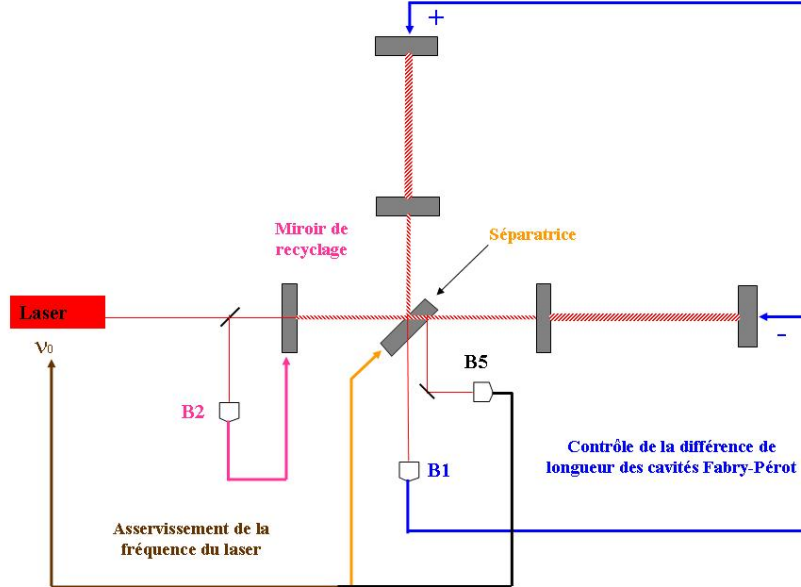


FIG. 3.3 – *Stratégie de contrôle des degrés de liberté longitudinaux de Virgo.*

D'autre part, le contrôle angulaire est crucial afin de garantir un couplage optimal du faisceau laser à l'interféromètre. Un bon alignement permet aussi de réduire le couplage du bruit angulaire au bruit longitudinal. Il est ainsi nécessaire de maintenir leur alignement relatif avec une précision de  $10^{-9}$  rad. Cet asservissement, appelé alignement automatique, repose également sur une mesure globale utilisant des photodiodes à quadrants [48].

Ces contrôles doivent être efficaces à basse fréquence (typiquement 10 Hz) sans toutefois introduire de bruit dans la bande passante de Virgo. Les filtres utilisés pour transformer les signaux d'erreurs donnés par les photodiodes en signaux de correction appliqués sur les miroirs sont optimisés afin de remplir ces conditions. Comme on peut le voir sur la Figure 3.3 la fréquence du laser est stabilisée avec le signal réfléchi par la face anti-reflet de la séparatrice ( $R_{BS}^{AR} = 5 \times 10^{-4}$ ) donnant une mesure du champ stocké dans la cavité de recyclage. Ce signal est en effet sensible aux fluctuations en fréquence du laser et permet donc de le stabiliser. Ce contrôle possède une bande passante de l'ordre de 10 kHz,

permettant une stabilisation de la fréquence du laser dans toute la bande passante de Virgo.

## Les bruits fondamentaux

L'activité sismique affecte la position des miroirs à travers des déplacements horizontaux transmis directement ou induits par couplage avec les déplacements verticaux. Comme décrit précédemment ce bruit est atténué par une série de filtres passe bas. Le déplacement relatif résiduel peut s'écrire :

$$\tilde{h}_{sism}(f) = \frac{2}{L} \sqrt{TF_H^2(f) + \alpha TF_V^2(f)} \times 10^{-6} \left( \frac{f_s}{f} \right)^2 \quad (3.9)$$

où  $TF_H$  ( $TF_V$ ) est la fonction de transfert horizontale (verticale) de la suspension,  $\alpha = \mathcal{O}(10^{-4})$  le facteur de couplage entre les degrés de liberté horizontal et vertical et où le dernier terme représente la densité spectrale de bruit sismique au niveau du sol (avec  $f_s = 0.3$  Hz). Avec sept pendules en cascade la fonction de transfert  $TF_H$  est proportionnelle à  $1/f^{14}$  au dessus de quelques hertz.

Le bruit thermique génère aussi un déplacement des miroirs. Ce bruit est relié aux modes propres des miroirs et de leur suspension et peut s'écrire :

$$\tilde{h}_{th}(f) = \frac{1}{L} \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{4k_B T Q_i}{m_i (2\pi f_i)^2 2\pi f (1 + Q_i^2 (f^2/f_i^2 - 1)^2)}} \quad (3.10)$$

où  $f_i$ ,  $m_i$  et  $Q_i$  sont respectivement la fréquence, la masse effective et le facteur de qualité du mode considéré,  $k_B$  la constante de Boltzman et  $T$  la température. Les matériaux constituant les fils de la suspension et les miroirs sont choisis de manière à avoir un grand facteur de qualité afin de minimiser le bruit hors de ces résonances et de réduire la largeur de ces résonances. On distingue trois contributions principales au bruit thermique :

- le bruit thermique pendulaire correspondant à l'excitation du pendule dont la fréquence propre est 0.6 Hz.
- le bruit thermique associé aux modes propres du miroir : ce sont des modes de fréquence élevée dont le plus bas est situé à 5 kHz.
- le bruit thermique associé aux modes propres des fils de suspension (appelés modes violons) : ces modes sont des harmoniques de la fréquence de résonance du mode fondamental des fils située à 327 Hz.

A haute fréquence la sensibilité est limitée par le bruit de photons. Il est déduit de la relation (3.8) en supposant un très bon contraste :

$$\tilde{h}_{sn}(f) = \frac{\lambda}{2\pi L} \sqrt{\frac{h_P \nu}{2P_0} \frac{\pi}{2F} \frac{\sqrt{6}}{2\sqrt{G}}} \sqrt{1 + \left( \frac{f}{f_0} \right)^2} \quad (3.11)$$



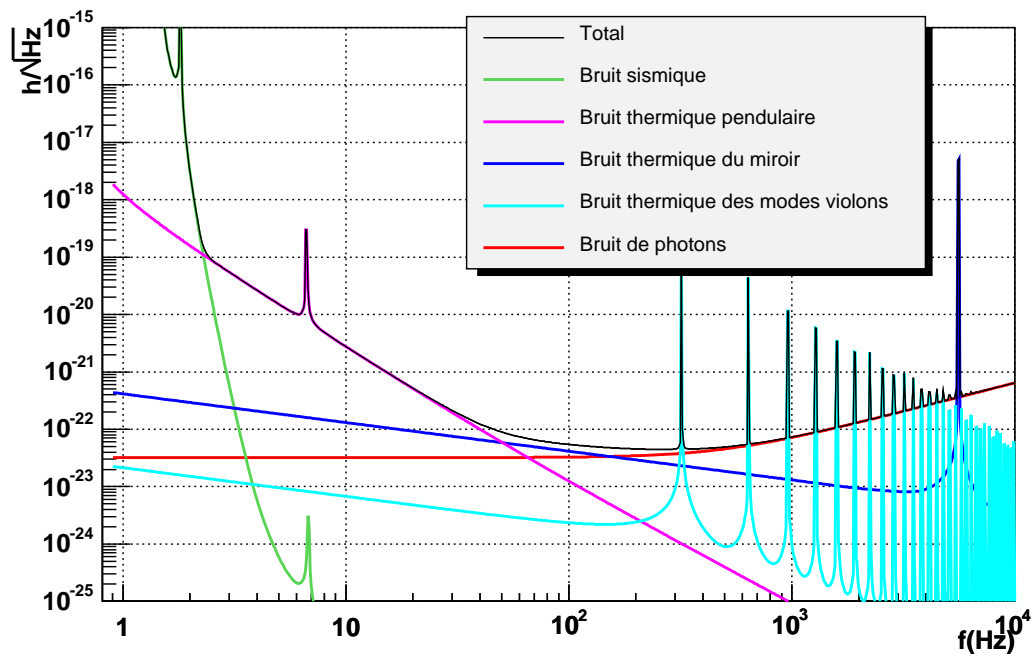


FIG. 3.4 – Les bruits fondamentaux définissant la sensibilité nominale de Virgo.

La contribution individuelle de ces bruits fondamentaux est représentée sur la Figure 3.4 ainsi que leur somme quadratique. Cependant, afin d'atteindre cette sensibilité nominale il est nécessaire de maîtriser les bruits techniques, comme par exemple les bruits de l'électronique ou du laser. Ceux-ci sont, en général, introduits par les systèmes d'asservissement et/ou les imperfections de l'interféromètre. La réduction de ces bruits est l'un des buts principaux de la phase de mise en route (commissioning) de Virgo.

### 3.2.3 La mise en route de Virgo

Pendant la fin de la construction des bras de Virgo, la partie centrale de l'interféromètre (le CITF) a été testée [49] : des miroirs complètement réfléchissants ont été installés à l'entrée des cavités Fabry-Perot afin de former un interféromètre de Michelson recyclé de 6 mètres de long. Ceci a permis la mise en marche des sous systèmes et le test du verrouillage sur une configuration optique plus simple que Virgo (sans cavités Fabry-Perot). Ces tests ont eu lieu de juin 2001 à juillet 2002. Une année d'arrêt a ensuite été nécessaire pour terminer l'installation des miroirs et de leurs suspensions et apporter les modifications nécessaires aux systèmes d'injection et de détection (décrites dans la partie 3.3). La mise en route (commissioning) de Virgo a ainsi débuté à l'automne 2003.

Le commissioning de Virgo s'est effectué en plusieurs étapes, la configuration optique

se complexifiant à chaque étape : tout d'abord le verrouillage de chacune des cavités Fabry-Perot, ensuite, le verrouillage du Michelson simple (contenant les cavités Fabry-Perot, sans recyclage), puis finalement celui du Michelson recyclé (configuration Virgo complète). A chaque étape une prise de données technique ('run') d'une durée de 3 jours à 2 semaines a lieu. Le but de ses runs est la prise de données dans une ou plusieurs configurations afin de tester la stabilité et la robustesse du verrouillage de l'interféromètre, de mesurer et d'analyser la sensibilité du détecteur ainsi que d'entraîner les chaînes d'analyse de données. L'analyse de la sensibilité de chaque run permet d'identifier les sources de bruit limitant la sensibilité (voir section 3.5). Entre chaque run les modifications nécessaires sont apportées et de nouveaux systèmes de contrôle sont implémentés afin d'améliorer la stabilité de l'interféromètre ainsi que sa sensibilité. Les sous-systèmes doivent aussi être adaptés à chaque nouvelle configuration.

Lors des premières tentatives de verrouillage de l'interféromètre complet (Michelson recyclé) un problème de lumière rétrodiffusée par le système d'injection a été identifié. Cette lumière rétrodiffusée crée des franges parasites qui empêchent le verrouillage de l'interféromètre. Pour pallier à ce problème la modification du banc d'injection a été nécessaire. Le nouveau banc a été installé à l'automne 2005. Entre temps une solution intermédiaire a été adoptée qui a nécessité la réduction de l'intensité du faisceau incident d'un facteur 10. C'est pourquoi la puissance incidente lors des trois derniers runs n'était que d'environ 1 Watt. Virgo a été verrouillé dans cette configuration pour la première fois en octobre 2004.

Sept runs ont eu lieu depuis le début du commissioning de Virgo :

- C1 (14-17 novembre 2003) : verrouillage d'une cavité Fabry-Perot
- C2 (20-23 février 2004) : verrouillage des deux cavités Fabry-Perot avec alignement automatique
- C3 (23-27 avril 2004) : verrouillage d'une cavité Fabry-Perot puis du Michelson simple
- C4 (24-29 juin 2004) : verrouillage du Michelson simple avec alignement automatique
- C5 (2-7 décembre 2004) : verrouillage du Michelson simple puis du Michelson recyclé (Virgo complet)
- C6 (29 juillet-12 août 2005) : verrouillage Michelson recyclé (Virgo complet) avec une version simplifiée de l'alignement automatique
- C7 (14-19 septembre 2005) : verrouillage du Michelson recyclé (Virgo complet) avec alignement automatique

La sensibilité de l'interféromètre  $h$  est donnée par la variation de longueur relative équivalente au bruit du détecteur :  $h = \delta L/L$ . La sensibilité mesurée lors du dernier run a atteint  $h \simeq 5 \times 10^{-22}/\sqrt{Hz}$  à quelques centaines de Hz. La Figure 3.5 montre l'évolution de la sensibilité depuis le début du commissioning ainsi que la sensibilité prévue pour Virgo tel qu'il a été conçu.

Après le run C7 un arrêt a eu lieu afin de remplacer le banc d'injection pour, entre autres, résoudre le problème de lumière retro-diffusée. Le miroir de recyclage a aussi été remplacé afin d'améliorer ses propriétés mécaniques. Sa réflectivité a aussi été augmentée afin d'obtenir un meilleur gain de recyclage (comme on le verra dans la section 3.4). Après cette série d'améliorations on s'attend a une augmentation d'un facteur environ 13 de la puissance incidente sur la séparatrice, et ainsi une réduction d'un facteur 3-4 du bruit de photons, limitant la sensibilité de C7 à haute fréquence.

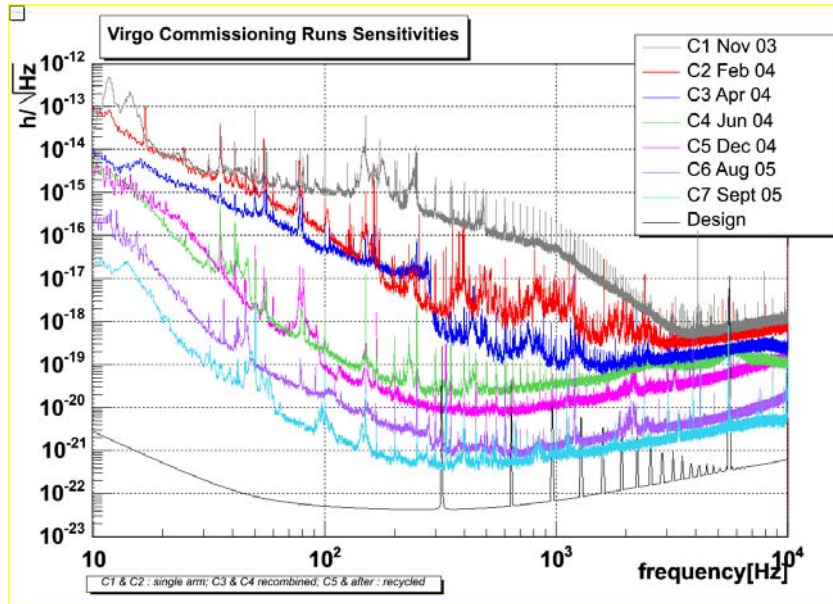


FIG. 3.5 – Sensibilité de Virgo obtenue lors des runs techniques ( $h$  représente la variation de longueur relative). La puissance incidente sur l'interféromètre était d'environ 8 Watts de C1 à C4 (configuration cavité simple pour C1 et C2, recombinaison pour C3 et C4) et seulement 0.8 Watts de C5 à C7 (configuration recyclé). La sensibilité du design est donnée pour une puissance incidente de 10 Watts.

## 3.3 Le système de détection

Pendant le commissioning du CITF le système de détection était déjà opérationnel, cependant le faisceau de l'interféromètre Virgo n'a pas les mêmes caractéristiques que celui du CITF. Le banc de détection a donc dû être modifié en conséquence. D'autre part, le système de détection doit aussi suivre l'évolution des configurations de Virgo pendant les différentes phases de commissioning.

### 3.3.1 Adaptation du banc de détection

Le passage du CITF à Virgo a nécessité les adaptations suivantes :

- le faisceau du CITF ne mesurait que 3 mm de rayon alors que celui de Virgo mesure 20 mm, il était donc nécessaire de concevoir un nouveau télescope possédant un facteur de réduction de 20 au lieu de 3 (afin d'adapter le faisceau à la taille des photodiodes)
- la fréquence de modulation dépend de la géométrie de l'interféromètre, elle était de 12.5MHz pour le CITF et passe à 6.25MHz pour Virgo. Ce changement de fréquence a nécessité la modification et le développement de cartes d'électronique pour la démodulation à cette fréquence
- pendant le CITF le banc suspendu était en fait simplement posé sur des pieds, et son enceinte était sous air. Une fois suspendu et sous vide il a donc aussi été nécessaire de vérifier les fonctionnalités du système de contrôle de position du banc et de mesurer ses performances, ainsi que d'adapter le contrôle de la longueur optique du mode cleaner à ces nouvelles conditions
- l'expérience du CITF a aussi permis de définir les nouvelles fonctionnalités ou les améliorations à apporter à certains logiciels

### Optique

Le nouveau télescope a été conçu [50] en tenant compte des contraintes suivantes : minimiser les pertes (aberrations, absorption, astigmatisme), conserver un encombrement identique au télescope du CITF afin de minimiser les modifications au banc optique suspendu, minimiser la complexité de son alignement. Une solution avec lentilles a été retenue pour ses faibles aberrations et sa simplicité d'alignement. Son seul inconvénient est la possible rétrodiffusion de lumière dans l'interféromètre par les lentilles. Un bon traitement anti-reflet a donc été nécessaire. La réalisation des éléments optiques a été confiée à une entreprise et les traitements de surface ont été effectués par le LMA à Lyon (anciennement SMA de l'IPNL) qui traite tous les miroirs de Virgo. Les modifications mécaniques ainsi que la réalisation de nouveaux éléments (comme des montures optiques) a été prise en charge par l'équipe mécanique du LAPP.

D'autre part, de nouvelles fonctionnalités ont aussi été ajoutées sur le banc de détection, comme par exemple la mesure de la puissance présente dans la mauvaise polarisation

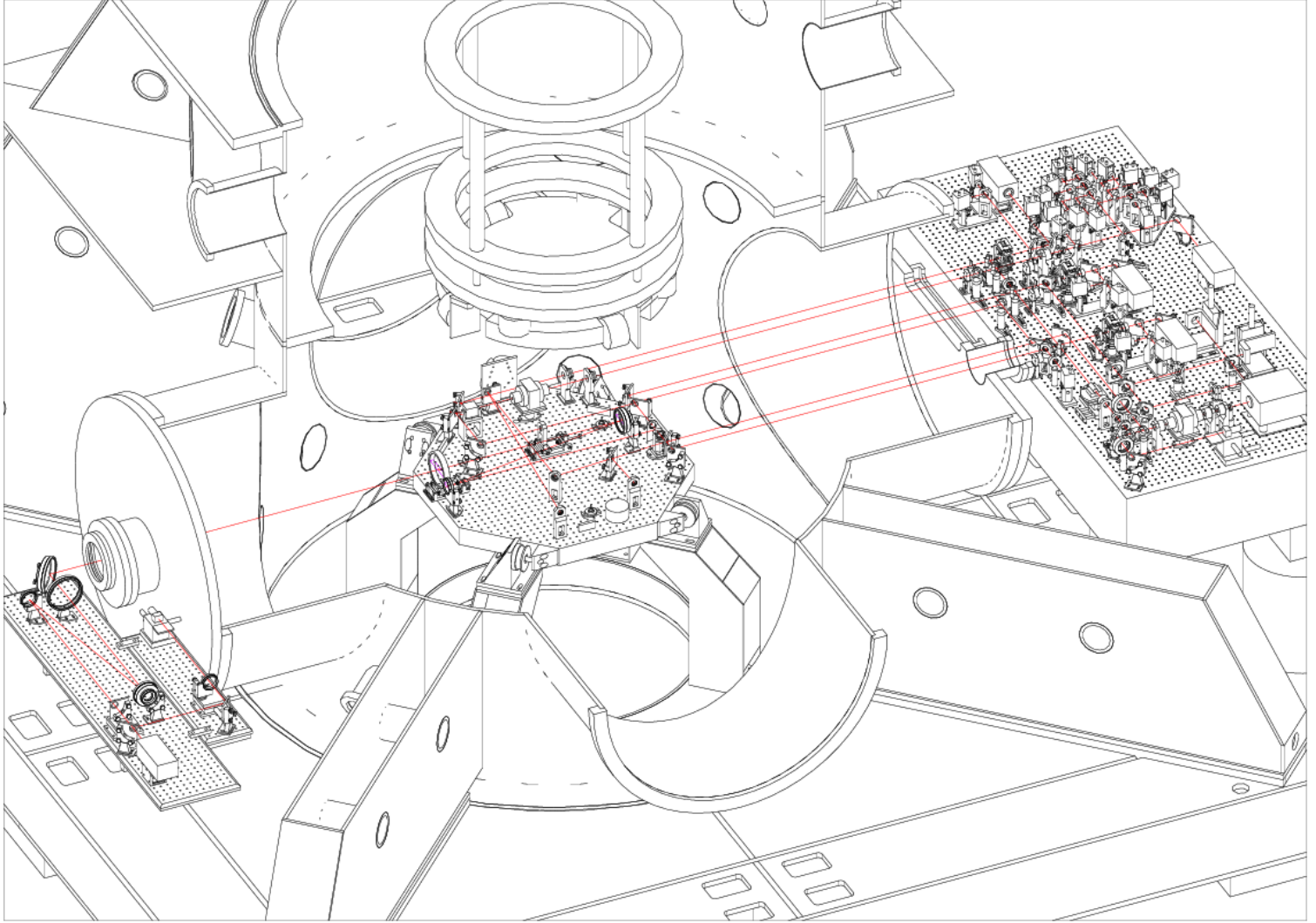


FIG. 3.6 – Vue du système de détection avec son banc de test (collimateur). A gauche est situé le collimateur permettant de générer 2 faisceaux presque superposés identiques à ceux émergeant de l'interféromètre Virgo ; au milieu le banc suspendu, à l'intérieur de la tour, recevant ces faisceaux et supportant en particulier le télescope et le mode cleaner ; et à droite, le banc externe avec les photodiodes et caméras.

pour chaque faisceau. L'expérience du CITF avait montré que cette mesure peut aider à comprendre les défauts de l'interféromètre. Un isolateur de Faraday a aussi été installé après le mode cleaner afin d'éviter toute retrodiffusion du faisceau vers l'interféromètre.

## Electronique

Concernant l'électronique, les cartes de démodulation ont été adaptées à la nouvelle fréquence de modulation. Le choix des nouveaux composants de ces cartes a été guidé par les contraintes suivantes : la valeur de la nouvelle fréquence de modulation, un faible bruit ( $\simeq 2 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) et une grande dynamique ( $2 \times 10^8/\sqrt{\text{Hz}}$ ), dictés par les caractéristiques du signal de frange noire énoncés plus haut. Les cartes correspondant à ces spécifications ont été conçues, réalisées et testées avec succès [51]. D'autre part, le signal à la fréquence de modulation est distribué aux cartes de démodulations par une carte appelée 'carte LO' (LO pour Local Oscillator). Cette carte permet de dupliquer le signal et d'en ajuster la phase. Si ces cartes ajoutent du bruit de phase lors de la duplication du signal, ce bruit affectera aussi le signal de frange noire. On verra dans la partie 3.5 que ces cartes avaient ce défaut et ont dû être améliorées par la suite.

De plus, pour aider au verrouillage de l'interféromètre il s'est avéré utile de connaître le signal à deux fois et trois fois la fréquence de modulation. Pour cela une partie du faisceau est extraite et envoyée sur une photodiode équipée d'une électronique permettant d'effectuer la démodulation du signal à ces fréquences. Cette électronique a été développée et testée au LAPP [51].

## Installation et tests du nouveau banc de détection

Les tests du nouveau système optique ont tout d'abord eu lieu au LAPP en septembre 2002 puis le banc de détection suspendu a été modifié et testé sur le site en salle blanche avant son installation dans son enceinte à vide en décembre 2002 [50]. Afin de pouvoir effectuer ces tests un collimateur a été réalisé, afin de générer, à partir d'un faisceau laser de 0.2 mm de rayon, un faisceau identique à celui émergeant de l'interféromètre Virgo (i.e. de 20 mm de rayon). Après les premiers réglages en salle blanche le banc a été suspendu puis son enceinte mise sous vide et les performances du système de détection mesurées. La Figure 3.6 montre le système de détection (banc suspendu et banc externe) ainsi que le collimateur utilisé pour les tests. Le positionnement relatif du faisceau et du mode cleaner est maintenu grâce à un système de contrôle de la position du banc [52] qui permet d'atteindre sous vide une précision de l'ordre de  $0.5 \mu\text{rad}$  et  $1 \mu\text{m}$ .

D'autre part la cavité mode cleaner doit être maintenue à la résonance du mode  $\text{TEM}_{00}$  avec une précision de  $\lambda/3000$  ( $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau). A cette fin sa longueur optique est ajustée par un contrôle en température (par des cellules de Peltier). Il a été vérifié que le contrôle de la température du mode cleaner sous vide permet de maintenir sa longueur optique constante avec une précision de  $\lambda/10000$ .

### 3.3.2 Réglages du banc de détection

Comme décrit précédemment, la configuration optique a évolué au cours du commissioning, passant de la cavité Fabry-Perot simple à l'interféromètre non recyclé puis à Virgo. Notons aussi la réduction de la puissance incidente d'un facteur 10 au cours de l'année 2004. Le système de détection doit ainsi s'adapter aux différentes phases de commissioning de Virgo. Ces adaptations concernent principalement l'électronique des photodiodes et le contrôle du mode cleaner.

#### Adaptation de l'électronique du système de détection

La puissance est en moyenne 500 fois plus faible en mode Michelson simple par rapport à l'interféromètre recyclé. L'électronique doit donc être adaptée de manière à obtenir le meilleur rapport signal sur bruit dans chaque configuration. D'autre part, lors des premières tentatives de verrouillage de la configuration complète la possibilité de travailler dans la configuration sans la technique du recyclage (Michelson simple) a été conservée. Pour cela deux photodiodes étaient utilisées sur chaque faisceau, chacune d'elle ayant une électronique adaptée à la configuration pour laquelle elle est utilisée. Le passage de l'une à l'autre des photodiodes se fait automatiquement suivant la configuration sélectionnée. Le système de détection a aussi été adapté à l'augmentation de puissance ( $\times 10$ ) après le remplacement du banc d'injection.

#### Contrôle du mode cleaner de sortie

Le mode cleaner de sortie est une cavité optique rigide en silice ayant pour but de nettoyer le faisceau de frange noire des modes d'ordre supérieur afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Pour cela il doit être maintenu à la résonance du mode fondamental (nommé TEM<sub>00</sub>). Ce contrôle se fait en ajustant sa longueur optique par un contrôle précis de sa température. Le signal d'erreur nécessaire à ce contrôle est obtenu en modulant sa longueur à 28 kHz à l'aide d'un piezo-électrique situé au dessus de la cavité. Le signal issu de la photodiode est démodulé à cette même fréquence et permet d'obtenir un signal d'erreur. Le verrouillage de la longueur du mode cleaner de sortie s'est avéré plus difficile avec le faisceau de l'interféromètre qu'avec le faisceau test utilisé lors de l'installation du nouveau banc de détection. Ceci est principalement lié aux fluctuations de puissance sur le faisceau de frange noire et au fait que le contrôle de sa longueur par la température est plus contraignant sous vide que sous air. Un filtre de contrôle plus robuste a donc été mis en place. De plus une procédure automatique permettant de trouver le bon point de fonctionnement (c'est à dire le mode TEM<sub>00</sub>) a été développée. Celle-ci est illustrée sur la Figure 3.7 : à l'enclenchement de la procédure automatique le faisceau transmis est identifié (par une analyse de son image enregistrée par une caméra) comme un mode TEM<sub>01</sub> ( $\chi_{01}^2 < 10$ ), un scan en température est donc démarré dans la direction du mode TEM<sub>00</sub>. Lorsque ce mode est reconnu ( $\chi_{00}^2 < 10$ ) et que la puissance détectée

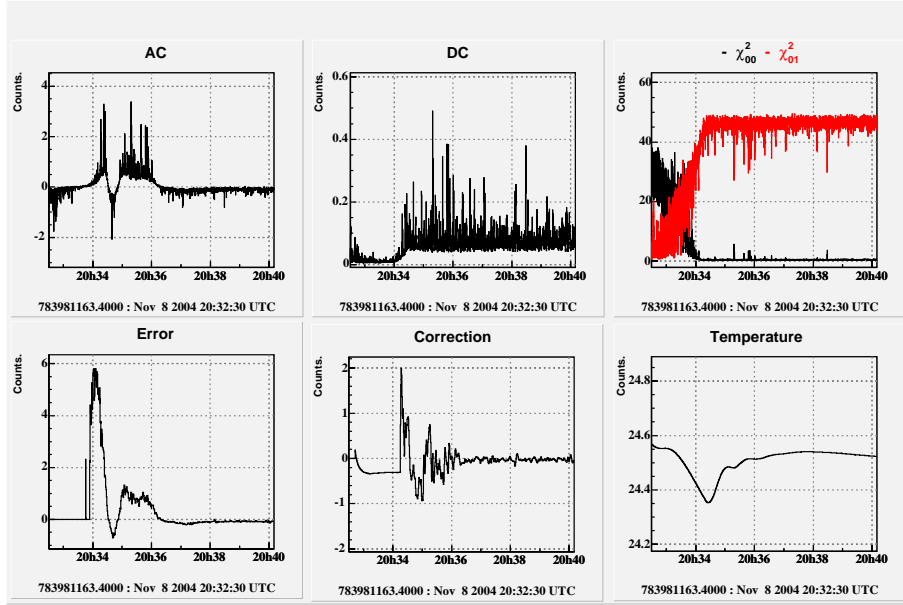


FIG. 3.7 – Exemple de verrouillage du mode cleaner de sortie.

(DC) est suffisamment grande la procédure de verrouillage est engagée : le signal d’erreur, défini à partir des signaux DC et AC après filtrage est utilisé pour définir les corrections en température à appliquer. Après quelques minutes le mode cleaner est à son point de fonctionnement.

Ces améliorations ont été testées avec succès et utilisées lors des runs C4 et C5 (en mode Michelson simple). Les performances du contrôle du mode cleaner sont mesurées à chaque run technique et correspondent aux spécifications : en particulier sa longueur est contrôlée à mieux que  $\lambda/3000$  [53], où  $\lambda$  est la longueur d’onde du faisceau. Un contrôle plus grossier mais néanmoins suffisant pour ne pas limiter la sensibilité actuelle a été mis en place en configuration recyclé.

D’autre part un travail a été effectué en commun avec le système d’injection. En effet le point de fonctionnement du mode cleaner de sortie dépend du point de fonctionnement du laser : si la longueur d’onde (i.e. fréquence) du laser change, alors le point de fonctionnement mode cleaner de sortie est modifié et une recherche du nouveau point de fonctionnement doit être effectuée par un scan de la température de la cavité (comme illustré par la Figure 3.7). Cette recherche pouvant parfois être assez longue ( 30 minutes) il s’est avéré plus pratique d’améliorer le système de contrôle du laser de manière à le verrouiller toujours à la même fréquence après chaque perte de contrôle. Ce système a été mis en place avant le run C6 et a permis d’utiliser le mode cleaner de sortie de manière journalière sans réglage préalable de ce dernier.



## Monitoring du système de detection

Un système de contrôle du fonctionnement du système de détection a été mis en place afin de fournir des flags de qualité en salle de contrôle et un diagnostic rapide des problèmes. Ce monitoring concerne :

- le fonctionnement des logiciels utilisés pour la lecture des signaux des photodiodes et le contrôle du banc de detection
- la position des faisceaux sur les caméras : le centrage des faisceaux sur les photodiodes est vérifié grâce à des caméras CCD.
- le bon fonctionnement du contrôle de la suspension du banc : celui-ci doit être maintenu dans sa position de référence et l'amplitude de ses mouvements suffisamment faible.
- la vérification du contrôle du mode cleaner au bon point de fonctionnement

## 3.4 Caractérisation optique

Virgo est un instrument complexe et de multiples asservissements sont mis en place pour contrôler la position longitudinale et transversale des miroirs. Ces contrôles utilisent des signaux d'erreur délivrés par les photodiodes et dépendent des caractéristiques optiques de l'interféromètre. Ces caractéristiques ont été choisies de manière à optimiser la sensibilité. Il est important de connaître ces paramètres de manière à comprendre les signaux d'erreurs, mais aussi de vérifier s'ils sont conformes au design de Virgo afin de définir les améliorations à apporter. Des techniques ont été développées afin de déterminer les caractéristiques optiques de l'interféromètre. Des simulations développées par la collaboration ont été utilisées afin d'interpréter ces mesures et de comprendre les différences avec le design. L'ensemble de ces résultats est décrit dans le papier *Measurement of the optical parameters of the Virgo interferometer* reproduit dans l'annexe D. Deux exemples sont repris et développés ici. Le premier concerne la compréhension du gain de recyclage et le deuxième la vérification des conditions de résonance des bandes latérales.

### 3.4.1 Gain de recyclage et pertes dans l'interféromètre

Comme on l'a vu dans la section 3.2.1 à haute fréquence la sensibilité est donnée par l'amplitude équivalente au bruit de photons :

$$\tilde{h}_{sn}(f) = \frac{\lambda}{2\pi L} \sqrt{\frac{h_P \nu}{2P_0}} \frac{\pi}{2F} \frac{\sqrt{J_0^2(m)G(1-C) + 6TJ_1^2(m)}}{2J_0(m)J_1(m)\sqrt{GT}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (3.12)$$

dont les notations sont explicitées en dessous des équations (3.6,3.8). L'amplitude du signal d'onde gravitationnelle étant proportionnelle à  $P_0 J_1(m) \sqrt{GT}/F$  et le bruit de photons à  $\sqrt{P_{df}} = \sqrt{P_0(J_0^2(m)G(1-C) + 6TJ_1^2(m))}$ , un très bon contraste est nécessaire afin de

réduire le bruit de photons. C'est pourquoi un mode cleaner est utilisé pour filtrer le faisceau de frange noire et améliorer son contraste. On a mesuré sur Virgo une amélioration du défaut de contraste d'un facteur 10 après le mode cleaner ( $1-C=3 \times 10^{-5}$ ). La puissance sur le faisceau de frange noire est ainsi dominée par la contribution des bandes latérales (terme proportionnel à  $J_1^2(m)$ ). Dans ce cas, la sensibilité est donnée par :

$$\tilde{h}_{sn}(f) = \frac{\lambda}{2\pi L} \sqrt{\frac{h_P \nu}{2P_0}} \frac{\pi}{2F} \frac{\sqrt{6}}{2\sqrt{G}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (3.13)$$

Un bon gain de recyclage ( $G$ ) permet ainsi de réduire le bruit de photons.

### Gain de recyclage et pertes dans les Fabry-Perot

Le gain de recyclage de la porteuse est donné par :

$$G = \left( \frac{t_{PR}}{1 + r_{PR}r_{FP}} \right)^2 \quad (3.14)$$

où  $t(r)_{PR}$  est la transmission (réflexion) en amplitude du miroir de recyclage et  $r_{FP}$  est la réflectivité moyenne des cavités Fabry-Perot (pour une cavité sans pertes  $r_{FP} = -1$ ). On note la réflectivité (transmission) en puissance  $R = r^2$  ( $T = t^2$ ), et on a  $R+T=1-P$  où  $P$  sont les pertes du miroir. La réflectivité du miroir de recyclage a été choisie pour avoir un gain de recyclage  $G=50$  dans le cas optimal où  $r_{FP} = -1$  :  $R_{PR} = 92\%$ . La réflectivité d'une cavité Fabry-Perot dont le miroir de bout a une réflectivité proche de 1 est donnée avec une bonne approximation par :

$$R_{FP} = 1 - \frac{2F}{\pi} P \quad (3.15)$$

où le facteur  $2F/\pi$  donne le nombre d'aller-retours moyen fait par le faisceau et  $P$  les pertes par aller-retour (incluant la transmission du miroir de bout de bras). Les pertes par diffusion à grand angle ou par absorption des miroirs de Virgo ont été mesurées avant installation et trouvées de l'ordre de 10 ppm. La transmission des miroirs de bout de bras est 40 ppm. On s'attendrait donc à avoir un gain de recyclage  $G$  de l'ordre de 47.

Le gain de recyclage a été mesuré en comparant la puissance sur le faisceau B5 avec et sans la technique de recyclage (configurations recombinaison et recyclé) :  $G=33$ . Cette valeur est significativement différente de celle attendue. Des simulations incluant les cartes de surface mesurées des miroirs prédisent un gain de recyclage de 34, compatible avec celui mesuré expérimentalement. On a ainsi pu en déduire que les défauts de surface des miroirs diffusent le faisceau à petit angle de telle manière qu'une fraction du faisceau est perdue ou transformée en modes d'ordre supérieur (différent du mode fondamental gaussien). Ce gain de recyclage est équivalent à des pertes de l'ordre de 550 ppm (incluant la transmission

des bout de bras) dans chaque cavité. Il faut cependant noter que, comme observé en simulation, une partie des pertes est certainement liée à la cavité de recyclage.

Ce gain étant significativement plus faible qu'attendu, la réflectivité du miroir de recyclage a été augmentée à 95% lorsque ce miroir a été changé pour des raisons mécaniques. Après cette modification un gain de recyclage maximum d'environ 43 était attendu et a effectivement été observé.

### **Pertes et défauts de couplage du faisceau**

Pour réduire l'impact du bruit de photons la puissance à l'entrée de l'interféromètre ( $P_0$ ) doit aussi être maximisée. Or, le faisceau subit des pertes dans la cavité mode cleaner d'entrée. Etant donné la grande finesse de cette cavité ( $F=1000$ ), il est crucial d'avoir de faibles pertes par miroir. Les pertes totales par aller-retour ont été trouvées de l'ordre de 850 ppm correspondant à une transmission de 73%. Ces pertes sont beaucoup plus grandes qu'attendu et sont supposées être dues à des défauts ponctuels des miroirs ou une pollution des miroirs ayant eu lieu lors des interventions dans leur enceinte à vide. Le nettoyage de ces miroirs étant délicat, ceux-ci seront éventuellement remplacés.

Une autre source de perte de puissance du faisceau est liée aux défauts géométriques du faisceau : pour que le faisceau résonne dans les cavités optiques de Virgo (les modes cleaner et les cavités Fabry-Perot), sa forme doit être adaptée à ces cavités. Ainsi, en 2005, le faisceau incident ne se couplait qu'à 83% au mode cleaner d'entrée. La transmission attendue du mode cleaner n'était alors que de 60%. Cette adaptation a été améliorée après le remplacement du banc d'injection.

Après le mode cleaner d'entrée un télescope est utilisé pour ajuster la taille du faisceau aux cavités Fabry-Perot. Un mauvais centrage sur les miroirs du télescope résultait en un astigmatisme du faisceau et un couplage de seulement 94%. Comme on le verra dans 3.5 un bon couplage aux cavités Fabry-Perot est essentiel non seulement pour réduire le bruit de photons, mais surtout pour réduire l'impact du bruit en fréquence du faisceau sur le signal de frange noire. Un réglage du nouveau télescope d'entrée a permis d'améliorer le couplage jusqu'à 96% et un réglage fin devrait permettre d'atteindre 99%.

Enfin, le faisceau doit être adapté au mode cleaner de sortie. Ceci est réalisé par l'ajustement de la longueur du télescope du banc de détection. Un ajustement grossier a été réalisé et un couplage de 93% a été obtenu. Cette adaptation sera plus finement réalisée lorsque l'adaptation du faisceau aux Fabry-Perot aura été améliorée, un couplage de 93% étant suffisant pour la première phase du commissioning de Virgo.

### **3.4.2 Condition de résonance des bandes latérales**

Les bandes latérales sont générées par modulation de la phase du faisceau par un oscillateur electro-optique situé en sortie du laser. La fréquence de cette modulation doit

satisfaire plusieurs conditions. D'une part, afin d'être transmises jusqu'à l'entrée de l'interféromètre elles doivent être résonantes dans le mode cleaner d'entrée. D'autre part, leur fréquence doit être adaptée pour qu'elles résonnent dans la cavité de recyclage (voir section 3.2.1). Enfin, la technique utilisée dans Virgo pour l'alignement angulaire des miroirs, appelée technique d'Anderson-Giordano [55, 54], est basée sur le fait que, pour les cavités Fabry-Perot le mode TEM01(10) de la bande latérale droite résonne avec le mode fondamental (TEM00) de la porteuse. Cela permet d'amplifier le signal généré par les désalignements et de l'utiliser comme signal d'erreur. La fréquence de modulation et certaines caractéristiques de l'interféromètre ont été choisies de manière à remplir ces trois conditions. Il a été ensuite nécessaire de vérifier expérimentalement que ces conditions sont effectivement remplies. Ces mesures sont décrites ici.

### Résonance dans le mode cleaner d'entrée

Le faisceau laser est modulé à la fréquence de modulation  $f_{mod}$  par une cellule électro-optique avant son passage dans le mode cleaner. Les bandes latérales ainsi créées doivent donc être résonantes dans le mode cleaner d'entrée afin d'être transmises par ce dernier. Ainsi, la fréquence de modulation doit correspondre à un nombre entier d'intervalles spectral libre de cette cavité :

$$f_{mod} = nISL_{IMC} = n\frac{c}{2L_{IMC}} \quad (3.16)$$

où  $L_{IMC}$  est la longueur du mode cleaner. Il a été démontré [56] qu'un très léger écart à cette condition génère un couplage du bruit en longueur du mode cleaner avec des signaux utilisés pour le contrôle de l'interféromètre (ce bruit est responsable des résonances observées dans les courbes de sensibilité entre 40 et 100 Hz). En conséquence, la fréquence de modulation doit être ajustée à mieux qu'un hertz. Dans la première phase de commissioning celle-ci était ajustée à une dizaine de Hz près, mais un contrôle plus fin sera prochainement mis en place. La valeur utilisée en 2005 a varié de quelques dizaines de hertz autour de  $f_{mod} = 6264200 \text{ Hz}$ . Cette variation était nécessaire pour suivre les variations de longueurs (quelques centaines de microns) du mode cleaner.

### Résonance dans la cavité de recyclage

Afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit pour le signal d'onde gravitationnelle, les bandes latérales doivent aussi être recyclées. La condition de résonance est

$$\frac{\omega}{c}2l_{rec} = 0[2\pi] \quad (3.17)$$

pour la porteuse et

$$\frac{\omega \pm 2\pi f_{mod}}{c}2l_{rec} = \pi + \phi_{FP}[2\pi] \quad (3.18)$$

pour les bandes latérales, où  $\phi_{FP}$  est la phase introduite par les cavités Fabry-Perot pour les bandes latérales lorsqu'elles sont résonantes pour la porteuse. Lorsque la condition microscopique sur la longueur  $l_{rec}$  (3.17) est remplie, la condition (3.18) se transforme en une condition macroscopique

$$\frac{2\pi f_{mod}}{c} 2l_{rec} = \pi + \phi_{FP}[2\pi] \quad (3.19)$$

Un calcul analytique prenant en compte le déphasage introduit par les Fabry-Perot donne  $l_{rec} = 12.073$  m. La largeur de raie de la cavité de recyclage correspondant à 50 cm pour la fréquence de modulation, une précision de quelques centimètres est suffisante sur cette longueur. Cette longueur a été vérifiée à l'aide des mesure de positionnement des enceintes des miroirs effectuées à leur installation. Cette condition de résonance a aussi été vérifiée grâce à la mesure du déphasage du faisceau avec et sans recyclage (voir détails en annexe D).

### Résonance du mode TEM<sub>01</sub> dans les cavités Fabry-Perot

Pour le bon fonctionnement de l'alignement global il est nécessaire que le mode TEM<sub>01</sub> de la bande latérale droite résonne dans les cavités Fabry-Perot. Ceci signifie que la fréquence de modulation doit correspondre à la fréquence de séparation  $f_{sep}$  entre deux modes TEM (modulo un nombre entier d'intervalles spectral libre). La fréquence de séparation étant définie par le rayon de courbure des miroirs de la cavité et sa longueur il est important de connaître les rayons de courbure afin d'ajuster la fréquence de modulation pour qu'elle remplisse cette condition. La fréquence de séparation entre deux modes est :

$$f_{sep} = \nu_{00} - \nu_{01} = \frac{c}{2\pi L_{FP}} \arccos \sqrt{1 - \frac{L_{FP}}{R_2}} \quad (3.20)$$

où  $R_2$  est le rayon de courbure du miroir de bout de bras (le miroir d'entrée étant plat il n'intervient pas ici). La fréquence de modulation doit donc vérifier

$$f_{mod} = f_{sep} + qISL_{FP} \quad (3.21)$$

où  $q$  est un entier (dans ce cas  $q = 125$ ) et  $ISL_{FP} = c/2L$  est l'intervalle spectral libre de la cavité. Cette condition doit être vérifiée avec une précision correspondant à la largeur de raie de la cavité, c'est à dire  $\pm 500$  Hz. Pour vérifier que cette condition est vérifiée il est donc nécessaire de connaître le rayon de courbure des miroirs. Pour cela deux méthodes indépendantes ont été utilisées : la première utilise les cartes de surface des miroirs mesurés après le dépôt des couches di-électriques ; la deuxième utilise le signal transmis par la cavité quand ses miroirs sont libres mais convenablement alignés. Cette dernière est détaillée ici. Celle-ci a l'avantage d'utiliser directement les signaux de l'interféromètre alors

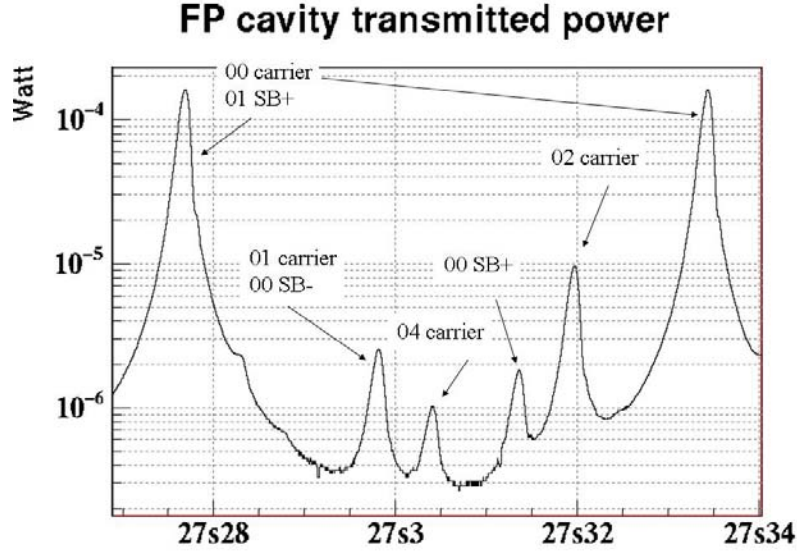


FIG. 3.8 – Puissance transmise par une cavité Fabry-Perot libre en fonction du temps.

que la première peut être entachée d'erreurs liée au set-up l'instrumental utilisé pour la mesure des cartes. On sait en effet que le système utilisé pour maintenir les miroirs lors de cette mesure pouvait provoquer une déformation des miroirs.

Le spectre optique obtenu en transmission d'une cavité libre est montré sur la Figure 3.8. On y distingue les résonances de la porteuse pour les modes  $TEM_{nm}$  pour  $n+m=0,1,2$  et 4. La différence de longueur entre deux résonances est donnée par :

$$\frac{d_{nm-00}}{(n+m)d_{00-00}} = \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{1 - \frac{L_{FP}}{R_2}} \quad (3.22)$$

où  $d_{nm-00}$  est la différence de longueur entre les résonances des modes  $TEM_{nm}$  et  $TEM_{00}$  et  $d_{00-00}$  est la différence de longueur (égale à  $\lambda/2$ ) entre deux résonances  $TEM_{00}$  consécutives. La différence de longueur entre deux modes  $TEM_{00}$  étant connue, la position de ces modes peut servir de calibration, cependant la vitesse des miroirs n'étant pas constante il est nécessaire de la déterminer. Pour des miroirs peu excités leur position en fonction du temps peut être assimilée à une sinusoïde sur une courte période de temps ( 1 seconde). Ceci est illustré sur la Figure 3.9 où la longueur de la cavité est reportée en fonction du temps : les points représentent les positions des résonances  $TEM_{00}$  et la ligne pointillée la longueur  $l(t)$  ajustée sur ces points à l'aide d'une sinusoïde. La longueur de la cavité peut ainsi être déterminée pour les autres modes. Cette méthode est utilisée pour les modes  $m+n=1,2,4$  sur quelques dizaines de points. Le rayon de courbure est ensuite déduit par

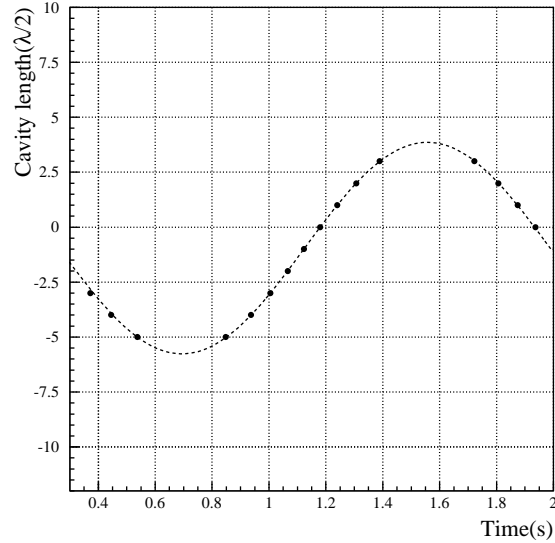


FIG. 3.9 – Exemple de la mesure de la vitesse d’une cavité Fabry-Perot. Les points représentent les positions des résonances  $TEM_{00}$  et la ligne pointillée la longueur  $l(t)$  ajustée sur ces points.

la relation (3.22).

Les mesures du rayon de courbure sont reportées dans le tableau 3.1. L’incertitude est donnée par l’écart type de la distribution. La précision obtenue avec cette méthode est de l’ordre de 20 m. Comme les modes différents n’ont pas la même distribution de puissance et que la courbure des miroirs n’est pas nécessairement uniforme, les rayons mesurés peuvent différer d’un mode à l’autre.

Plusieurs méthodes ont été développées en simulation, toutes basées sur les mesures des cartes de surface des miroirs. Les résultats d’une méthode utilisant une technique similaire à celle décrite ci-dessus sont reportés dans le tableau 3.1. L’accord est bon pour le bras nord alors qu’un écart systématique de l’ordre de 70 m est observé pour le bras ouest. Ceci peut être lié à une erreur lors de la mesure des cartes des miroirs : on sait en effet que la technique utilisée pour soutenir le miroir lors de cette mesure introduisait un léger biais.

Les fréquences de modulation optimales déduites de ces mesures et des relations (3.20) et (3.21) sont  $f_{\text{mod}}^{\text{opt},\text{N}} = 6264420 \pm 100$  Hz pour la cavité nord et  $f_{\text{mod}}^{\text{opt},\text{W}} = 6264340 \pm 200$  Hz pour la cavité ouest. La fréquence de modulation utilisée correspond à ces valeurs optimales à 300 Hz près, c’est à dire dans la gamme autorisée pour le bon fonctionnement de l’alignement global.

	Cavité libre	Cartes des miroirs
North cavity	m+n=1 $3555 \pm 20$	m+n=1 $3563 \pm 20$
	m+n=2 $3550 \pm 10$	m+n=2 $3558 \pm 10$
	m+n=4 $3585 \pm 10$	
West cavity	m+n=1 $3570 \pm 40$	m+n=1 $3643 \pm 20$
	m+n=2 $3540 \pm 20$	m+n=2 $3614 \pm 10$

TAB. 3.1 – *Rayons de courbure des miroirs de bout de bras déduits du spectre optique des cavités avec les données réelles (première colonne) et avec des données simulées utilisant les cartes des miroirs (deuxième colonne).*

## Résumé

On a ainsi montré que la fréquence de modulation vérifie les conditions de résonance dans les cavités Fabry-Perot ainsi que dans la cavité de recyclage. Celles-ci doivent être vérifiées à quelques centaines de hertz près. La condition de résonance dans le mode cleaner d'entrée étant la plus stricte, la fréquence de modulation est régulièrement ajustée de quelques hertz en fonction de la longueur de cette cavité.

## 3.5 Analyse des bruits instrumentaux

La mise en route d'un instrument complexe comme Virgo se fait par étapes. D'une part la configuration optique évolue d'une simple cavité Fabry-Perot à un interféromètre de Michelson recyclé. D'autre part les asservissements sont progressivement mis en place. Ces asservissements, s'ils permettent de verrouiller l'interféromètre sur son point de fonctionnement (cavités résonnantes et Michelson sur la frange noire) et d'obtenir une bonne stabilité (avec un alignement global), introduisent des bruits (appelés bruits de contrôle dans la suite) dans la bande de détection de Virgo. Ces bruits techniques doivent être combattus avant de pouvoir atteindre la limite donnée par les bruits fondamentaux définissant la sensibilité nominale de Virgo. D'autre part, certains bruits transitoires ou non stationnaires peuvent générer un fort taux de déclenchement des algorithmes de recherche d'ondes gravitationnelles car ils génèrent une augmentation du bruit dans une bande en fréquence particulière. Ces bruits doivent aussi être identifiés afin de, dans un premier temps mettre en place des vetos sur les périodes concernées puis, de définir les actions nécessaires pour éliminer leur source ou/et leur couplage au signal de frange noire.

L'analyse des bruits limitant la sensibilité de Virgo a fait l'objet de la thèse de R. Gouaty que j'ai co-dirigé [2]. Cette analyse a consisté, à chaque avancée dans le commissioning du détecteur, à identifier les bruits limitant la sensibilité, ainsi que leur source et le mécanisme de couplage au signal de frange noire. L'impact d'un bruit instrumen-



tal peut ensuite être réduit par la réduction du bruit à sa source et/ou de son couplage au signal de frange noire. Les sensibilités obtenues lors des runs C5 (décembre 2004) à C7 (septembre 2005) sont montrées sur la Figure 3.10. Les améliorations apportées au détecteur durant l'année 2005 ont permis un gain d'un à presque trois ordres de grandeur suivant la fréquence considérée.

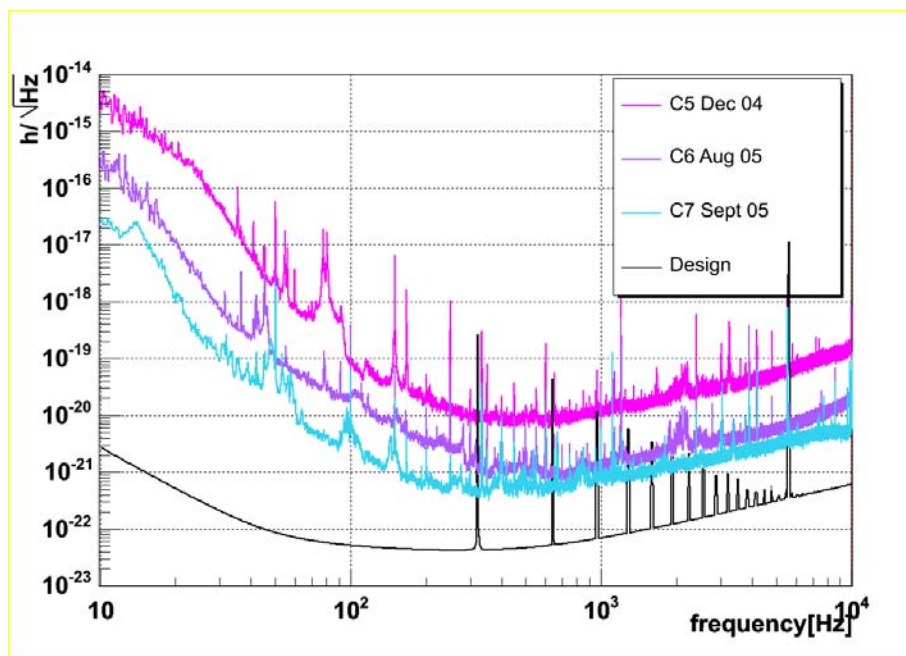


FIG. 3.10 – Sensibilités des runs C5, C6 et C7 comparées au design. Le design est donné pour une puissance incidente de 10 Watts. La puissance incidente pour ces runs était 0.8 Watts.

La figure 3.11 montre la sensibilité obtenue lors du run C6 ainsi que les contributions individuelles des bruits identifiés. La sensibilité est bien expliquée par la somme de toutes ces contributions. A basse fréquence ( $< 50$  Hz) la sensibilité est généralement limitée par les bruits introduits par les contrôles angulaires ainsi que par le contrôle longitudinal des miroirs, comme on peut le voir sur la Figure 3.11. En effet, un déplacement angulaire des miroirs génère un déplacement longitudinal du miroir par rapport au faisceau si le faisceau n'est pas centré par rapport à l'axe de rotation du miroir. La mesure du couplage entre le bruit angulaire et le bruit longitudinal a ainsi permis de déduire que le faisceau était décentré de 1 à 2 centimètres sur certains miroirs. Une amélioration du centrage d'un facteur 100 (à 0.1 mm) permettra ainsi de réduire l'impact des bruits angulaires du même facteur. Le centrage a déjà été amélioré d'un facteur 10 début 2006. Le contrôle longitudinal des miroirs peut aussi être source de bruit. Il a en particulier

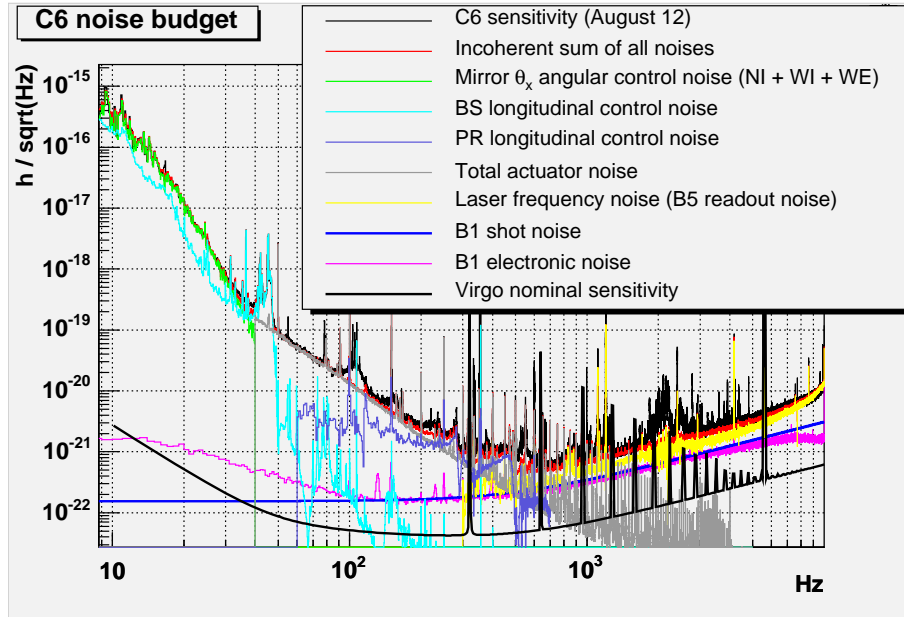


FIG. 3.11 – Budget de bruit pour la sensibilité du run C6. La courbe noire donne la sensibilité et les courbes de couleur les contributions des bruits identifiés, la courbe jaune est la somme incohérente de tous ces bruits.

été montré que le bruit de photons de la photodiode utilisée pour contrôler la séparatrice génère un bruit longitudinal de cette dernière. Ce bruit sera supérieur au design si la stratégie de contrôle du run C5 était appliquée. Une stratégie plus complexe permettant de soustraire ce bruit [57] a été mise en place pour les runs suivants. Un bon réglage de cette stratégie devrait réduire ce bruit à un niveau inférieur à la sensibilité du design. Dans la zone de fréquences intermédiaires (autour de 100 Hz) la sensibilité est en général limitée par le bruit électronique des actionneurs utilisés pour contrôler la position des miroirs (courbe nommée *Total actuator noise* sur la Figure 3.11).

Au dessus de quelques centaines de hertz, on trouve du bruit en fréquence et en puissance du faisceau laser, le bruit de photons du signal de frange noire, ainsi que du bruit de phase lié à la démodulation du signal. Je me suis plus particulièrement intéressée à cette région en fréquence, c'est pourquoi je développe dans la suite l'impact de ces bruits dans la courbe de sensibilité de Virgo.

### 3.5.1 Bruit de phase

#### Couplage du bruit de phase

Un bruit de phase peut être introduit soit lors de la modulation de phase du faisceau, à l'entrée de l'interféromètre, soit par l'électronique de démodulation. En effet, le processus

de démodulation, effectué par l'électronique des photodiodes, est équivalent au produit du signal de la photodiode par le signal de modulation (sinusoïde à 6.25 MHz). En l'absence de bruit de phase, le signal à la fréquence de modulation mesuré par la photodiode peut s'écrire comme la somme de deux composantes (dites en phase et en quadrature) :

$$S = S_p \cos(\Omega t) + S_q \sin(\Omega t) \quad (3.23)$$

Lors du processus de démodulation ce signal est multiplié par le signal fourni par la carte LO :  $LO_p = \cos(\Omega t)$  pour obtenir le signal en phase noté ACp et par  $LO_q = \sin(\Omega t)$  pour obtenir le signal en quadrature noté ACq (la composante à  $2\Omega$  résultant de ce processus est filtrée pour ne garder que les basses fréquences) et on a :

$$ACp = \frac{S_p}{2} \quad \text{et} \quad ACq = \frac{S_q}{2} \quad (3.24)$$

Supposons que le faisceau entrant dans l'interféromètre soit affecté d'un bruit de phase  $\delta\phi_i$  ( $S = S_p \cos(\Omega t + \delta\phi_i) + S_q \sin(\Omega t + \delta\phi_i)$ ) et que le signal utilisé pour la démodulation soit affecté d'un bruit de phase  $\delta\phi_o$  ( $LO_p = \cos(\Omega t + \delta\phi_o)$ ). On a alors, après démodulation :

$$ACp = \frac{S_p}{2} + \frac{S_q}{2}(\delta\phi_i - \delta\phi_o) \quad (3.25)$$

Ainsi, un bruit de phase du faisceau ou de l'électronique de démodulation génère un bruit de phase  $\delta\phi = \delta\phi_i - \delta\phi_o$  dans le signal proportionnellement au signal présent dans la voie en quadrature :  $\delta ACp = ACq \times \delta\phi$ . La voie en quadrature est sensible à certains défauts de l'interféromètre comme les défauts d'alignement. Le bruit résultant peut donc être combattu d'une part en améliorant la source du bruit de phase, d'autre part en réduisant son couplage dans le signal de frange noire, c'est à dire par la réduction de la quantité de signal dans la voie ACq avec un meilleur alignement de l'interféromètre.

## Sources de bruit de phase

Deux sources de bruit de phase ont été identifiées :

- Le générateur du signal de modulation : le signal de ce générateur est envoyé d'une part au modulateur electro-optique (EOM) pour moduler le faisceau laser, d'autre part vers l'électronique de démodulation des photodiodes (voir Figure 3.2). Ainsi, un bruit de phase du générateur  $\delta\phi_{gen}$  résultera en un bruit de phase du faisceau à l'entrée de l'interféromètre  $\delta\phi_i = FT_{IMC}(f)\delta\phi_{gen}$  et un bruit de phase du signal de LO  $\delta\phi_o = \delta\phi_{gen}$ . Le terme  $FT_{IMC}(f) = 1/(1 + if/f_c)$  représente la fonction de transfert du mode cleaner d'entrée ou  $f_c = 500 \text{ Hz}$  est la fréquence de coupure de cette cavité. Notons que le filtrage des cavités Fabry-Perot n'intervient pas car la composante du faisceau à  $\Omega$  ne résonne pas dans ces cavités. Le bruit de phase mesuré sur le signal de frange noire est alors donné par :

$$\delta\phi(f) = \delta\phi_i(f) - \delta\phi_o(f) = \delta\phi_{gen}(f) \frac{\frac{f}{f_c}}{\sqrt{1 + (\frac{f}{f_c})^2}} \quad (3.26)$$

- L'électronique distribuant le signal de démodulation (carte LO) : cette électronique sert à dupliquer le signal du générateur pour le distribuer à l'ensemble des photodiodes ainsi qu'à ajuster sa phase de manière à obtenir tout le signal d'onde gravitationnelle dans la voie ACq. Cette électronique peut elle aussi rajouter du bruit de phase  $\delta\phi_o$ , on a alors un bruit de phase sur la frange noire :

$$\delta\phi(f) = \delta\phi_o(f) \quad (3.27)$$

### Bruit de phase dans Virgo

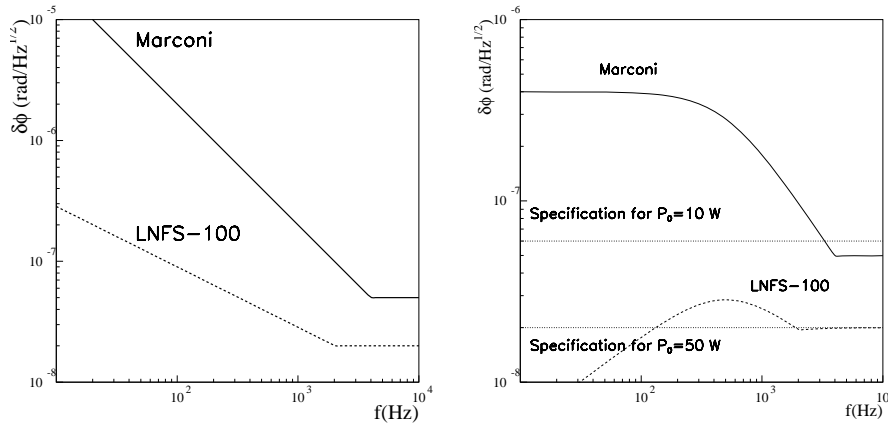


FIG. 3.12 – *A gauche : bruit de phase intrinsèque des générateurs utilisés pour la modulation (Marconi jusqu'à fin 2005, LNFS-100 après). A droite : bruit de phase après démodulation pour ces mêmes générateurs. Les spécifications sont aussi données pour une puissance incidente de 10 ou 50 Watts et un gain de recyclage de 50 en supposant un couplage similaire à celui des runs C6 et C7.*

Pendant le run C5 le bruit à haute fréquence (au dessus de quelques centaines de hertz) était de 20 à 50 fois supérieur au bruit attendu pour le bruit de lecture des photodiodes. Ce bruit était non stationnaire et variait proportionnellement à la quantité de signal dans la voie ACq. Une mesure du couplage suivant l'hypothèse du bruit de phase a montré que ce bruit pouvait résulter d'un bruit de phase de  $0.5\mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Une mesure du bruit de phase des cartes LO a donné un résultat compatible avec cette estimation. La principale source de bruit sur cette carte a été identifiée et supprimée, résultant en une réduction d'au moins un facteur 3 de ce bruit. D'autre part, la stratégie d'alignement automatique a été mise en place après le run C5, résultant en un bien meilleur alignement de l'interféromètre et une réduction d'un facteur 20 à 50 du signal dans la voie ACq. Après ces deux améliorations l'impact du bruit de la carte LO est réduit à environ  $0.07\mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$  et devrait permettre

d'atteindre la sensibilité du design de Virgo.

De plus, l'impact du bruit du générateur a été étudié. La Figure 3.12 montre le bruit de phase du générateur donné par le constructeur (à gauche) ainsi que le bruit équivalent après démodulation (à droite) donné par (3.26). Le générateur utilisé jusqu'au run C7 était le Marconi. Les spécifications données pour des puissances incidentes de 10 et 50 Watts sont calculées de manière à ce que le bruit de phase soit deux à trois fois inférieur au bruit de photons et en supposant un couplage (i.e. l'amplitude du signal sur la voie ACq) identique à celui mesuré pendant les runs C6 et C7. L'alignement global devrait pouvoir être amélioré par rapport à ces runs, diminuant ce signal et ainsi relâchant la contrainte sur le bruit de phase. Cependant, on peut anticiper que le bruit du Marconi limitera la sensibilité pour  $P_0 = 10$  W, il a donc été remplacé fin 2005 par un meilleur générateur (LNFS-100) dont les performances sont suffisantes pour que le bruit de phase ne limite pas la sensibilité de Virgo.

Pour une version à plus forte puissance, un meilleur générateur sera nécessaire et/ou un meilleur alignement. Il est cependant envisagé d'utiliser dans le futur la technique de détection DC (voir section 3.2.1). Cette technique ne nécessitant pas de démodulation, la mesure n'est pas affectée par ce bruit de phase.

### 3.5.2 Bruits en puissance

#### Bruit en puissance dans la bande passante de Virgo

Le signal de frange noire est proportionnel à la puissance incidente sur l'interféromètre et à la différence de longueur entre les deux bras :

$$S \propto P \times L_- \quad (3.28)$$

La puissance incidente peut s'écrire  $P = P_0 + \delta P$  où  $P_0$  est la puissance incidente moyenne et  $\delta P$  ses petites fluctuations. La différence de longueur  $L_-$  peut aussi s'écrire  $L_- = L_-^{rms} + \delta L_-$  où  $L_-^{rms}$  représente les fluctuations de longueur à basse fréquence et  $\delta L_-$  est le déplacement induit par une éventuelle onde gravitationnelle. Une fluctuation de la puissance incidente  $\delta P$  peut donc générer un signal équivalent à celui d'une onde gravitationnelle d'amplitude  $h = \delta L_- / L_-$  :

$$\delta L_- = \frac{\delta P}{P_0} L_-^{rms} \quad (3.29)$$

$L_-^{rms}$  est donné par la précision avec laquelle on contrôle cette différence de longueur (incluant un possible dérèglement statique par rapport à la condition de frange noire). Pendant le run C6 une bonne cohérence entre le bruit en puissance et le signal de frange noire ont été observées. La précision du contrôle de la différence de longueur ( $L_-^{rms}$ ) peut être déduite des signaux des photodiodes calibrés et donne une valeur comprise entre  $2 \times 10^{-13}$  et  $5 \times 10^{-12}$  m. En utilisant l'équation (3.29) on montre que certaines structures de bruit

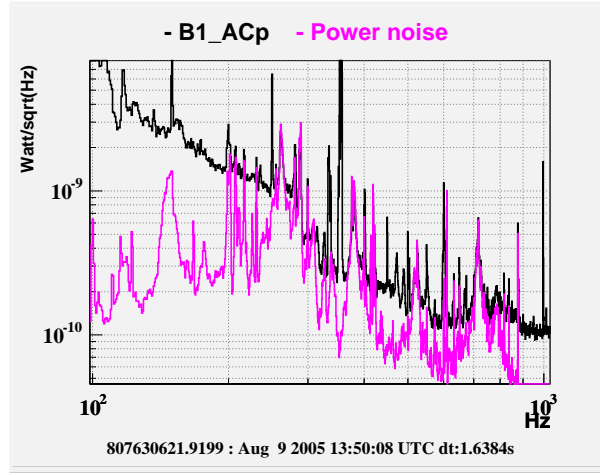


FIG. 3.13 – Contribution du bruit en puissance (courbe rose) au signal de frange noire (courbe noire) pendant le run C6.

observées, à quelques centaines de hertz, dans le signal de frange noire peuvent être expliquées par du bruit en puissance. La contribution du bruit en puissance au signal de frange noire pendant le run C6 est montrée sur la Figure 3.13. Pour faire cette estimation on a supposé  $L_-^{rms} = 2 \times 10^{-12}m$ , en accord avec l’encadrement donné ci-dessus.

Ce bruit en puissance était généré par une fluctuation de la position du faisceau à l’entrée de la cavité mode cleaner d’entrée. En effet un désalignement du faisceau par rapport à l’axe de la cavité résulte en une variation du couplage du faisceau à la cavité et donc en une variation de la puissance transmise. La stabilisation en puissance du faisceau a donc été modifiée de manière à corriger cet effet : auparavant le signal d’erreur de la boucle était prélevé avant le mode cleaner et ne contenait donc pas cette information, le signal utilisé maintenant est prélevé en sortie du mode cleaner. Ce bruit en puissance ne limitait ainsi plus la sensibilité du run C7.

Pour une différence de longueur résiduelle  $L_-^{rms} = 2 \times 10^{-12}m$  il est nécessaire d’avoir

$$\frac{\delta P}{P_0} < 5 \times 10^{-8} \quad (3.30)$$

pour que l’impact de ce bruit reste en dessous du design de Virgo. Ce niveau de stabilisation est en principe réalisable. Notons aussi que la précision du verrouillage peut en principe être améliorée de manière à réduire le couplage de ce bruit au signal de frange noire.

## Bruit en puissance à la fréquence de modulation

Une autre source de bruit en puissance est le bruit en puissance du laser à la fréquence de modulation,  $\delta P_{mod}/P$ . Ce bruit génère dans le signal démodulé un bruit proportionnel à la puissance totale reçue sur la photodiode ( $P_{df}$ ) :

$$\delta S_p = \frac{\delta P_{mod}}{P} P_{df} \quad (3.31)$$

Ce bruit doit lui aussi être inférieur au bruit de photons donné par  $\delta S_p = \sqrt{2h_P \nu P_{df}}$  et doit donc vérifier :

$$\frac{\delta P_{mod}}{P} < \sqrt{\frac{2h_P \nu}{P_{df}}} \quad (3.32)$$

Les contraintes sur ce bruit en puissance dépendent donc de la puissance sur la frange noire et donc du défaut de contraste. Le bruit du laser à 6 MHz est  $2 \times 10^{-9}/\sqrt{Hz}$ . Etant donné le bon défaut de contraste après le mode cleaner de sortie ( $3 \times 10^{-5}$ ) il est nécessaire d'avoir  $\delta P/P < 2 \times 10^{-9}/\sqrt{Hz}$  afin d'atteindre la sensibilité optimale de Virgo. Le bruit du laser actuel étant comparable à cette valeur il a donc été prévu d'installer un pré-mode cleaner afin de réduire ce bruit.

### 3.5.3 Bruit en fréquence

#### Couplage du bruit en fréquence

Un bruit en fréquence  $\delta \nu$  du laser est équivalent à un bruit en longueur des cavités  $\delta L$  tel que  $\delta L/L = \delta \nu/\nu$ . Ce bruit étant néanmoins commun aux deux cavités, il s'annule dans le phénomène d'interférence et ne donne pas de signal sur la frange noire. Cependant, les deux cavités n'étant pas parfaitement symétriques, l'annulation n'est pas parfaite et le bruit en fréquence du laser affecte le signal de frange noire en créant un bruit équivalent à un bruit de différence de longueur des cavités :

$$\delta L_- = \text{CMRF} \frac{\delta \nu}{\nu} L \quad (3.33)$$

où CMRF est le facteur de rejet du mode commun et dépend des asymétries entre les deux cavités. Les principales asymétries sont l'asymétrie de finesse, l'asymétrie de pertes et l'asymétrie d'adaptation du faisceau. Celles-ci génèrent une asymétrie de reflectivité des Fabry-Perot (pour les pertes et l'adaptation du faisceau) ou une asymétrie de la phase du faisceau réfléchi par les Fabry-Perot (pour les pertes et la finesse). L'effet de l'asymétrie de finesse étant filtré par le pôle de la double cavité (situé à environ 10 Hz), celle-ci ne joue un rôle qu'à basse fréquence (en dessous de quelques centaines de Hz) alors que les deux autres effets dominent à haute fréquence [57].

Au-dessus de quelques centaines de hertz le facteur de rejet est donc principalement donné par :

$$CMRF = \frac{F}{2\pi}(P_N - P_W) + (\alpha_W^2 - \alpha_N^2) \quad (3.34)$$

où  $P_{N(W)}$  sont les pertes par aller-retour dans la cavité nord (resp. ouest) et  $\alpha_{N(W)}^2$  est le coefficient de couplage du faisceau incident à la cavité nord (resp. ouest) et est donné par :  $1 - \alpha_{N(W)}^2 = (w_{N(W)} - w_0)^2/w_0^2$ ,  $w_0$  représentant le waist du faisceau incident et  $w_{N(W)}$  le waist de la cavité. Les pertes dans les cavités n'ont pas été mesurées indépendamment, cependant, une simulation incluant les cartes de surface des miroirs indique une asymétrie de pertes de l'ordre de 50 ppm, et ainsi un rejet du mode commun  $CMRF_P = \frac{F}{2\pi}(P_N - P_W) \simeq 5 \times 10^{-4}$ .

Le deuxième terme de (3.34) peut se réécrire, pour des petits défauts de couplage :

$$CMRF_\alpha = (\alpha_W^2 - \alpha_N^2) = \frac{1}{4} \left( \frac{R_W - R_N}{R - L} \right) \left( \frac{(w_N - w_0) + (w_W - w_0)}{w_0} \right) \quad (3.35)$$

où  $R_{N(W)}$  est le rayon de courbure du miroir de bout de bras et  $L$  la longueur des bras. Les mesures des rayons de courbure des miroirs de bout de bras donnent une différence de quelques dizaines de mètres. D'autre part, le couplage du faisceau était, en 2005,  $\alpha_N^2(W) \simeq 94\%$ , équivalent à  $(w_{N(W)} - w_0)/w_0 \simeq 20\%$ . On attend ainsi  $CMRF_\alpha \simeq 0.004$  (pour  $R_W - R_N = 20$  m).

## Bruit en fréquence dans Virgo

Quand l'interféromètre est verrouillé le bruit en fréquence est mesuré par la photodiode B5 et une correction est appliquée sur le laser afin de le corriger (boucle de stabilisation en fréquence schématisée sur la Figure 3.3). Le bruit de lecture de cette photodiode (bruit électronique et bruit de photons) est ainsi transformé en bruit en fréquence. Ce phénomène a été observé avec l'interféromètre recombinaison (sans recyclage) pendant le run C4 et avec l'interféromètre recyclé pendant les runs C6 et C7. Pour le run C4 une calibration du signal de la photodiode (Hz/V) permet de déterminer le bruit en fréquence équivalent au bruit de lecture. Le rapport entre ce bruit et le bruit observé sur la frange noire permet de déterminer la valeur du CMRF. On a ainsi mesuré un CMRF d'environ 0.003 au dessus de 1 kHz pendant le run C4. Une mesure indépendante a été effectuée pendant le run C5 à l'aide d'une ligne en fréquence appliqué sur le laser et donne une mesure similaire.

En mode recyclé, pour les runs C6 et C7, le bruit en fréquence généré par le bruit de lecture de la photodiode B5 limitait aussi la sensibilité à haute fréquence au dessus de quelques centaines de hertz (voir Figure 3.11). Cependant la calibration de cette photodiode n'ayant pas été effectuée, il n'est pas possible de mesurer le CMRF. Une simulation réaliste incluant les boucles de contrôle de l'interféromètre et les bruits de lecture des



photodiodes a alors été utilisée pour estimer l'impact de ce bruit sur la sensibilité : la courbe de sensibilité observée en simulation reproduit bien la sensibilité mesurée pour un CMRF de l'ordre de 0.002 [56].

Ainsi, le facteur de rejet du mode commun a été mesuré dans diverses configurations et est de l'ordre de 0.002-0.003 au dessus de quelques centaines de hertz. Cette mesure correspond à la valeur attendue pour le défaut de couplage du faisceau mesuré (voir ci-dessus).

On doit s'assurer que ce bruit ne limitera pas la sensibilité de Virgo. Notons que ce bruit a été réduit entre C6 et C7 par une optimisation du rapport signal sur bruit de ces photodiodes, cette amélioration est visible sur la Figure 3.10). Pour une puissance incidente de 10 Watts le bruit de lecture est donné par le bruit de photons. Un étude en simulation ainsi que l'extrapolation du bruit observé pendant C6 et C7 permet de déterminer que le CMRF doit être inférieur à 0.001. Si l'asymétrie de pertes est de l'ordre de 100 ppm cette condition est vérifiée, cependant le couplage du faisceau aux cavités doit être amélioré. La Figure 3.14 montre le CMRF en fonction du couplage du faisceau aux cavité pour deux différences de rayons de courbure réalistes. On voit que le couplage doit être supérieur à 99% pour atteindre un CMRF de 0.001. Il faut cependant remarquer que si

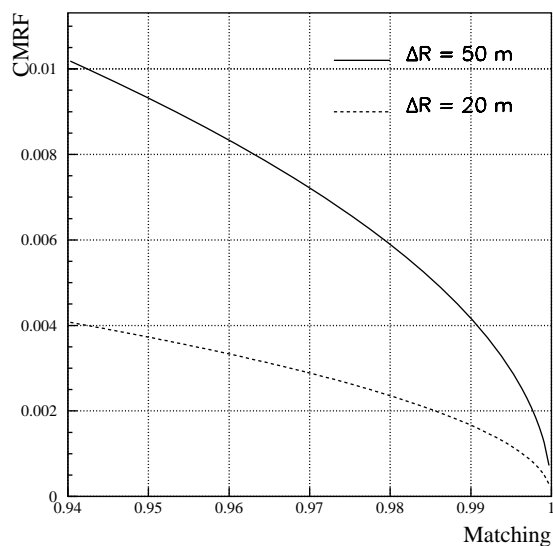


FIG. 3.14 – Valeur du  $CMRF$  en fonction du défaut de couplage du faisceau aux cavités pour des différences de rayons de courbure de 20 m et 50 m.

une détection DC est utilisée dans le futur une asymétrie de reflectivité des cavités Fabry-Perot ne contribue qu'au défaut de contraste et n'engendre pas de bruit en fréquence. Cela permettra de relâcher les contraintes sur le couplage du faisceau aux cavités Fabry-Perot.

### 3.5.4 Bruit environnemental

Certaines structures autour de 2 kHz visibles sur la sensibilité du run C6 (voir Figure 3.11) ont été identifiées comme du bruit sismique se couplant directement aux photodiodes situées sur le banc de détection externe non isolé.

Les pompes permettant de maintenir le vide dans les enceintes des miroirs et des bancs d'injection et de détection ont été arrêtées à la fin du run et il a été remarqué que la structure à 2 kHz disparaissait avec l'extinction de celle du banc de détection. Cette structure a pu être reproduite lors d'un test de bruit acoustique près du banc externe supportant les photodiodes du faisceau de frange noire. Il peut être déduit de ses observations que ces structures sont probablement des résonances mécaniques excitées par la rotation de la pompe à vide. Cette enceinte à vide ne présentant pas de fuite, sa pompe a été arrêtée pour le run suivant : ces structures ont en effet disparu dans la sensibilité du run C7.

Une solution à plus long terme a été étudiée au LAPP et sera prochainement mise en place : elle consiste à implémenter une isolation passive du banc optique par rapport au bruit sismique. Les pieds du banc seront ainsi modifiés de manière à inclure une plaque anti-vibratoire permettant d'atténuer les vibrations au delà de quelques dizaines de hertz.

### 3.5.5 Bilan des sources de bruit à haute fréquence

Des sources de bruit limitant ou susceptibles de limiter la sensibilité à haute fréquence (au-dessus de quelques centaines de Hz) ont été identifiées ainsi que leur mécanisme de couplage. Pendant le run C5 la sensibilité était limitée par du bruit de phase de la carte LO se couplant au signal de frange noire par les défauts d'alignement de l'interféromètre. La mise en place de l'alignement global ainsi que l'amélioration de la carte LO a permis de réduire ce bruit de deux ordres de grandeurs. Pendant les runs C6 et C7, la sensibilité était limitée par le bruit de photons du faisceau de frange noire ainsi que par du bruit en fréquence. L'impact du bruit en fréquence pourra être réduit par la réduction de son couplage, avec, en particulier un meilleur couplage du faisceau incident aux Fabry-Perot. Le bruit de photons sera réduit par l'augmentation de la puissance incidente. L'impact du bruit environnemental sera réduit par une meilleure isolation des bancs optiques.

L'impact d'autres sources de bruit a été anticipé : d'une part, le générateur du signal à la fréquence de modulation a été remplacé par un générateur possédant un bruit de phase plus faible et d'autre part, un pré-mode cleaner sera installé afin de réduire le bruit de puissance du laser à 6 MHz.

Pour une version de Virgo à plus haute puissance incidente (on prévoit  $P_0 = 50$  Watts pour Virgo+ en 2008) les contraintes sur ces bruits seront plus fortes, sauf si la technique de détection est aussi modifiée avec la détection DC : les couplages de ces bruits au signal de frange noire sont en effets réduits ou inexistants.

### 3.5.6 Bruits transitoires ou non stationnaires

Les bruits transitoires sont par exemple liés à une excitation temporaire d'une partie du système et génèrent un bruit qui peut être confondu avec un signal d'onde gravitationnelle, particulièrement dans le cas des recherches de supernovae pour lesquelles la forme du signal n'est pas connue. Il est donc important d'identifier les sources de bruits transitoires afin si possible, d'éliminer la source du bruit, si non, de mettre en place des vetoes.

La non-stationnarité du bruit gêne aussi la recherche d'ondes gravitationnelles car une augmentation d'un bruit résulte en un plus fort taux de déclenchement. Les sources de non-stationnarités doivent aussi être comprises et combattues.

#### Bruits transitoires pendant le commissioning du CITF

Les bruits transitoires ont tout d'abord été recherchés pendant le commissioning de la partie centrale de Virgo (le CITF) [58]. Pour cela un algorithme simple de recherche de variations rapides (glitches) des signaux des photodiodes a été développé. Parmi les principaux bruits identifiés on peut citer :

- des erreurs de lecture occasionnelles des ADC des photodiodes. Ce problème était lié à la lecture de signaux sur la première carte du châssis, cette carte ayant la particularité de donner l'adresse des signaux à lire sur les autres cartes. La suppression des signaux sur la première carte a permis de résoudre ce problème. D'autres problèmes de lecture affectant certaines voies n'ont cependant pas été compris et limitent le nombre de voies utilisables.
- des oscillations à des fréquences de l'ordre de 1800 Hz ont pu être associées au fonctionnement de picomoteurs du banc de détection utilisés pour centrer le faisceau sur le mode cleaner de sortie. Ces moteurs peuvent générer des vibrations mécaniques affectant la position du faisceau ou bien des perturbations électriques liées à un phénomène de diaphonie entre les câbles portant le signal envoyé aux picomoteurs et celui des photodiodes. Un veto a été mis en place pour éliminer ces périodes. Notons qu'avec l'amélioration de la stabilité de l'alignement général de l'interféromètre l'alignement du faisceau sur le mode cleaner est cependant de moins en moins fréquent (moins d'un par jour a été réalisé pendant les runs C6 et C7).
- des fluctuations de puissance rapides liées au laser ont aussi été identifiées. Le laser utilisé à cette époque était un laser auxiliaire, le laser de Virgo n'étant pas disponible. Ces fluctuations ont disparu avec son remplacement par le laser de Virgo.

#### Bruits transitoires pendant les runs C6 et C7

Les données des runs C6 et C7 ont été systématiquement analysées par les différents groupes d'analyse. J'ai participé à la compréhension d'événements à haut rapport signal sur bruit dans les recherches de coalescences d'étoiles binaires et de supernovae. Des vetoes

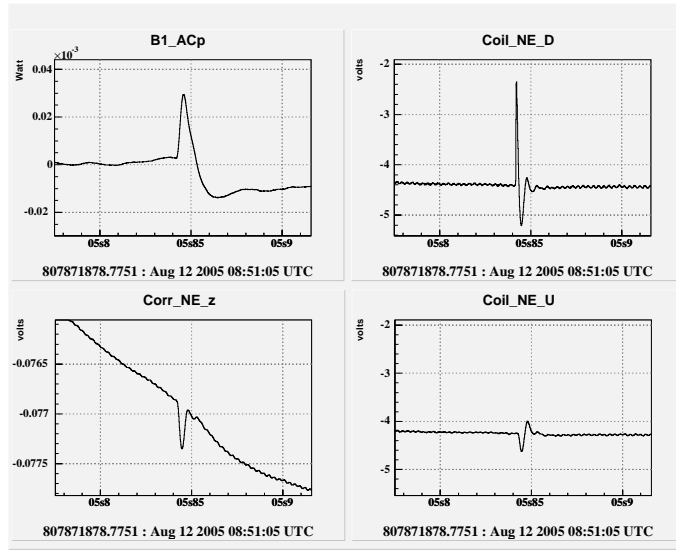


FIG. 3.15 – Exemple de transition rapide liée à un dysfonctionnement du DAC utilisé pour envoyer le signal de correction (*Corr\_NE\_z*) aux bobines (*Coil\_NE\_D* et *Coil\_NE\_U*). Le glitch dans le courant de la bobine D génère un déplacement du miroir mesuré par le signal de frange noire *B1\_ACp* pouvant être interprété comme un événement astrophysique.

ont ensuite été mis en place par ces groupes. Voici quelques exemples de ces bruits :

- le taux de déclenchement était particulièrement élevé pour les deux analyses pendant les premières minutes du verrouillage de l'interféromètre. Ceci est lié au fait que lors de la perte du verrouillage de l'interféromètre les modes violons des fils des miroirs pouvaient être excités. Ces résonances sont alors visibles dans la sensibilité au moment du verrouillage suivant pendant le temps caractéristique de la décroissance de ces modes. Les premières minutes de chaque verrouillage ne sont donc plus utilisées dans ces analyses.
- pendant le run C6 des oscillations rapides dans le signal de frange noire ont été corrélées à un défaut de fonctionnement du DAC utilisé pour envoyer le signal de correction dans les bobines des miroirs. Un événement de ce type est montré dans la Figure 3.15 : une transition rapide est visible dans le courant lu à la sortie d'une des bobines (*Coil\_NE\_D*) contrôlant le miroir du bout de bras nord, cette transition n'est pas visible dans le signal de correction envoyé au DAC, ni dans le courant de la deuxième bobine censée recevoir un signal identique à la première ; on peut donc en déduire un dysfonctionnement du DAC. Cette impulsion anormale génère un déplacement du miroir mesuré par le signal de frange noire. Ce DAC a été changé après le run C6 et ces glitches ont disparu.
- un excès de déclenchement périodique a été observé lors du run C7. Ces événements ont pu être associés à un excès de bruit à haute fréquence. Le bruit à haute

fréquence est partiellement dominé par le bruit en fréquence du laser. Comme on l'a vu précédemment, le bruit en fréquence se couple au signal de frange noire par l'asymétrie de couplage du faisceau avec les cavités Fabry-Perot. Or, ce couplage varie avec l'alignement des cavités par rapport au faisceau incident, résultant en un bruit non stationnaire sur la frange noire. Pendant le run C7 l'alignement était en effet moins stable que pendant le run C6 et on a pu vérifier que ces non-stationnarités étaient corrélées à une oscillation angulaire du miroir de bout de bras nord. Les périodes de fort désalignement peuvent être identifiées par la mesure de la position du miroir et ainsi éliminées de l'analyse. Ceci montre aussi l'importance de réduire l'impact du bruit en fréquence.

## 3.6 Perspectives

Mes contributions à l'expérience Virgo sont toutes reliées à sa phase de mise au point, étape nécessaire avant la prise de données scientifiques. D'une part, j'ai effectué l'adaptation du système de détection pour la configuration optique de Virgo et j'adapte régulièrement son fonctionnement aux besoins de l'expérience. D'autre part j'ai participé à la caractérisation de l'interféromètre avec sa caractérisation optique ainsi que la compréhension des bruits limitant la sensibilité. Ces analyses ont permis d'identifier certaines des améliorations à apporter à l'interféromètre, voir d'anticiper certaines limitations. De plus, la non-stationnarité des bruits techniques est un obstacle à la détection des ondes gravitationnelles, il est donc important de comprendre et maîtriser ces types de bruits afin de réduire le taux de fausses alarmes.

A plus long terme, la caractérisation de l'interféromètre aide à donner des spécifications, par exemple des miroirs, pour les versions à plus haute puissance de Virgo (Virgo+, Advanced Virgo). La réduction des bruits techniques et de leur couplage au signal de frange noire doit continuer avec la réduction des bruits fondamentaux qui sera obtenue avec une plus forte puissance (bruit de photons) et de nouveaux matériaux et géométries pour les miroirs et leur suspension (bruits thermiques). De plus, la technique de détection homodyne sera sans doute utilisée dans le futur. Celle-ci nécessitera des modifications de l'instrument mais devrait permettre de s'affranchir de certains bruits sur lesquels les contraintes seront de plus en plus fortes avec la technique de détection actuelle.

# Bibliographie

- [1] E. Tournefier, *Mesure du rapport  $R_l$  avec l'expérience ALEPH à LEP1*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, LAL 98-21 (1998).
- [2] R. Gouaty, *Analyse de la sensibilité du détecteur d'ondes gravitationnelles VIRGO*, Thèse de doctorat, Université de Savoie (2006).
- [3] BES Collaboration, J.Z. Bai *et al.*, Phys Rev Lett **88** (2002) 101802.
- [4] H. Burkhardt and B. Pietrzyk, Phys. Rev. **D72** (2005) 057501.
- [5] E. Tournefier *Extraction of  $\alpha(s)$  and constraint on the higgs mass from electroweak fits at the Z resonance*, hep-ex/9810042, Quarks'98, Suzdal, Russia, 18-24/05/1998
- [6] ALEPH Collaboration, *Measurement of the Z resonance Parameters at LEP* Eur.Phys.J.C **14** (2000) 1.
- [7] The ALEPH Collaboration, *Measurement of the axial-vector  $\tau$  spectral functions and determination of  $\alpha_s(M_\tau^2)$  from hadronic  $\tau$  decays*, Eur. Phys. J. C **4**, 409-431.
- [8] The LEP Collaborations and the Line Shape Sub-group of the LEP Electroweak working group, *Combinaison procedure for the precise determination of Z boson parameters from results of the LEP experiments*, CERN-EP/2000-153.
- [9] The LEP energy working group, Eur. Phys. J. **C6** (1999) 187.
- [10] E. Tournefier *Electroweak results from the Z resonance cross-sections and leptonic forward-backward asymmetries with the ALEPH detector*, hep-ex/9904007, Lake Louise Winter Institute, Electroweak Physics, 14-20/02/1999
- [11] S. Jadach, B. Pietrzyk, E. Tournefier, B.F.L. Ward, Z. Was, *Initial-final-state interference in the Z line-shape*, Phys. Lett. B **465** (1999).
- [12] The LEP Collaborations, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Electroweak Working Group, CERN/PPE/93-157 (1993).
- [13] The CDF and D0 Collaborations, and the Tevatron Electroweak Working Group, *Combinaison of CDF and D0 results on the top-quark mass* Eprint hep-ex/0507091, 2005.
- [14] E. Tournefier *Electroweak results from LEP and SLC and tests of the standard model* Rencontres de Moriond : Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, 10-17/03/2001, hep-ex/0105091

- [15] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and SLD collaborations, the LEP Electroweak working group, the SLD Electroweak and Heavy flavour group, *Precision Electroweak measurements on the Z resonance*, CERN-EP-2005-41, accepté pour publication dans Physics Reports.
- [16] A. Heister *et al.*, ALEPH Collaboration, *Studies of QCD at  $e^+ e^-$  centre-of-mass energies between 91-GeV and 209-GeV*, Eur. Phys. J. C **35** (2004) 457.
- [17] E. Tournefier *Tau strange spectral functions and the strange quark mass from ALEPH*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **86** (2000) 228-235, QCD 99, Montpellier, 7-13 juillet 1999
- [18] The ALEPH Collaboration, *Study of  $\tau$  decays involving kaons, spectral functions and determination of the strange quark mass*, Eur. Phys. J. C **11** (1999) 599
- [19] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration and The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. B **565** (2003) 61.
- [20] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak working group, *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model*, hep-ex/0511027.
- [21] CMS, The Electromagnetic Calorimeter Project, Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33.
- [22] A. Kyriakis *et al.*, *An artificial neural net approach to  $\gamma - \pi^0$  discrimination using the CMS endcap Preshower*, CMS-NOTE 1998-088.
- [23] C. Palomares, D. Barney, *An improved Preshower Clustering Algorithm for ORCA*, CMS-IN 2001-056.
- [24] P. Aspell *et al.*, *Results from the 1999 Beam Test of a Preshower Prototype*, CMS-NOTE 2000-001.
- [25] E. Tournefier, *The Preshower detector of CMS at LHC*, résumés de la conférence Frontier Physics for Frontier Detectors, 8th Pisa Meeting, 21-27 mai 2000 Nucl. Instrum. Meth. A **461** (2001) 355.
- [26] P. Bloch, E. Tournefier, *BC assignment and charge reconstruction with voltage sampling Preshower electronics*, Preshower internal note (1999), <http://cmsdoc.cern.ch/cms/ECAL/preshower/Documents/preshower/vsam.pdf>
- [27] P. Aspell, *Conception et mise au point de l'électronique frontale du détecteur de pied de gerbe (Preshower) de CMS*, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1 (2001).
- [28] P. Aspell *et al.*, Résumés de 10th Workshop on Electronics for LHC Experiments and Future Experiments, Boston, du 13 au 17 Septembre 2004.
- [29] Tojborn Sjostrand, Comput. Phys. Commun., **82** (1994) 74-90.
- [30] T. Binoth, J.P. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, Eur. Phys J. C **16** (2000) 311-330.

- [31] Giele W. et al, *The QCD/SM Working group : Summary report*, **hep-ph/0204316**, Workshop Les Houches : Physics at TeV colliders, Les Houches, 21/05/2001 - 01/06/2001
- [32] J.H. Taylor, J.M. Weisberg, *Astrophys. J.* **345**,434 (1989).
- [33] K.S. Thorne, *Gravitational radiation dans 300 years of gravitation*, Cambridge University press (1987).
- [34] H. Lueck *et al.*, *Class. Quantum Grav.* **23** (2006) S71.
- [35] K. Hayama, M. Fujimoto, *Class. Quantum Grav.* **23** (2006) S9.
- [36] D. Sigg, *Class. Quantum Grav* **23** (2006) S51.
- [37] C. Bradaschia *et al.*, *NIM in Physics Research* **A289**, 518-525(1990)
- [38] R. W. P. Drever, in : T. Piran, N. Deruelle (Eds), *Gravitational Radiation Proc*, Les Houches Summer Institute, North-Holland, Amsterdam, 1982, p.321.
- [39] T.M, Niebauer *et al.*, *Nonstationary shot noise and its effect on the sensitivity of interferometers*. *Phys. Rev. A* **43**, 5022 (1991).
- [40] F. Beauville *et al.*, *The VIRGO large mirrors : a challenge for low loss coatings*, *Class. Quantum Grav.* 21 (2004) S935-S945
- [41] The Virgo Collaboration, *Interferometer signal detection system for the VIRGO experiment*, *Class. Quantum Grav.* **19** (2002) 1857-1863.
- [42] F. Beauville *et al.*, *Improvement in the shot noise of a laser interferometer gravitational wave detector by means of an output mode-cleaner* *Class. Quantum Grav.* **23** (2006) 3235-3250
- [43] The Virgo Collaboration, *Final Design Report* (1997), Virgo technical note VIR-TRE-DIR-1000-13.
- [44] S. Braccini *et al.* *Astropart. Phys* **23**, 557 (2005).
- [45] F. Acernese *et al.*, *Astropart. Phys.* **20**, 617 (2004).
- [46] R. Flaminio, H. Heitmann, *Phys Lett.* **A214**, 112 (1996).
- [47] M. Barsuglia, *Stabilisation en fréquence du laser et contrôle de cavité optiques à miroirs suspendus pour le détecteur interférométrique d'ondes gravitationnelles VIRGO*, Thèse de doctorat, Université d'Orsay (1999).
- [48] F. Acernese *et al.*, *Class. Quantum Grav.* **23** (2006) S91-S101.
- [49] F. Acernese *et al.*, *The commissioning of the central interferometer of the Virgo gravitational wave detector*, *Astropart. Phys.* **21** (2004) 1-22
- [50] E. Tournefier, R. Flaminio, B. Lieunard, F. Moreau, *Upgrade of the detection benches : optics and mechanics*, VIR-NOT-LAP-1390-264 (2004)
- [51] E. Tournefier, R. Flaminio, R. Hermel, B. Lieunard, F. Moreau, B. Mours, S. Vilalte, *Upgrade of the detection bench electronics*, VIR-NOT-LAP-1390-268 (2004).



- [52] F. Beauville *et al.*, *A camera based position control of a suspended optical bench used in a gravitational wave detector*, Rev. Sci. Instrum. **74** (2003) 2564.
- [53] E. Tournefier, *Performances of the output mode cleaner during C1 and C2 runs*. VIR-NOT-LAP-1390-265 (2004).
- [54] D. Babusci, H. Fang, G. Giordano, G. Matone, L. Matone and V. Sannibale, *Alignment procedure for the VIRGO interferometer : experimental results from the Frascati prototype* Phys. Lett A **226** (1997) 31.
- [55] D. Z. Anderson, *Alignment of resonant optical cavities*, Appl. Opt. **23** 2944-2949 (1984)
- [56] R. Flaminio, R. Gouaty, E. Tournefier, *Analysis of the sensitivity of the recombined interferometer during C4 and C5 runs*, VIR-NOT-LAP-1390-312 (2006).
- [57] R. Flaminio, R. Gouaty, E. Tournefier, *Analysis of the sensitivity of the recycled interferometer during C5, C6 and C7 runs*, VIR-NOT-LAP-1390-313 (2006).
- [58] E. Tournefier, D. Verkindt, *Search for glitches events during E2, E3 and E4*, VIR-NOT-LAP-1390-230 (2003).



# **Annexe A**

## **Electroweak results from LEP and SLC and Tests of the Standard Model**

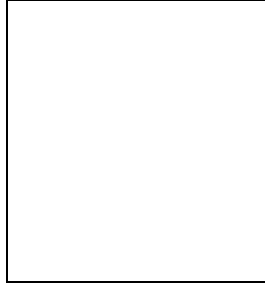
Cette annexe reproduit les résumés de ma présentation des résultats électrofaibles combinés de LEP et SLC à la conférence Moriond Electroweak 2001.



## Electroweak Results from LEP and SLC and Tests of the Standard Model

E. TOURNEFIER

*ISN Grenoble, 53, avenue des Martyrs,  
38026 Grenoble, France*



An update of the electroweak measurements at LEP and SLC is presented. These measurements are used to perform precise tests of the Standard Model. A constraint on the Standard Model Higgs mass is obtained when the direct measurements of  $m_{\text{top}}$  and  $M_W$  are included in the fit. A combination with the direct Higgs search is also shown.

### 1 Introduction

The precise electroweak measurements which have been performed at LEP and at SLC allow to make precise tests of the Standard Model and to constrain the Higgs mass.

At the  $Z$  resonance the cross sections and the asymmetries of the process  $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$  are sensitive to  $m_t^2$ ,  $\alpha_s$  and  $\text{Log}(M_H)$  through radiative corrections. The electroweak corrections to  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  lead to the running of the electromagnetic coupling constant  $\alpha_{\text{QED}}$  and corrections to the coupling constants of the  $Z$  to fermions. These corrections are absorbed in the definition of the effective electroweak mixing angle  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  and of  $\bar{\rho}$ :  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = (1 + \Delta\kappa) \sin^2\theta_W$ ,  $\bar{\rho} = 1 + \Delta\rho$  where  $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$  and  $\rho = M_W^2/(M_Z^2 \cos^2\theta_W) = 1$ .

The measurement of the asymmetries determines the values of  $A_l = \frac{2g_V/g_A}{1+(g_V/g_A)^2}$  which are converted into the effective electroweak mixing angle  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = \frac{1}{4}(1 - \frac{g_V}{g_A})$ , one of the most sensitive variables to the Higgs mass. On the other hand the measurement of the cross sections allows the determination of  $\bar{\rho}$  which is more sensitive to the top mass.

The  $W$  mass also includes radiative corrections:  $M_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\sin^2\theta_W G_f}(1+\Delta r)$  with  $\Delta r = \Delta\alpha + \Delta r_W$ . The values of these corrections,  $\Delta\rho$ ,  $\Delta\kappa$  and  $\Delta r_W$  depend quadratically on  $m_{\text{top}}$  and only logarithmically on  $M_H$ , leading to a much weaker constraint on  $M_H$  than on  $m_{\text{top}}$ .

## 2 The electroweak measurements

In this section the status of the main electroweak measurements used in the fit to the Standard Model is given as well as the most significant new inputs.

### 2.1 Status of the measurements

The main electroweak measurements used in the fit are

- LEP1 and SLC electroweak measurements at the Z resonance:  
The Z lineshape parameters from LEP1, the Z mass  $M_Z$ , the Z width  $\Gamma_Z$ , the hadronic pole cross section  $\sigma_{\text{had}}^0$ ,  $R_l = \Gamma_{\text{hadrons}}/\Gamma_l$  and the forward-backward leptonic asymmetries  $A_{\text{FB}}^{0,l} = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_l$  are final<sup>1</sup>.  
The  $\tau$  polarisation,  $\mathcal{P}_\tau$  at LEP1 is also final.  $\mathcal{A}_e$  and  $\mathcal{A}_\tau$  are derived from this measurement. The measurement of the left-right asymmetry  $A_{\text{LR}}^0 = \mathcal{A}_e$  and of the leptonic left-right forward-backward asymmetries  $A_{\text{FB}}^{\text{LR}}$  at SLC are final.  
LEP1 and SLC also provide measurements of the Z decay fractions into  $b$  and  $c$  quarks  $R_b^0$ ,  $R_c^0$ . The  $b\bar{b}$  and  $c\bar{c}$  asymmetries  $A_{\text{FB}}^{0,b\bar{b}}$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,c\bar{c}}$  as well as the quark charge asymmetry  $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$  are determined at LEP1 while  $A_b$  and  $A_c$  are measured at SLC. ALEPH and DELPHI have significantly improved their  $A_{\text{FB}}^{0,b\bar{b}}$  measurement<sup>2,3</sup> (see section 2.2). SLD has updated its heavy flavour results<sup>4</sup>.
- LEP2 and  $p\bar{p}$  colliders measurements of the W mass:  $M_W$  from LEP includes the data taken in 2000 for ALEPH and L3<sup>5</sup>, this will be discussed in section 2.2.
- The top mass measurement from CDF and D0 which is final.
- The determination of  $\sin^2\theta_W$  by NuTeV.
- Another important input used in the fit is the QED coupling constant at the Z mass  $\alpha_{\text{QED}}(M_Z^2)$ . New low energy  $e^+e^-$  data taken by BES<sup>6</sup> at BEPC have been used to obtain a new experimental determination of  $\alpha_{\text{QED}}(M_Z^2)$ <sup>7</sup> (see section 2.2).

Details and references to these measurements can be found in Reference<sup>8,9</sup>.

### 2.2 The most significant new inputs

$A_{\text{FB}}^{0,b\bar{b}}$

A new analysis<sup>3</sup> has been used by DELPHI leading to an improved determination of  $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ . This analysis is based on a neural network to tag the b-charge using the full available charge information from vertex charge, jet charge and from identified leptons and hadrons. A double tag method is used to calibrate this neural network tag on the data leading to a reduced systematic uncertainty. Note that this measurement is correlated with the measurement obtained with the *jet-charge* and with the *leptons* measurements shown in Figure 1. The new value (referred to as DELPHI NN on Figure 1) is

$$A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}(\sqrt{s} \simeq M_Z) = 0.0931 \pm 0.0034 \pm 0.0015 \quad (1)$$

ALEPH has improved its  $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$  jet-charge measurement<sup>2</sup>. A neural network has been used to tag b-events leading to a 30% increase in statistics while keeping the same purity. The jet-charge estimator has been improved, reducing the mistag rate by 10%. The systematic uncertainties are better controlled by the use of double-tag methods for both flavour and charge tags. With

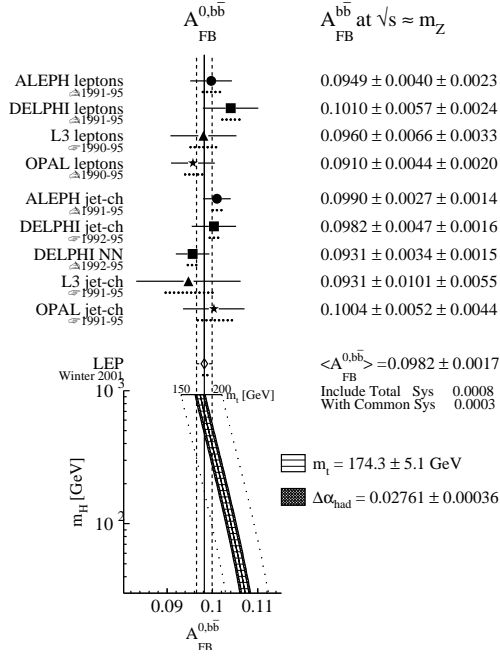


Figure 1: Measurements of  $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$  at LEP. The lower plot shows the prediction of the Standard Model as a function of  $M_H$ . The width of the band is due to the uncertainties on  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  and  $m_{\text{top}}$  added linearly.

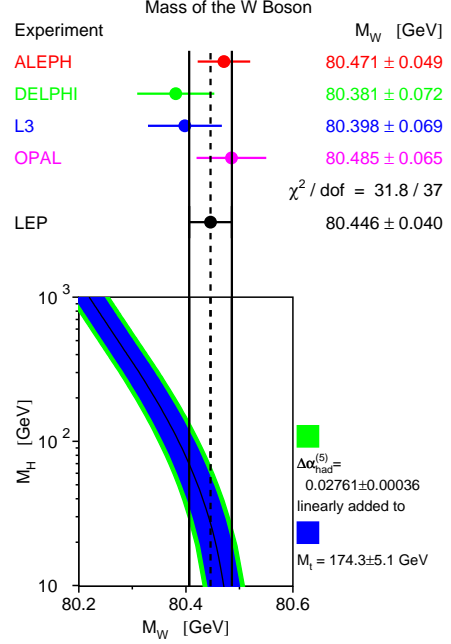


Figure 2: The measurement of  $M_W$  at LEP. The lower plot shows the prediction of the Standard Model as a function of  $M_H$ . The width of the band is due to the uncertainties on  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  and  $m_{\text{top}}$  added linearly.

these improvements the systematic uncertainty has been reduced by a factor of 2 with respect to the old value<sup>10</sup>:

$$A_{FB}^{b\bar{b}}(\sqrt{s} \simeq M_Z) = 0.0990 \pm 0.0027 \pm 0.0014 \quad (2)$$

$$\text{old value : } A_{FB}^{b\bar{b}}(\sqrt{s} \simeq M_Z) = 0.1017 \pm 0.0038 \pm 0.0032 \quad (3)$$

Figure 1 shows all the  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  measurements.

### The W mass

At LEP2 the W mass is determined<sup>5</sup> from the data recorded at centre-of-mass energies  $\sqrt{s} = 161 - 209 \text{ GeV}$ . Only ALEPH and L3 have analysed the year 2000 data and have an integrated luminosity of  $700 \text{ pb}^{-1}$  per experiment. The DELPHI and OPAL results are based on only  $450 \text{ pb}^{-1}$  per experiment.

Moreover ALEPH has done further systematic studies<sup>11</sup> leading to a significantly reduced uncertainty. The fragmentation uncertainty which is based on Monte Carlo comparisons is reduced from 30 MeV to 15 MeV. The uncertainty arising from final state interaction between the two W's (Bose Einstein Correlation and Color Reconnection) has also been re-estimated.

The LEP combined W mass obtained from the  $q\bar{q}l\bar{l}_1$  and  $q\bar{q}q\bar{q}$  channels are consistent:

$$\Delta M_W(q\bar{q}q\bar{q} - q\bar{q}l\bar{l}_1) = +18 \pm 46 \text{ MeV}$$

showing no evidence for a bias arising from FSI effects. The LEP W mass measurement is shown in Figure 2:

$$M_W = 80.446 \pm 0.026(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst}) \text{ GeV} \quad (4)$$

The combination with the CDF, D0 and UA2 measurements gives:

$$M_W = 80.448 \pm 0.034 \text{ GeV} \quad (5)$$

## $\alpha_{\text{QED}}(M_Z^2)$

As pointed out in section 1 the value of the QED coupling constant at  $\sqrt{s} = M_Z$ ,  $\alpha_{\text{QED}}(M_Z^2)$  is needed in the fits. The running of  $\alpha_{\text{QED}}$  is given by:

$$\alpha(s) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha_l(s) - \Delta\alpha_{\text{had}}^5(s) - \Delta\alpha_{\text{top}}(s)} \quad (6)$$

$\Delta\alpha_l(s)$  and  $\Delta\alpha_{\text{top}}(s)$  are well known while  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5(s)$  involves hadron loops at low energy and therefore non perturbative QCD. This can nevertheless be experimentally determined using the low energy  $e^+e^-$  data since  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5(s)$  is related to  $R_{\text{had}} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$  via a dispersion integral.

In the previous determinations<sup>12</sup> of  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5(s)$  the dominant error came from data taken in the range  $2 < \sqrt{s} < 5$  GeV. The error in this energy range has been reduced by a factor of more than 2 using new  $e^+e^-$  data from the BES experiment<sup>6</sup>.

A new determination of  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  has been done<sup>7</sup> using only experimental data below 12 GeV and third order QCD above, leading to

$$\Delta\alpha_{\text{had}}^5(M_Z) = 0.02761 \pm 0.00036 \quad (7)$$

The error has been reduced by almost a factor 2 with respect to the previous value used in the electroweak fit<sup>12</sup>:  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5(M_Z) = 0.02804 \pm 0.00065$ . Another determination including the BES data but more theoretical inputs in the low energy region<sup>13</sup>,  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5(M_Z) = 0.02738 \pm 0.00020$ , will also be used in the fit for comparison.

### 2.3 Sensitivity to the Higgs mass

Figure 3 shows the sensitivity of some asymmetries and of the W mass to the Higgs mass. The experimental measurements are shown as well as the Standard Model prediction. The width of the Standard Model band shows the uncertainty arising from the precision on  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$ ,  $m_{\text{top}}$  and  $\alpha_s$ . The asymmetries are very sensitive to the Higgs mass. The W mass is also sensitive but it is very dependent on  $m_{\text{top}}$ .

All the asymmetry measurements can be converted into the measurement of the single parameter  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  (Figure 4). The combination of these measurements gives

$$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0.23156 \pm 0.00017 \quad (8)$$

The  $\chi^2$  of the fit is bad:  $\chi^2/d.o.f. = 15.5/6$ . This reflects the fact that the combined value of  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  obtained from the leptonic asymmetries is  $3.6\sigma$  apart from that obtained with the quark asymmetries. This effect is mainly caused by the 2 most precise measurements,  $A_{\text{FB}}^{0,b\bar{b}}$  at LEP and  $A_l$  from SLD. Since the previous combination,  $A_{\text{FB}}^{0,b\bar{b}}$  has been more precisely measured as explained in section 2.2 and its value has slightly decreased, and so preferring a high Higgs mass (around 600 GeV). On the contrary the leptonic asymmetries prefer a light Higgs (around 60 GeV). This dispersion is interpreted here as a fluctuation in one or more of the measurements.

## 3 Test of the Standard Model

In the following the ZFITTER<sup>14</sup> and TOPAZ0<sup>15</sup> programs are used for all the fits. Using all the measurements discussed in section 2.1 except the direct measurement of  $M_W$  and  $m_{\text{top}}$  a fit to the Standard Model is performed to obtain an indirect determination of  $M_W$  and  $m_{\text{top}}$  and a



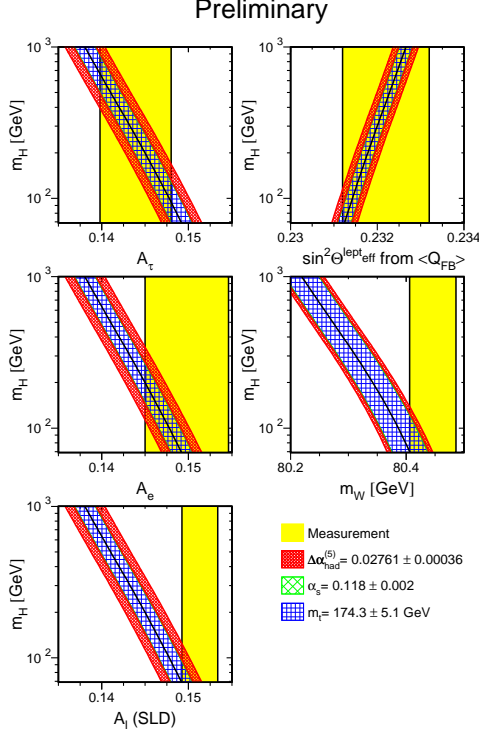


Figure 3: Sensitivity of some asymmetries and of  $M_W$  to the Higgs mass. The width of the Standard Model band gives the uncertainty arising from the precision on  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  and  $m_{\text{top}}$  and  $\alpha_s$  added linearly.

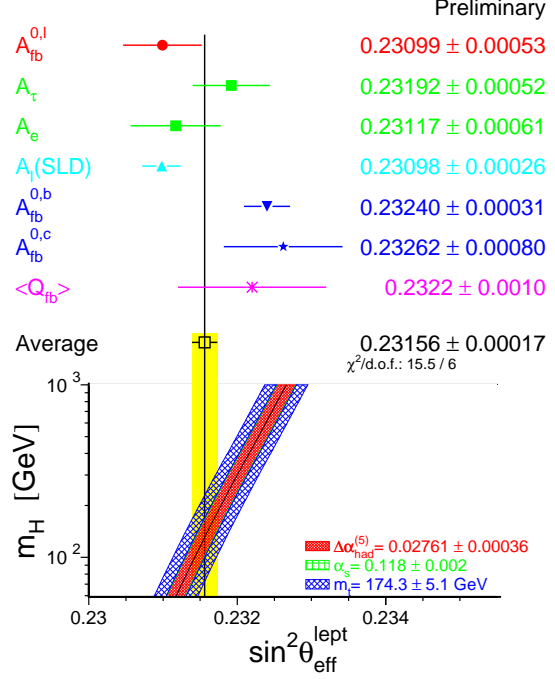


Figure 4: Determination of  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  from the asymmetry measurements. The Standard Model prediction as a function of  $M_H$  is also shown. The width of this prediction gives the uncertainty arising from the band on  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  and  $m_{\text{top}}$  and  $\alpha_s$  added linearly.

constraint on  $M_H$ . Figure 5 shows the result of that fit as well as the direct measurements (the 68% C.L. contours are shown). This indirect determination gives

$$m_{\text{top}} = 168.3_{-9.3}^{+11.9} \text{ GeV} \quad (9)$$

$$M_W = 80.357 \pm 0.033 \text{ GeV} \quad (10)$$

$$\text{Log}(M_H) = 1.94_{-0.30}^{+0.37} \quad (11)$$

$$M_H = 87_{-43}^{+119} \text{ GeV} \quad (12)$$

in agreement with the direct measurements:

$$m_{\text{top}} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV} \quad (13)$$

$$M_W = 80.448 \pm 0.034 \text{ GeV} \quad (14)$$

The Standard Model prediction is also shown in Figure 5 showing that a low Higgs mass is preferred by both the direct and indirect  $M_W$  and  $m_{\text{top}}$  values.

## 4 Constraint on the Higgs mass

### 4.1 The global fit

The agreement between the direct and the indirect determination of  $M_W$  and  $m_{\text{top}}$  (section 3) shows the consistency of the Standard Model. These direct measurements are then used to obtain a better constraint on the Higgs mass. Using the new value of  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  discussed in section 2.2 the result of the fit is:

$$\text{Log}(M_H) = 1.99 \pm 0.21 \quad (15)$$

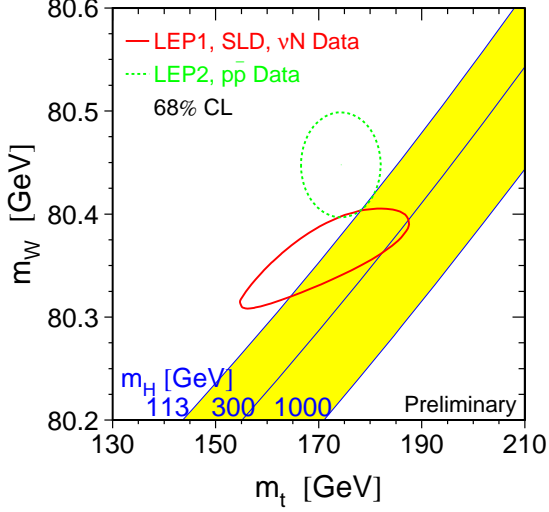


Figure 5: Indirect determination of  $m_{\text{top}}$  and  $M_W$  (full line) compared to the direct measurements (dotted line). The 68% C.L. contours are shown. The band shows the Standard Model prediction for a Higgs mass ranging from 113 GeV to 1 TeV.

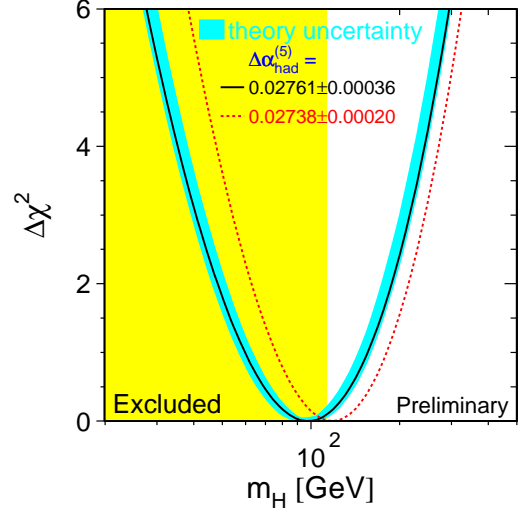


Figure 6:  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{min}}^2$  as a function of  $M_H$  for the global fit to the Standard Model. The region excluded by the direct searches at LEP is also shown.

$$M_H = 98_{-38}^{+58} \text{ GeV} \quad (16)$$

$$m_{\text{top}} = 175.7 \pm 4.4 \text{ GeV} \quad (17)$$

$$M_W = 80.393 \pm 0.019 \text{ GeV} \quad (18)$$

leading to an upper limit on the Higgs mass:  $M_H < 212$  GeV at 95% C.L. Again the  $\chi^2$  is bad,  $\chi^2/d.o.f. = 25/15$  which corresponds to a probability of only 4%. This is simply a reflection of the the disagreement between the asymmetry measurements already discussed in section 2.3. Figure 6 shows the  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{min}}^2$  as a function of the Higgs mass. The dotted line shows the result of the fit using a more theory driven determination of  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$ <sup>13</sup> which also includes the new BES data.

The new value of  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  results in a shift of the preferred Higgs mass of about +35 GeV and a significant reduction in the error: the error on  $\text{Log}(M_H)$  arising from  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  has decreased from 0.2 to 0.1. This is no longer the single dominant error, but still one of the limiting errors.

#### 4.2 The uncertainty on $M_H$

In order to determine which measurements need to be improved to better constrain the Higgs mass the error on  $\text{Log}(M_H)$  can be broken down into the different sources. For this purpose only the two most powerful variables,  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  and  $M_W$ , are used separately. The parametrisation of the  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  and  $M_W$  dependance with  $m_{\text{top}}^2$ ,  $\text{Log}(M_H)$  and  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  given in Ref.<sup>16</sup> is used to propagate the experimental errors. Using  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  alone the uncertainty on  $\text{Log}(M_H)$  is

$$\delta\text{Log}(M_H) = \pm 0.14(\delta\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}) \mp 0.10(\delta\Delta\alpha_{\text{had}}^5) \pm 0.13(\delta m_{\text{top}}) = \pm 0.22 \quad (19)$$

and using  $M_W$  alone:

$$\delta\text{Log}(M_H) = \mp 0.24(\delta M_W) \mp 0.05(\delta\Delta\alpha_{\text{had}}^5) \pm 0.26(\delta m_{\text{top}}) = \pm 0.36 \quad (20)$$

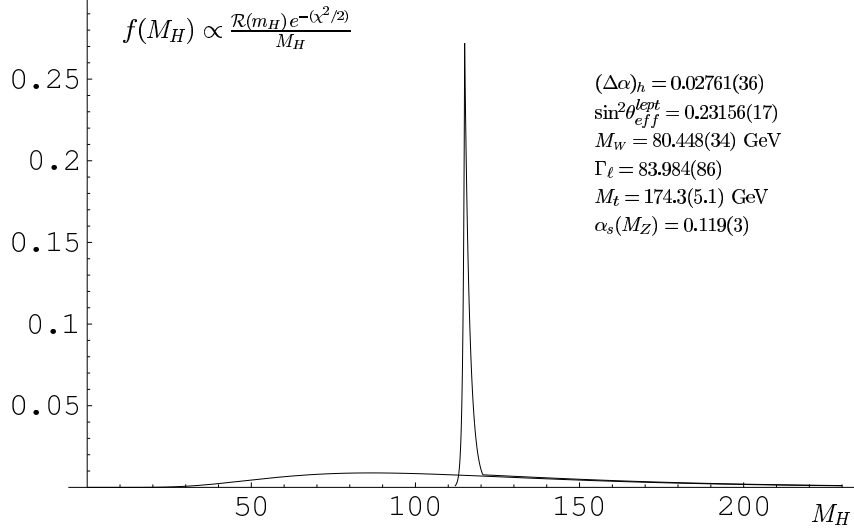


Figure 7: Probability density function  $f(M_H)$ . The lower curve shows the indirect measurements alone and the curve with the spike at  $\sim 115$  GeV shows the combination with the direct search.

The error arising from  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  is no more the dominant one and with the present uncertainty on  $M_W$  and on  $m_{\text{top}}$   $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  is more powerful than  $M_W$ . The large dependence of  $M_W$  on  $m_{\text{top}}$  limits the power of  $M_W$  in constraining  $M_H$ . Therefore one also needs to improve the precision of  $m_{\text{top}}$  in order to increase the power of  $M_W$ . Assuming that at the end of Run IIa of the Tevatron<sup>17</sup> the error on  $m_{\text{top}}$  is reduced to 2.5 GeV and on  $M_W$  to 25 MeV (LEP 2 and Tevatron combined) then one would get using  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  alone:

$$\delta\text{Log}(M_H) = \pm 0.14(\delta\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}) \mp 0.10(\delta\Delta\alpha_{\text{had}}^5) \pm 0.07(\delta m_{\text{top}}) = \pm 0.19 \quad (21)$$

and using  $M_W$  alone:

$$\delta\text{Log}(M_H) = \mp 0.14(\delta M_W) \mp 0.05(\delta\Delta\alpha_{\text{had}}^5) \pm 0.12(\delta m_{\text{top}}) = \pm 0.19 \quad (22)$$

$M_W$  would then be as powerful as  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  for constraining  $M_H$ . Note that these numbers are obtained assuming that the value of  $M_H$  is of the order of 100 GeV.

### 4.3 Combination with the direct search

In Figure 6 the lower limit on the Higgs mass obtained from the direct searches at LEP2 is also shown, but this information is not used in the fit. The likelihood  $\mathcal{R}(M_H)$  obtained from the direct searches<sup>18</sup> is combined with the  $\chi^2$  probability obtained from the indirect measurements in Ref.<sup>19</sup>.  $\mathcal{R}(M_H)$  includes the information from the excess of events observed in the year 2000 at a mass around 115 GeV. This combination uses a Bayesian approach, assuming a uniform prior in  $\text{Log}(M_H)$ . The probability density function  $f(M_H) \propto \frac{\mathcal{R}(M_H)e^{(-\chi^2/2)}}{M_H}$  is shown in Figure 7. The spike at  $M_H \simeq 115$  GeV is due to the excess of events in the direct search. The effect of this excess is to concentrate most of the probability around 115 GeV. About 50% of the probability is contained between a mass of 113 GeV and 120 GeV. Note also that the 95% upper limit goes up by about 20 GeV when the direct search is taken into account.

## 5 Conclusion

LEP1 and SLD results are final except the heavy flavour results. The values of  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$  extracted from the leptonic asymmetries and from the quark asymmetries are  $3.6\sigma$  apart. This effect is

interpreted here as a fluctuation in one or more of the measurements.

The new BES data lead to a significant improvement in the determination of  $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$  which used to be the dominant source of error in the electroweak fit.

The full LEP2 data set is not yet analysed for the W mass measurement. Moreover systematic uncertainties should be reduced with studies of the full data set.

Thanks to the statistics which will be accumulated during RunIIa at the Tevatron the uncertainty on the top mass and on the W mass will be significantly reduced allowing us to make more precise tests of the Standard Model and to constrain better the Higgs mass.

## Acknowledgments

I would like to thank the LEP Electroweak Working group for providing me with the results and the plots. I also thank G. Degrassi for kindly sending me his results.

## References

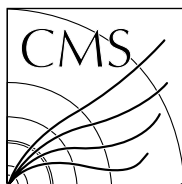
1. The LEP Collaborations and the Line Shape Sub-group of the LEP Electroweak Working Group *CERN-EP-2000-153*, to appear in *Phys. Rep.*
2. The ALEPH Collaboration, Measurement of  $A_{\text{FB}}^{\text{bb}}$  using Inclusive b-hadron Decays, *ALEPH-CONF/2001-020*.
3. The DELPHI Collaboration, Determination of  $A_{\text{FB}}^{\text{bb}}$  using inclusive charge reconstruction and lifetime tagging at LEP 1, *DELPHI/2001-027 CONF 468*.
4. N. de Groot, in these proceedings.
5. The LEP Collaborations and the LEPEW Working Group, *LEPEWWG/MASS/2000-01*.
6. The BES Collaboration, J.Z. Bai *et al*, hep-ex/01023003 and G. Huang, contribution to these proceedings.
7. H. Burkhardt and B. Pietrzyk, LAPP-EXP 2001-03, accepted by *Phys. Lett. B*.
8. The LEP Collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, *CERN-EP/2001-021*.
9. The LEP Electroweak Working Group: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
10. The ALEPH Collaboration, Determination of  $A_{\text{FB}}^{\text{bb}}$  using Jet Charge Measurements in Z Decays, *Phys. Lett. B* **426**, 217 (1998).
11. The ALEPH Collaboration, Measurement of the W Mass and Width in  $e^+e^-$  Collisions at  $\sqrt{s}$  between 192 and 208 GeV, *ALEPH-CONF/2001-017*.
12. S. Eidelmann and F. Jegerlehner, *Z. Phys. C* **67**, 585 (1995).
13. A. Martin, J. Outwaite and M.G. Ryskin, *Phys. Lett. B* **492**, 69 (2000).
14. D. Bardin *et al.*, *Z. Phys. C* **44**, 493 (1989); *C.P.C* **59**, 303 (1990); ZFITTER v.6.21:DESY 99-070(1999), hep-ph/9908433 to appear in *Comp. Phys. Comm.* .
15. G. Montagna *et al.*, *Comp. Phys. Comm.* **117**, 278 (1999).
16. G. Degrassi, P. Gambino, *Nucl. Phys. B* **567**, 3 (2000).
17. D. Glensinski, contribution to these proceedings.
18. P. Igo-Kemenes, Talk given at the LEPC of November 3, 2000.
19. G. Degrassi, Talk presented at 50 Years of Electroweak Physics, New York, 27-28 Oct 2000 hep-ph/0102137.

## **Annexe B**

# **Results from the 1999 Beam Test of a Preshower Prototype**

Cette annexe reproduit le texte d'une note CMS (CMS-NOTE 2000-001) consacrée aux résultats d'un test en faisceau d'un prototype du Preshower de CMS.

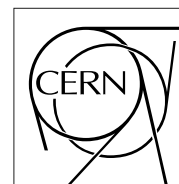




The Compact Muon Solenoid Experiment

# CMS Note

Mailing address: CMS CERN, CH-1211 GENEVA 23, Switzerland



February 7, 2000

## Results from the 1999 Beam Test of a Preshower Prototype

P. Aspell<sup>1</sup>, D. Barney<sup>1</sup>, P. Bloch<sup>1</sup>, J. Bourotte<sup>2</sup>, J. Domeniconi<sup>1</sup>, A. Elliott-Peisert<sup>1</sup>, I. Evangelou<sup>3</sup>,  
K. Kloukinas<sup>1</sup>, A. Kyriakis<sup>4</sup>, R. Loos<sup>1</sup>, D. Loukas<sup>4</sup>, N. Manthos<sup>3</sup>, A. Markou<sup>4</sup>, J. Mousa<sup>4</sup>, F. Peron<sup>1</sup>,  
S. Reynaud<sup>1</sup>, A. Sirunyan<sup>5</sup>, E. Tournefier<sup>1</sup>, A. Urkinbaev<sup>6</sup>, A. Van Hove<sup>1</sup>, N. Zmiatec<sup>6</sup>

<sup>1</sup> CERN, Geneva, Switzerland

<sup>2</sup> LPNHE, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

<sup>3</sup> University of Ioannina, Ioannina, Greece

<sup>4</sup> INP, NCSR Demokritos, Athens, Greece

<sup>5</sup> Yerevan Physics Institute, Yerevan, Armenia

<sup>6</sup> JINR, Dubna, Russia

*ECAL Group*

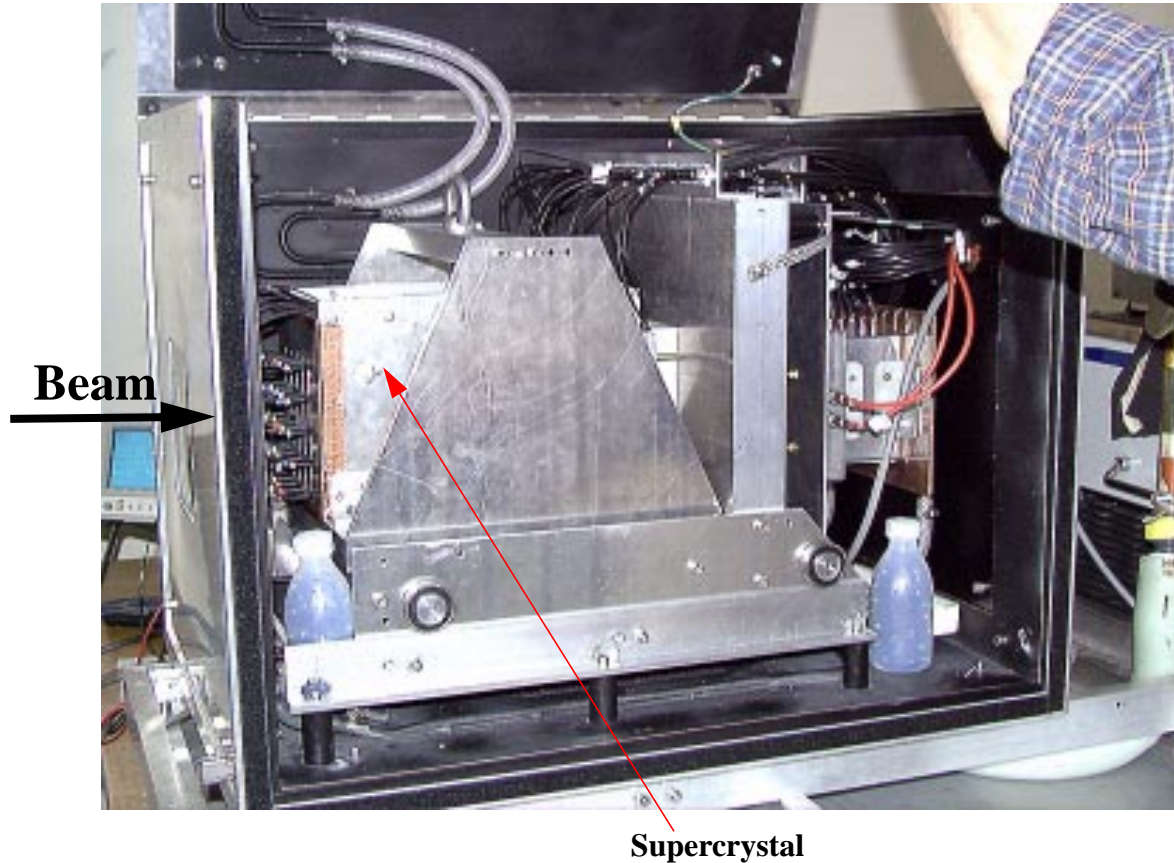
### Abstract

At the end of June 1999 a test of a preshower prototype, equipped with real-size detectors and LHC-style electronics, was tested in the H4 beam at CERN in front of a matrix of "Endcap" crystals. Data were taken with a variety of incident electron energies, and three angles of incidence (to simulate different regions of the CMS endcaps). The prototype functioned well, with a very small startup period and operated successfully for the duration of the test (~ 1 week) without intervention. Good agreement has been found between data and a GEANT-3 based simulation, and the absolute results are promising. Plans are presented for a further test of the prototype in 2000 in the H2 beam inside the 3T magnet.

# 1 Introduction

## 1.1 Endcap Supercrystal

In June 1999 a prototype matrix of full size “endcap” ECAL crystals (30mm x 30mm rear face, 22cm long), equipped with VPT readout, was tested in the H4 beam at CERN. The matrix consisted of 5 x 5 full size crystals placed in a carbon fibre alveolar support structure. This “supercrystal” was placed in an environmentally shielded box and placed on the H4 moving table. Tests with high energy electrons were performed. A side view of the box complete with supercrystal is shown in figure 1 below.



**Figure 1:** Photograph of the Endcap Prototype used in 1999. Note the optic fibres injecting light into the front of the crystals and the “rolling” mechanism that allows the supercrystal to move backwards-forwards within the box.

After one week of tests in H4 a prototype preshower detector was placed upstream of the crystal matrix. For these joint tests the fibres supplying the LED injection signal at the front of the crystals were removed and the supercrystal moved forwards as far as possible.

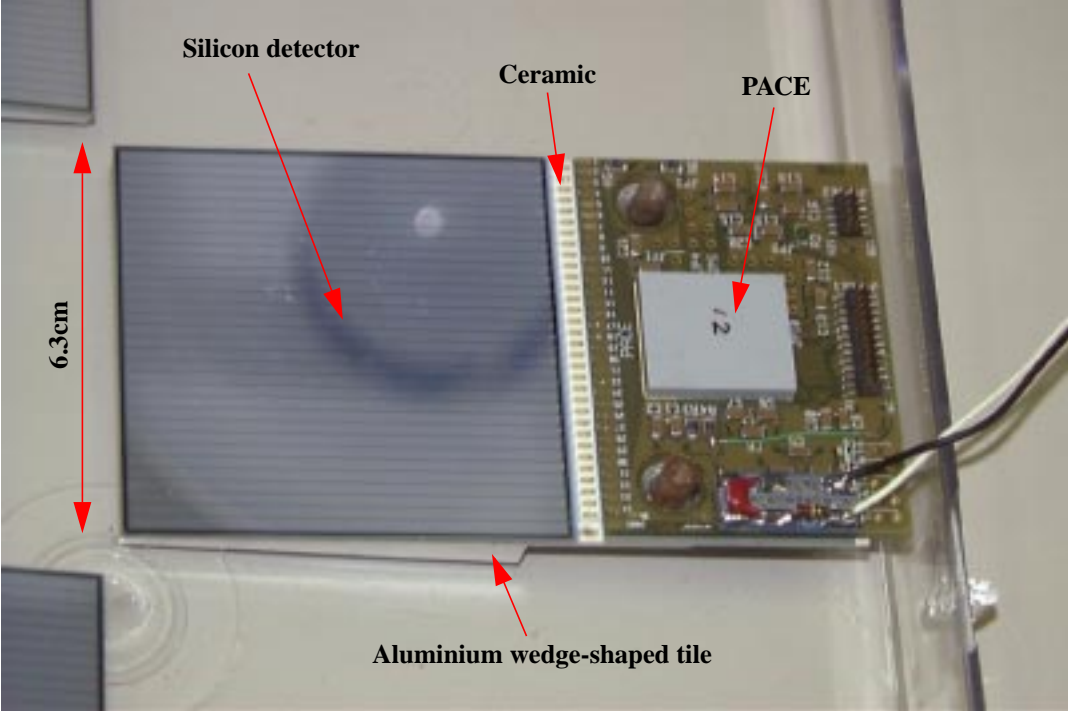
## 1.2 Preshower Prototype

The prototype preshower that was installed in the beam in 1999 had previously been tested in 1998 in front of a matrix of barrel-type crystals. Problems with the injection signal into the preshower front-end electronics, coupled with poor APD performance and poor preshower online monitoring resulted in the necessity for a further test in 1999.

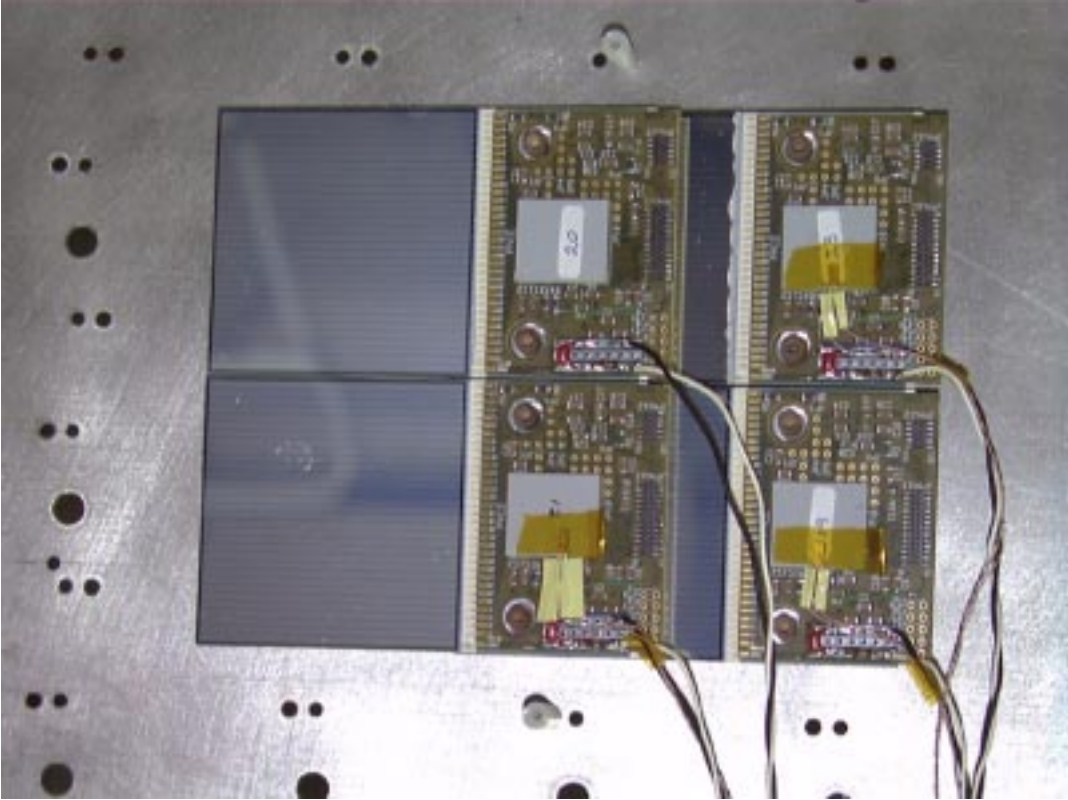
The prototype preshower consists of two planes of absorber, constructed from a steel-lead-steel sandwich, each being equipped with an array of 2 x 2 full-sized silicon detectors. The total radiation length in the preshower, as seen by a normally incident particle, was about  $3.24 X_0$  - see section 1.3. Each silicon detector measured 60 x 60mm<sup>2</sup>, with an active area of 57.72 x 57.72mm<sup>2</sup> divided into 32 strips. The detectors were mounted on ceramic



plates which also supported the electronics board containing the front-end (“PACE” [1]) electronics. The ceramic plate was then mounted on a wedge-shaped aluminium tile to form a “micromodule”. The wedge allows an overlap of the detectors in one dimension. The array of 2 x 2 micromodules was then placed on a steel support plate. Figures 2 and 3 show, respectively, a single micromodule and one such support plate equipped with its micromodules.



**Figure 2:** Photograph of a single micromodule as used in the beam tests. The ~2mm-pitch strips on the silicon are evident.

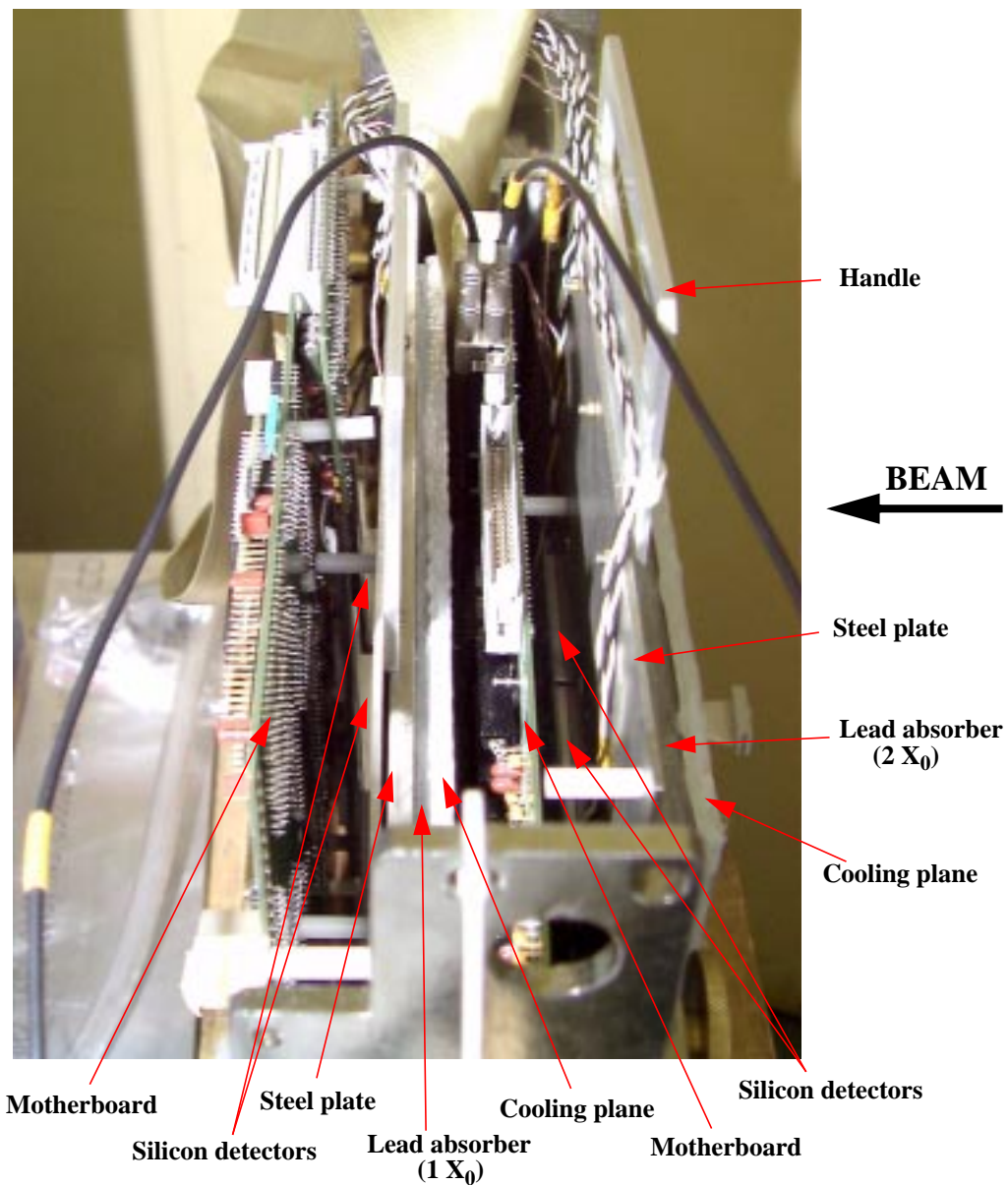


**Figure 3:** Photograph of a 2 x 2 array of micromodules on a steel support plate. Note the gap between adjacent detectors - parallel to the strip direction.

Each array of detectors has an electronics motherboard placed on top of it. This motherboard contains the control logic for the timing of the system, power distribution and ADCs for each detector. The output from each PACE is connected, via a ribbon cable, to the input of an ADC. A large ribbon cable then routes the digital signals from the motherboard to a dedicated VME module for data acquisition.

Each steel plate has an attached “handle” such that the steel+micromodules+motherboard system is an independent unit which can be easily transported and tested in a standalone way. Two such “macromodules”, or simply “planes”, are employed in our prototype, each containing 2 x 2 micromodules but having the strips aligned orthogonally. The first plane (most upstream in the beam) has the silicon strips oriented in the vertical direction, and is thus called the “V plane”, such that they measure the horizontal coordinate of incident particles, whilst the second plane (“H plane” - closest to the crystals) has horizontal strips.

The two planes are inserted into a mechanical structure which contains cooling planes and layers of absorber material. A top-view of the overall configuration is shown in figure 4.

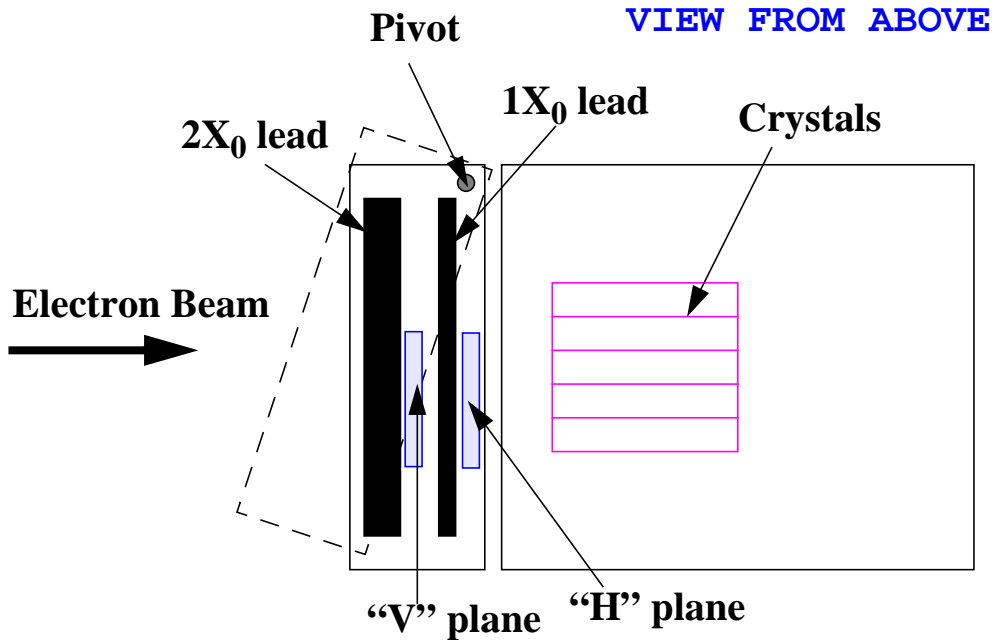


**Figure 4:** Top view of the preshower prototype, before its environmental shield was placed on top.

The cooling planes are aluminium plates containing embedded serpentines through which water can flow. The cooling planes are in direct contact with the absorber planes such that there is a direct thermal path all the way through to the PACE - one of the major heat sources.

An environmental shield surrounds the complete structure. This is made of copper-coated PCB material. The system is flushed with dry nitrogen which aids cooling, especially of the motherboards which are not in the thermal conduction path from the water-cooled planes. Temperature probes installed in 1998 showed that the temperature inside the box was stable to within 0.1-0.2 degrees, at around 16°C.

The complete preshower system was placed on an aluminium base plate attached to the base plate of the ECAL box. A pivot on one corner of the preshower allowed it to be rotated relative to the crystals (and the beam) by up to 20 degrees, simulating different regions of the endcap. This is shown schematically in figure 5 whilst figure 6 is a photograph of the ECAL + preshower setup installed on the moving table.



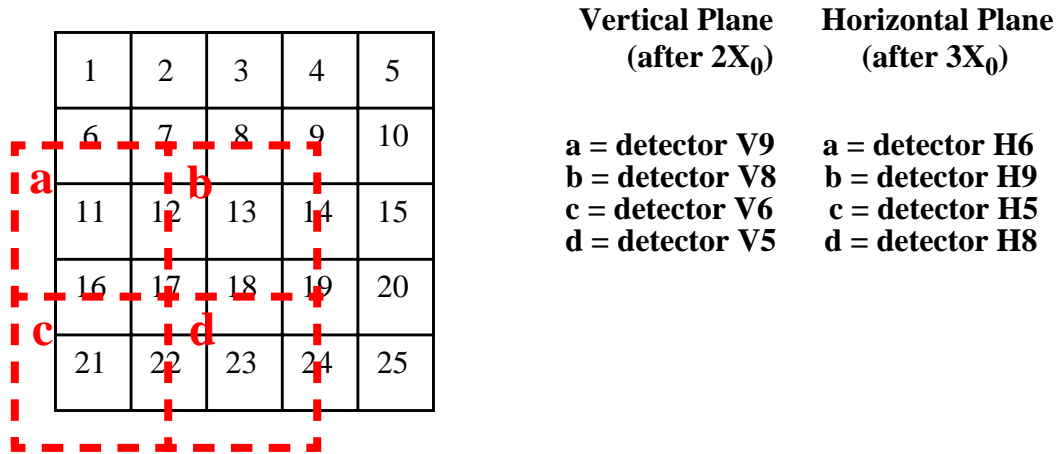
**Figure 5:** Schematic diagram showing the placement of the preshower relative to the ECAL. The view is from above. Also shown is the pivot system which allows the relative angle between the crystals and preshower to be changed.



**Figure 6:** Photograph showing the preshower prototype placed in front of the ECAL endcap box. The complete system is situated on the moving table. The beam enters from the right.

The distance between the H-plane detectors and the crystals is about 10cm, 15cm and 20cm for 0, 10 and 20 degree rotations respectively. The range of distance in the real CMS detector is between 10cm ( $\eta=2.6$ ) and 14cm ( $\eta=1.7$ ).

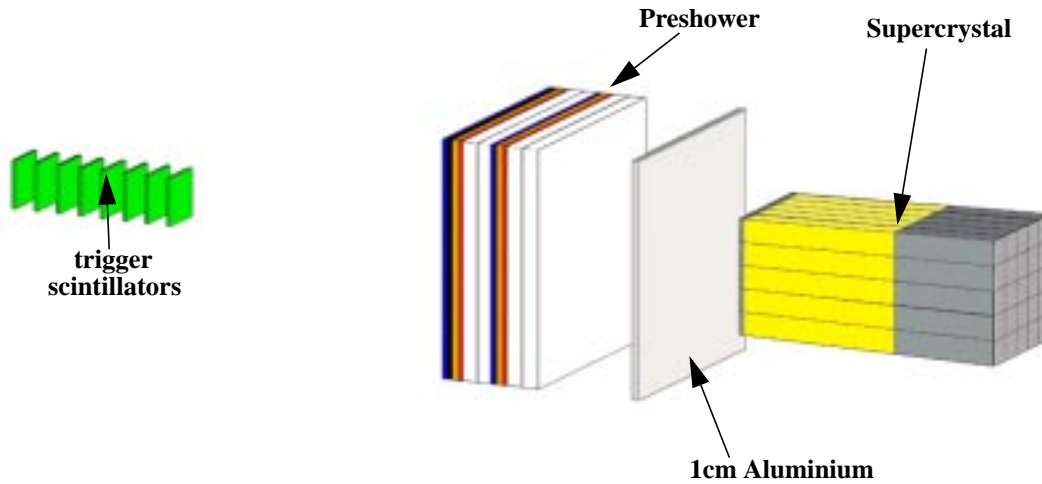
The preshower was positioned such that the centre of one of the silicon detectors in each plane was essentially colinear with the centre of the central crystal. The numbering scheme for the silicon detectors and crystals is shown in figure 7, which also shows the relative positions of the silicon detectors and crystals..



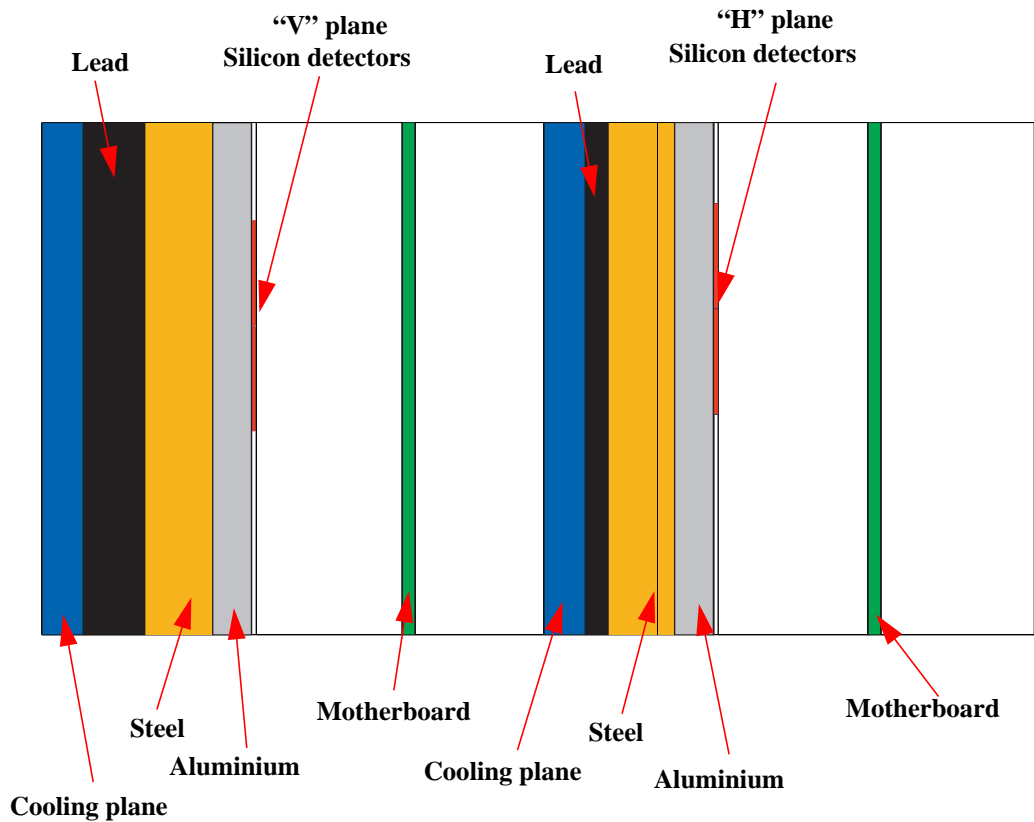
**Figure 7:** Positioning of the silicon detectors in front of the crystals.

### 1.3 Simulation Setup

A GEANT-3 simulation of the testbeam has been constructed. It includes the trigger scintillators (which total about 9% of a radiation length), preshower prototype and the endcap matrix. Figures 8 and 9 show, respectively, the overall setup and a close-up of the preshower. The description of the crystal matrix does not include the aluminium pieces placed in front of each crystal; to simulate this a plate of aluminium, 1cm thick, was placed between the preshower and the crystals. Although this plate has little effect on the performance of the ECAL when the preshower is not present, it has a significant effect when it is: after  $3X_0$  the shower has developed so many particles deposit energy in this aluminium.



**Figure 8:** Isometric view of the simulation setup. The beam enters from the left.



**Figure 9:** A close-up view of the preshower geometry used in the simulation. The beam enters from the left.

The preshower is described as a simple layered structure, very close to reality. The only real concession to simplicity was the fact that instead of the wedge-shaped aluminium tiles, an average thickness of aluminium was put in, so the silicon detectors are parallel to the absorber plates<sup>a)</sup>.

The total thickness of the preshower, seen by a normally incident particle, is  $3.24 X_0$  ( $2.06 X_0$  before the first plane of detectors; a further  $1.18 X_0$  between the two planes of detectors). This is somewhat higher than the nominal CMS design thickness which at present requires a total of  $3 X_0$  at  $\eta = 1.7$  (equivalent to about  $2.7 X_0$  for a normally incident particle). The predicted effects of reducing this thickness for further tests in 2000 are presented in section 5.

The simplest test of the validity of the simulation is to run it with and without the preshower and compare the difference in the sum of 9 crystal energy (the calibrated energy seen in a 3x3 matrix of crystals, centered around the crystal with the maximum energy deposit) with that seen in the beam test. This test is independent of any complicated analysis. It was found that this difference was very well modelled when:

- the aluminium plate was in place - between 1.5% (at 15 GeV) and 0.6% (at 180 GeV) of the energy is deposited in this plate.
- the energy cutoffs for photons and electrons were set to 10 keV both in the crystals and all of the preshower materials. The standard GEANT cuts of 1 MeV for CUTGAM and CUTELE were found to be too high - the energy deposited in the sum of 9 was about 1% too high in this case.<sup>b)</sup>

It was not found necessary to include delta rays in the simulation so the time penalty incurred by the necessity of the low cutoff energies was not too severe.

---

a. This has very little effect; the thickness of the aluminium wedge varies between about 3.5mm and 6.5mm - the average was set to 5mm. The wedge angle is around 3 degrees.

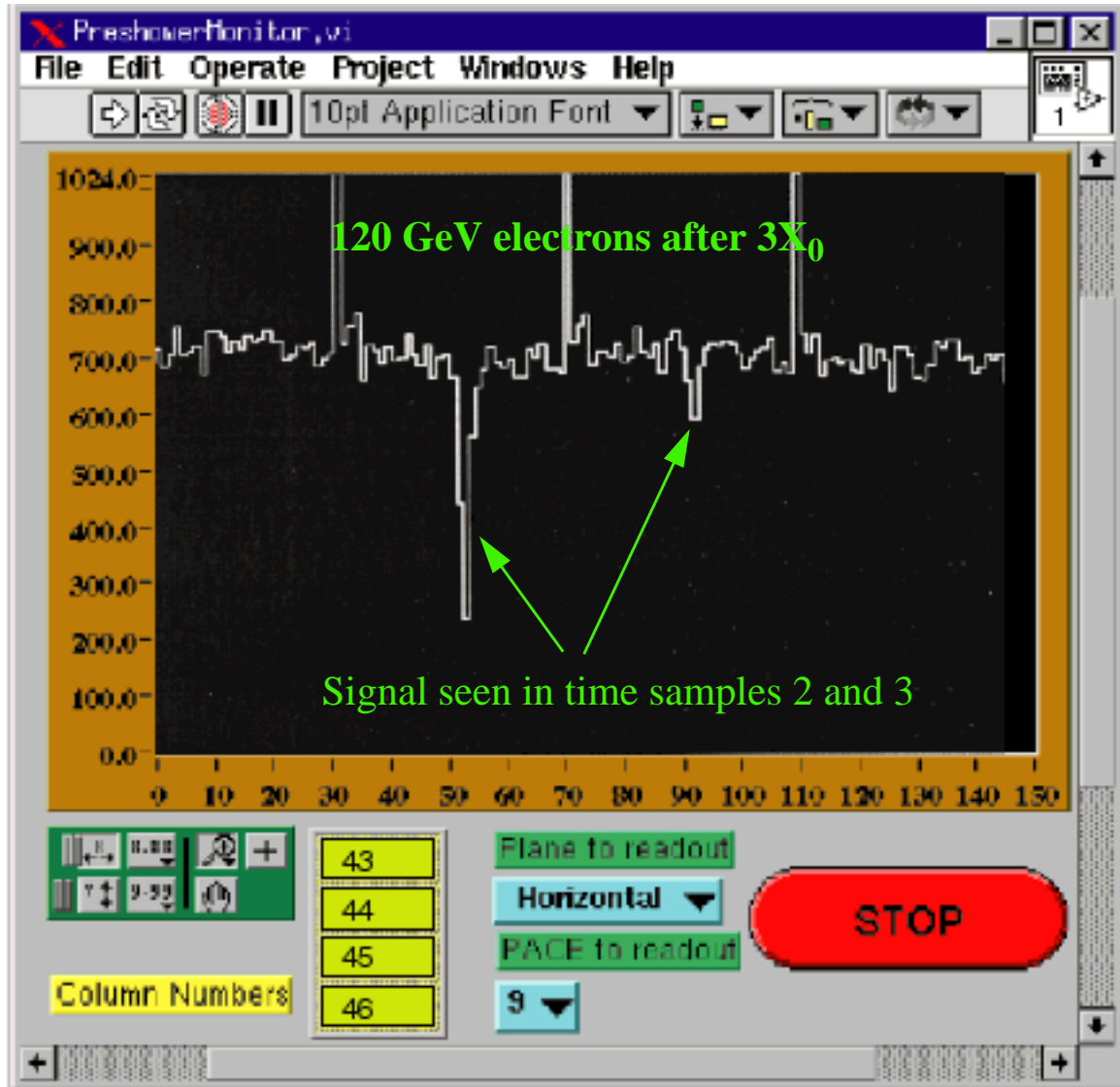
b. The "standard CMS cuts" of CUTGAM=100keV, CUTELE=1MeV were found to be very good, but this was only discovered after we had already run with 10 keV cuts.



## 2 Data Taking

### 2.1 Startup

Emphasis was put this year on a LabView-based online monitoring system. It was included as an add-on to the standard ECAL online monitoring, and fully debugged in the laboratory before being transferred to the beam test. The monitoring system allowed us to view the digital signals coming from a selected ADC (reading the analogue signals from one PACE). The image was updated about once a second, which was adequate for our needs. Figure 10 below shows a screen-dump of the monitoring output. Each ADC outputs 144 digital 12-bit words - four time samples x 36 channels (32 “live” channels + 4 “dummy” channels). Thus the first 36 signals are for the first time sample, signals 37-72 are for the second and so on. The PACE ran at 20 MHz during these tests



**Figure 10:** Screen dump of the online monitoring display for the preshower

An additional, and extremely useful, piece of information is the column addresses of the cells which are read-out from the PACE. If these are seen to be non-consecutive it signifies a problem<sup>a</sup>). Unfortunately there are only one set of addresses per plane, so it is impossible to tell if the individual PACE within a plane are synchronized with respect to their addresses. It is envisaged that the column addresses for each PACE will be read-out in CMS.

a. This was seen in the laboratory tests when we clocked the PACE at 40 MHz. There is a real, but small, design flaw in the PACE which has been corrected for future implementations. This is the reason why we ran at 20 MHz in these tests.

This monitoring system proved invaluable. To “find” the beam, we simply directed a 120 GeV electron beam at the central crystal, which we had tried to make co-linear with the centre of one of the detectors with our mechanics. We were able to see signals such as those shown figure 10. We could then move the beam around and verify the operation of all the detectors. Installation of the preshower and the verification that we had a working system took only a couple of hours.

With the preshower included in the data acquisition system the maximum number of events that could be taken per burst was a few hundred, to be compared with  $>2000$  for the crystals alone. This meant that we could not realistically perform a complete calibration of the crystals with the preshower included in the DAQ - this would have taken around one day.

## 2.2 Data Taken

We operated the preshower for a total of 6 days in front of the endcap ECAL prototype. During this time we performed the following functions:

- calibration of the crystals with 50 GeV electrons. The preshower was present physically but it was not included in the data acquisition (due to the time constraints mentioned above) except for the first four runs (see section 3.1).
- Energy scan of the central crystal with the angle between the preshower and ECAL set at zero degrees. The electron energies were: 15, 25, 35, 50, 80, 120 and 180 GeV.
- As above at an angle of  $10^\circ$
- As above at an angle of  $20^\circ$
- Position scan of the preshower - 120 GeV electrons incident over different regions to see the effects of gaps between the detector planes.
- Calibration at 120 GeV of the central 3 x 3 crystals. The preshower was again not included in the acquisition.
- The preshower was removed physically from the setup. A calibration at 120 GeV was then performed for all crystals.



## 3 Data Analysis

### 3.1 Preshower

In all the energy scan runs the beam was incident on strips 9 to 19 of detector H9 in the second plane. In the first plane the region hit depended on the angle of incidence of the electrons: strips 7 to 19 of detector V8 at zero degrees; strips 16 to 27 of V8 at 10 degrees; strips 30 to 32 of V8 and 1 to 9 of V9 at 20 degrees.

Strip number 14 of detector V8 was dead; therefore only the region from strips 7 to 13 inclusive is used for the analysis at zero degrees. At the beginning of the data-taking period a calibration of the crystals was performed using 50 GeV electrons incident upon each crystal in turn. The first four runs, on crystals 1-4, included the preshower in the DAQ. Figure 7 shows that the preshower detectors were not struck by the beam during these runs so they could be used for preshower pedestal calculation. Pedestals were computed for each channel of each detector.

After pedestal subtraction the noise spectrum in an individual channel in a single time sample has a spread of about 18 ADC counts before common noise subtraction. The noise mainly originates in the PACE and has many contributions: intrinsic pre-amplifier noise, memory non-uniformity, amplification of digital control signals through the substrate. These effects will be much lower (and in some cases non-existent) in the next version of the PACE which will be in DMILL technology and based on Voltage sampling, as opposed to charge integration. The control electronics (digital) and the memory (analogue) will be on separate chips, minimizing the effects of digital crosstalk into the analogue pre-amplifiers.

The common noise is given by the mean of the charge deposited in all channels of the considered detector excluding the following:

- the strip with the highest energy
- its 4 closest neighbours
- channels with more than 40 ADC counts
- dummy channels.

After common noise subtraction the noise decreases to about 8 ADC counts. Variations on this method of common noise subtraction were examined but no significant difference was found.

Since most of the signal is contained in 3 time slots (recall that the PACE stores the signal for 4 consecutive time samples), to optimize the signal-to-noise ratio the energy sum is made over 3 time slots in each plane (samples 2,3 and 4 in plane 1, samples 1,2 and 3 in plane 2)<sup>a</sup>.

It was found that the gain as a function of input signal of an individual time sample was not constant. For input signals less than about 50 mips the gain is constant and equivalent to about 6.5 ADC counts per mip. For larger signals, the gain is smaller, as demonstrated in figure 11. After correcting the data for this non-linearity the mean energy deposited in the detector agrees with the simulation to within 10%. The remaining difference is probably due to non-perfect correction of the non-linearity (at high energies) and common-noise (at low energies).

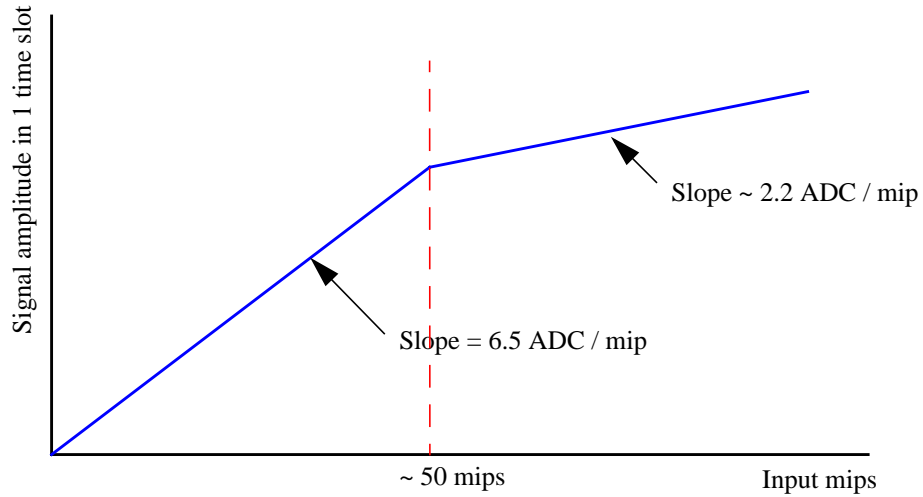
In the data, the number of ADC counts have been converted to Mips by scaling the peak of the distribution so that it is the same as in the simulation. The noise of 8 ADC counts per channel is equivalent to about 2 Mips in the sum of 2 time slots and 4 to 5 Mips on  $E_i$ . The long-term aim is to reduce the noise to much less than 1 Mip in the sum of 2 time slots in CMS.

$E_i$  is defined as the sum over 5 strips centered on the most energetic strip for plane  $i$ . Figure 12 shows the distribution of  $E_i$  for both planes in data and simulation at  $E_{\text{beam}} = 80$  GeV.

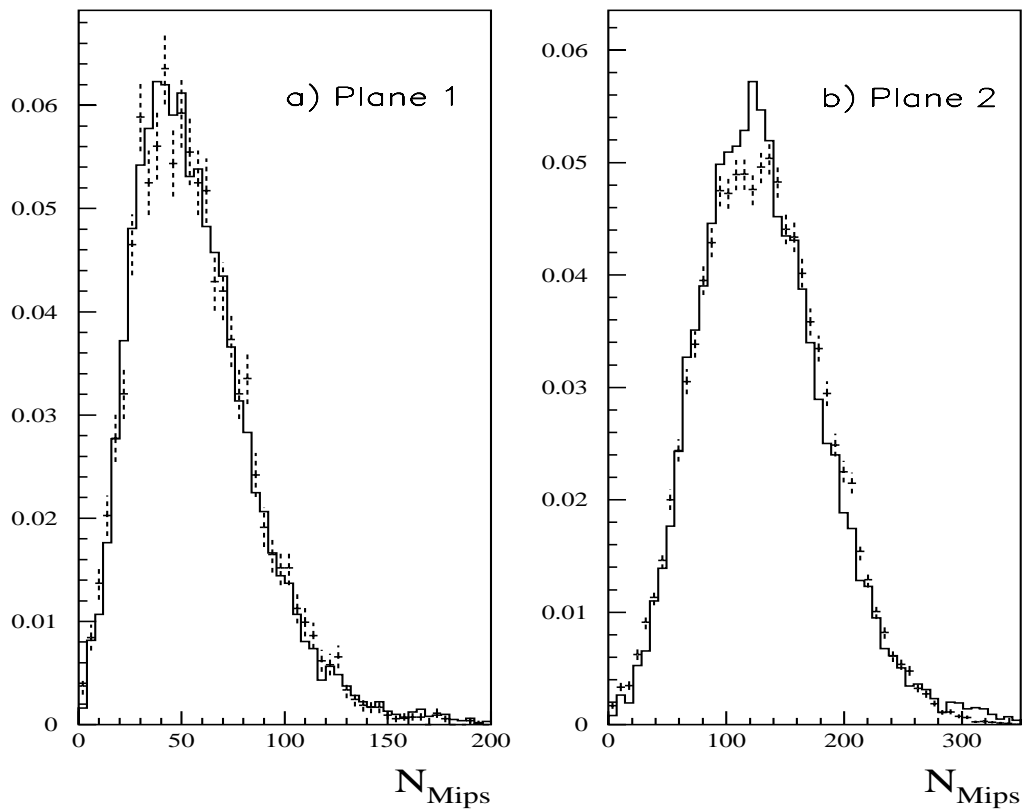
In each plane the particle position is defined as the centre of gravity (weighted by energy) of the 3 strips centered on the most energetic. Only events for which the position measured in the preshower is correlated with that measured in the beam chambers are used in the analysis.

---

a. Although the signal pulse is very fast, the time sampling is asynchronous with the beam, resulting in an effective "jitter" of 50ns.



**Figure 11:** Sketch showing signal amplitude (in ADC counts) in a single timeslot as a function of input signal (in mips).



**Figure 12:** Number of Mips deposited in a) plane 1 and in b) plane 2 for an 80 GeV electron beam. The simulation results are given by the full histograms and the data are the dashed histograms with error bars.

## 3.2 Crystals

### 3.2.1 Calibration Coefficients

At the end of the test period a 120 GeV calibration of the crystals was performed using 120 GeV electrons with the preshower in front of the crystals, and then repeated after the preshower had been physically removed. Time constraints meant that we could not perform this calibration for all of the crystals. Table 1 shows a comparison between the inter-crystal calibration coefficients (normalized to the coefficient for crystal 13) found with and without the preshower present.

Crystal	Normalized coefficient with the preshower	Normalized coefficient without the preshower	Difference (%)
7	1.375	1.368	-0.56
8	0.994	0.991	-0.29
9	2.269	2.253	-0.68
10	4.290	4.226	-1.51
12	1.891	1.905	0.75
13	1.	1.	0.
14	2.511	2.487	-0.97
15	1.373	1.373	-0.01
17	1.415	1.439	1.68
18	0.989	0.990	0.10
19	1.641	1.620	-1.32

**Table 1:** Comparison between inter-crystal calibration coefficients obtained with and without the preshower in place.

The calibration coefficients obtained with and without the preshower are very similar, in most cases differing by less than 1%<sup>a)</sup>.

The calibration coefficients obtained from runs 28863 and 28887, taken without the preshower in front of the crystals, were used for the following analysis. For the energy scan runs the beam was incident on crystal 13.  $E_9$  ( $E_{25}$ ) is defined as the sum of the energy deposited in 9 (25) crystals centered on crystal 13.

The noise in the crystals was measured to be 390 MeV for  $E_9$  and 1.1 GeV for  $E_{25}$ . These values are somewhat lower than those found during the previous running period of the ECAL alone as the attenuators in the crystal readout chain were changed to give a higher signal/noise ratio.

In the case of 25 crystals the noise is the dominant component in the energy resolution, leading to a big uncertainty on the resolution. This is mainly due to a large coherent component coming from transmission of the signals to the counting room. For this reason we have concentrated our efforts on energy resolution studies with 9 crystals.

The x (y) beam position corresponding to the centre of the crystal is defined as the position for which the mean energy deposited in crystals 12 and 14 (8 and 18), after calibration, is the same. The position of the centre was found to be  $x_{\text{beam}} = 58.5\text{mm}$  and  $y_{\text{beam}} = 60.0\text{mm}$ . For the energy resolution study the area was restricted to a  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  square centered on the centre of crystal 13 when possible.

In order to avoid the dead strip at 0 degrees (see section 3.1) the region which was used was displaced by 6mm in x from the centre of the crystal.

---

a. An examination of two calibration runs taken with the ECAL alone shows that for the 16 crystals surrounding the central  $3 \times 3$  (these crystals are not struck by the beam during energy scans), the mean absolute change in calibration coefficient is around 0.26%.

## 4 Results

### 4.1 Energy resolution

#### 4.1.1 Energy resolution of the crystals alone

The energy resolution for the sum of 9 crystals obtained for crystals alone can be parameterized by (excluding the noise contribution):

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{4.1\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.25\%$$

In the simulation, with no noise, it was found to be:

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{1.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.25\%$$

The simulation does not include the photostatistics contribution to the stochastic term. For comparison purposes we added (in quadrature) an extra 3.9% to the simulated stochastic term in the following results, i.e.  $3.9\% \oplus 1.4\% = 4.1\%$ .

#### 4.1.2 Energy resolution with the preshower

The total energy is defined as

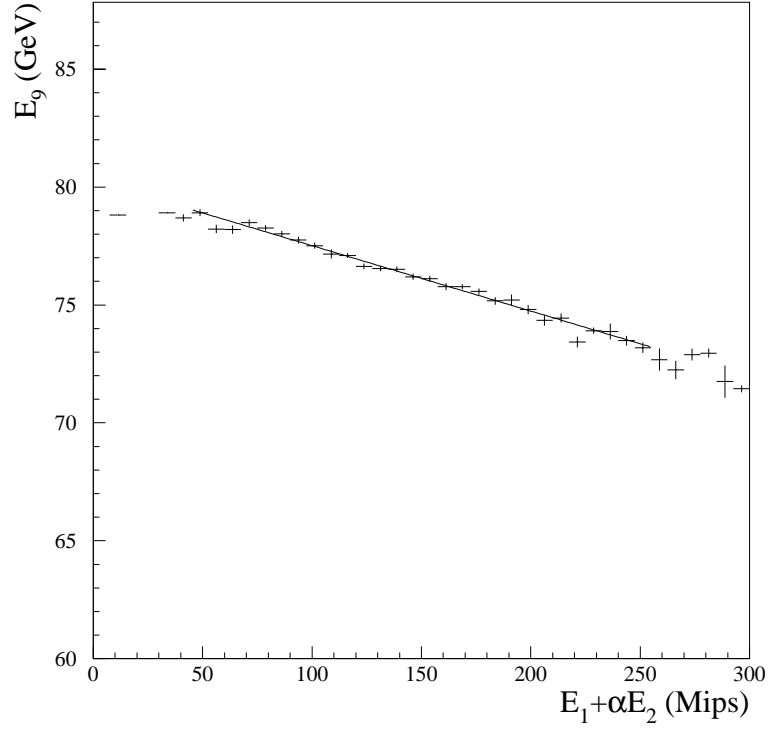
$$E_{\text{tot}} = E_9 + E_{\text{presh}}$$

where  $E_9$  is the energy (in GeV) in the sum of 9 crystals and

$$E_{\text{presh}} = \gamma(E_1 + \alpha E_2)$$

where  $E_{1,2}$  are expressed in Mips and  $\gamma$  in GeV per Mip. The dimensionless coefficient  $\alpha$  defines the relative weight of both planes and was adjusted in order to obtain the best resolution on  $E_{\text{tot}}$ . The results are very stable for values of  $\alpha$  between 0.6 and 0.8. It was fixed to 0.7 in the following. The value of  $\gamma$  is calculated from the distribution of the mean value of  $E_9$  as a function of  $(E_1 + \alpha E_2)$  as shown in Figure 13. Because of the non-linearity for extreme values of  $(E_1 + \alpha E_2)$  the value of  $\gamma$  varies slightly with the fitting range. This results in an uncertainty of about 5% on  $\gamma$ . The values obtained for  $\gamma$  are given in table 2 for data and simulation at  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  and  $20^\circ$ .

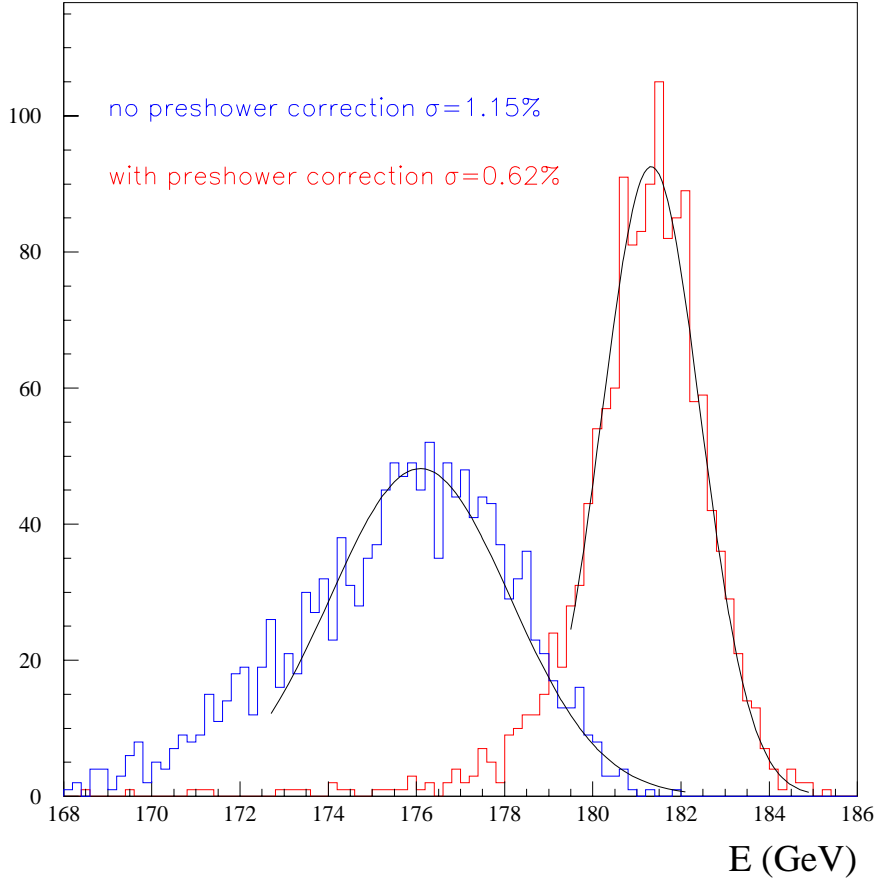
In order to compare the energy distributions found in simulation and data, a Gaussian noise of 390 MeV was added to  $E_9$  and a Gaussian noise of 2 Mips was added to each channel of the preshower. Given the values of  $\alpha$  and  $\gamma$  the noise in the preshower is equivalent to 160 MeV on  $E_{\text{tot}}$  which should be added in quadrature to the noise from the crystals.



**Figure 13:**  $E_9$  versus  $(E_1 + \alpha E_2)$  in the data for  $E_{\text{beam}} = 80$  GeV. The line is the result of the fit.

Energy (GeV)	Slope of $E_9$ vs $(E_1 + \alpha E_2)$ (GeV/Mip)					
	$0^\circ$ Incidence		$10^\circ$ Incidence		$20^\circ$ Incidence	
	Data	Simulation	Data	Simulation	Data	Simulation
15	0.026	0.028	0.031	0.028	0.031	0.030
25	0.027	0.027	0.032	0.028	0.031	0.030
35	0.027	0.027	0.030	0.028	0.029	0.029
50	0.027	0.027	0.028	0.027	0.029	0.028
80	0.027	0.025	0.029	0.027	0.027	0.028
120	0.026	0.025	0.027	0.027	0.028	0.028
180	0.023	0.024	0.025	0.026	0.027	0.028

**Table 2:** Values for the slope of  $E_9$  vs  $(E_1 + \alpha E_2)$  in GeV/Mip for data and simulation for all angles of incidence.



**Figure 14:** Distribution of  $E_9$  (no preshower correction) and of  $E_{\text{tot}}$  for  $E_{\text{beam}} = 180$  GeV in the data.

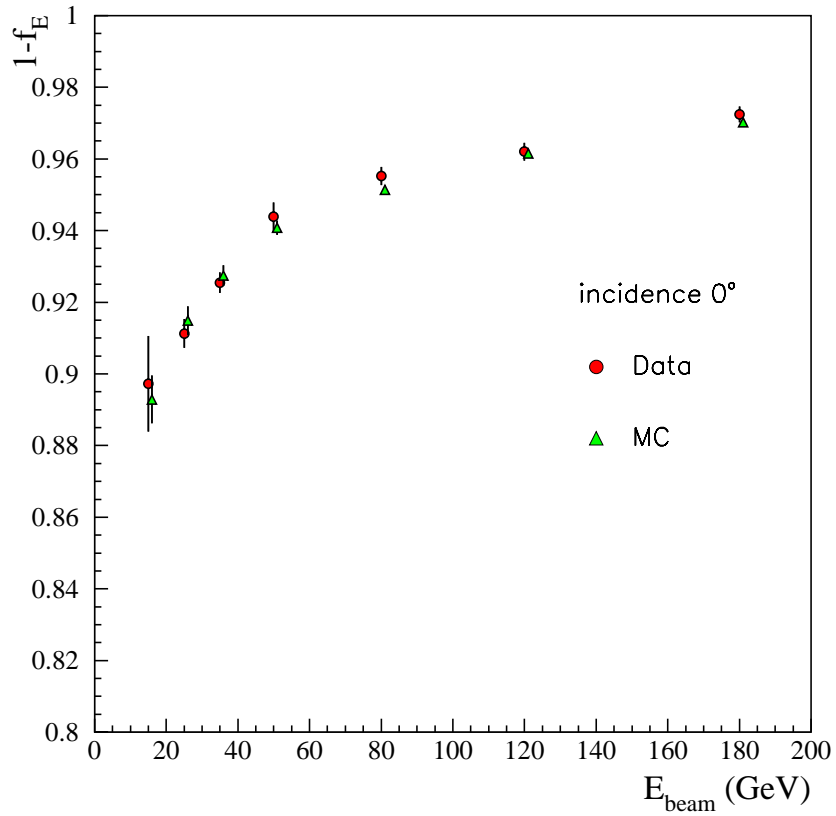
Figure 14 shows the distribution of  $E_9$  and  $E_{\text{tot}}$  for  $E_{\text{beam}} = 180$  GeV in the data. Since the spectra do not follow simple Gaussian distributions the energy resolution is obtained from a Gaussian fit on the restricted range from  $1.5\sigma$  below the mean to  $3\sigma$  above.

The quadratic difference of the energy resolution obtained in the simulation with and without noise gives the value of the effective noise. Because the distributions are not perfectly Gaussian the effective noise was found to be 10% higher than the standard deviation parameter of the Gaussian random number generator used to inject noise. We took a pragmatic approach such that the noise which is subtracted from the energy resolution is taken as 110% of the measured noise.

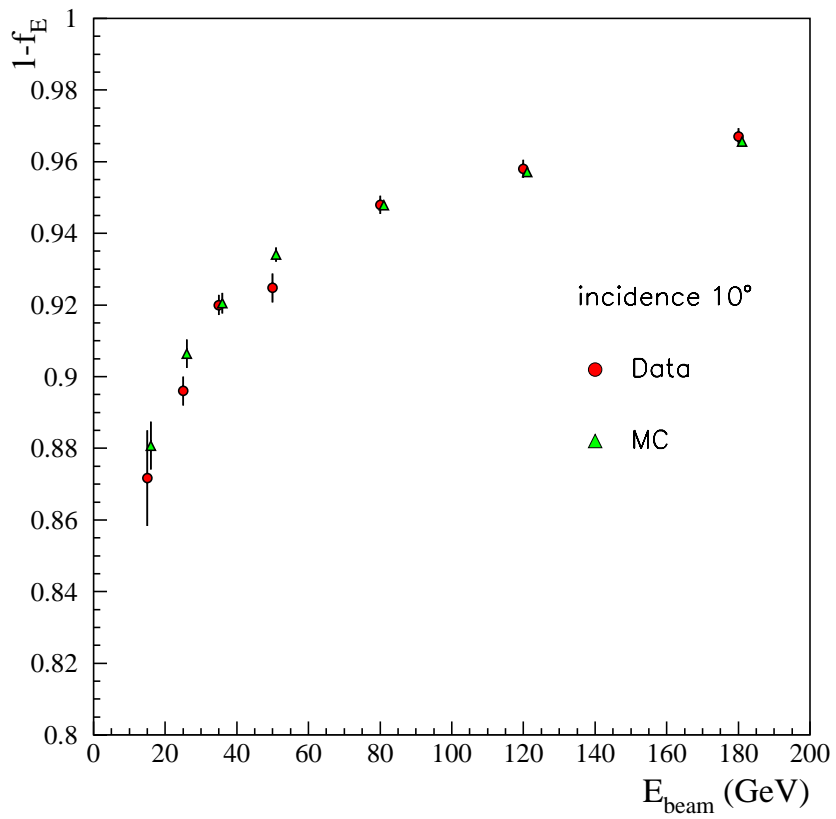
The fraction of energy deposited in the preshower is given by  $f_E = 1 - \langle E_9 \rangle / \langle E_{\text{tot}} \rangle$  where  $\langle E_9 \rangle$  ( $\langle E_{\text{tot}} \rangle$ ) is the position of the peak of the distribution of  $E_9$  ( $E_{\text{tot}}$ ). The value of  $1 - f_E$  (i.e.  $\langle E_9 \rangle / \langle E_{\text{tot}} \rangle$ ) as a function of energy is shown in figures 15 and 16 for zero and 10 degree incidence angles respectively. The simulation agrees well with the data showing that the energy deposition in the preshower is well understood.

The energy resolution before preshower correction (i.e. on  $E_9$ ) after noise subtraction is shown in Figure 17.

Figures 18, 19 and 20 show the energy resolution after preshower correction (i.e. on  $E_{\text{tot}}$ ) for the 3 incidence angles respectively. The noise is subtracted and a stochastic term of 3.9% (see section 4.1.1) has been added to the energy resolution found in the simulation.

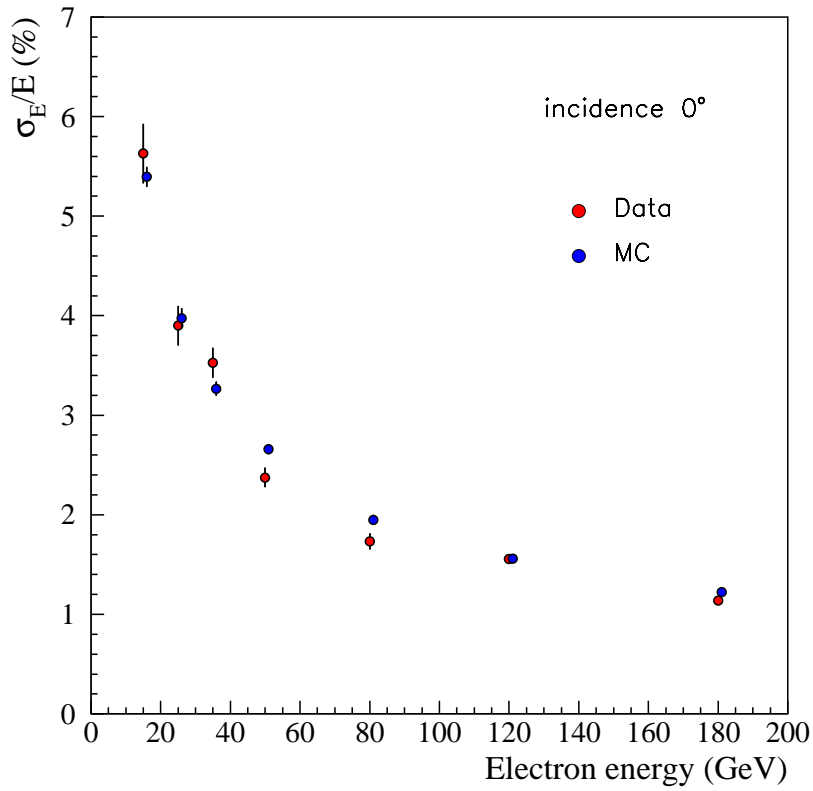


**Figure 15:** Fraction of energy deposited in the crystals as a function of energy for zero degrees incidence.

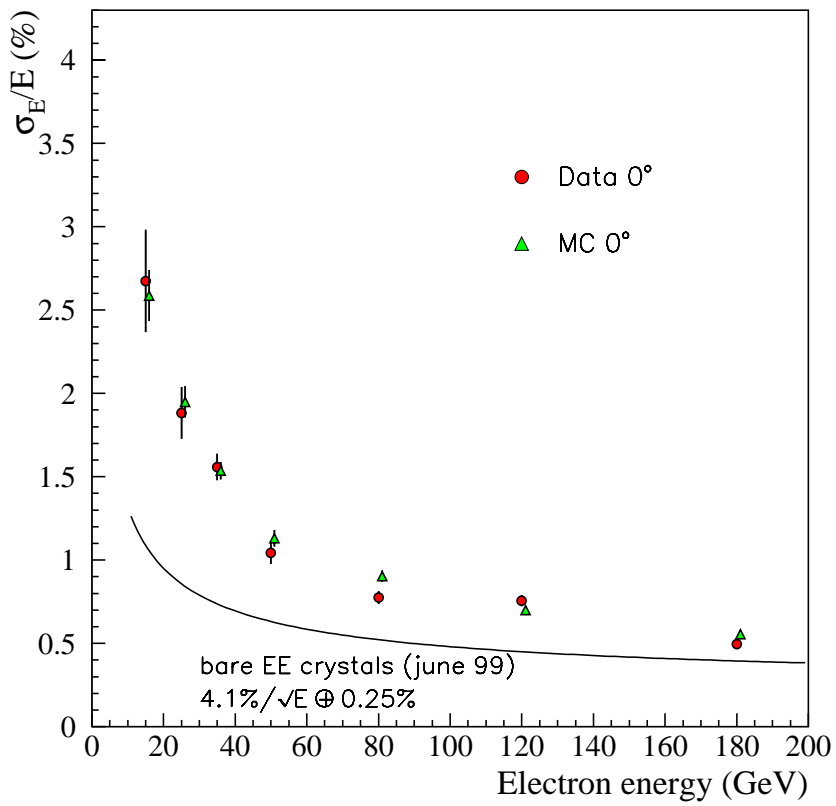


**Figure 16:** Fraction of energy deposited in the crystals as a function of energy for 10 degrees incidence.

I

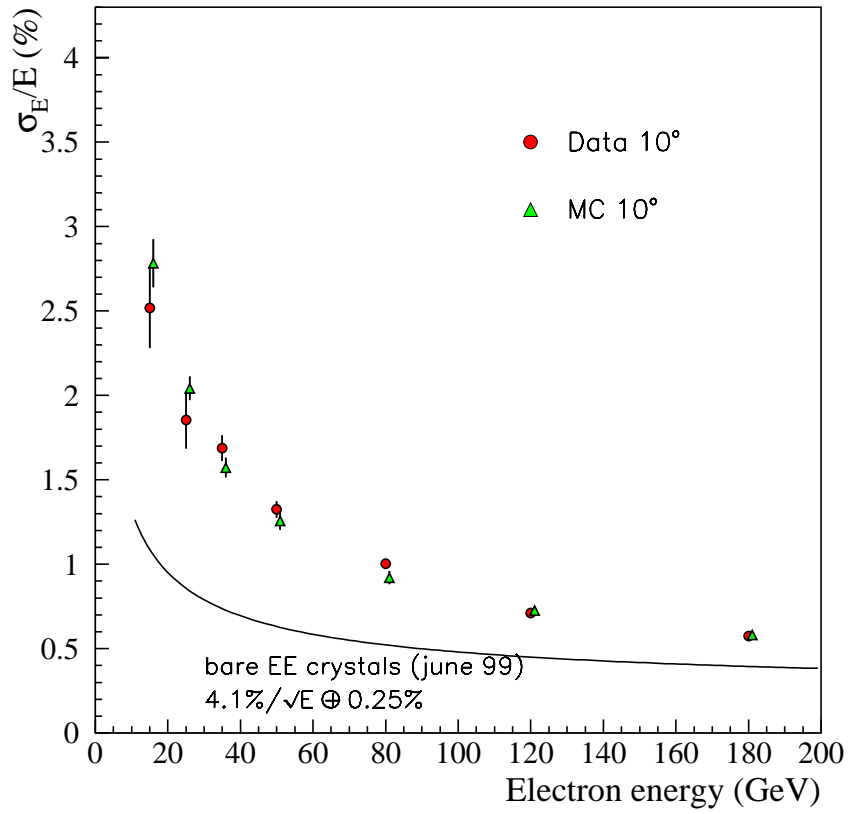


**Figure 17:** Energy resolution before preshower correction. The noise in the crystals and in the preshower is subtracted.

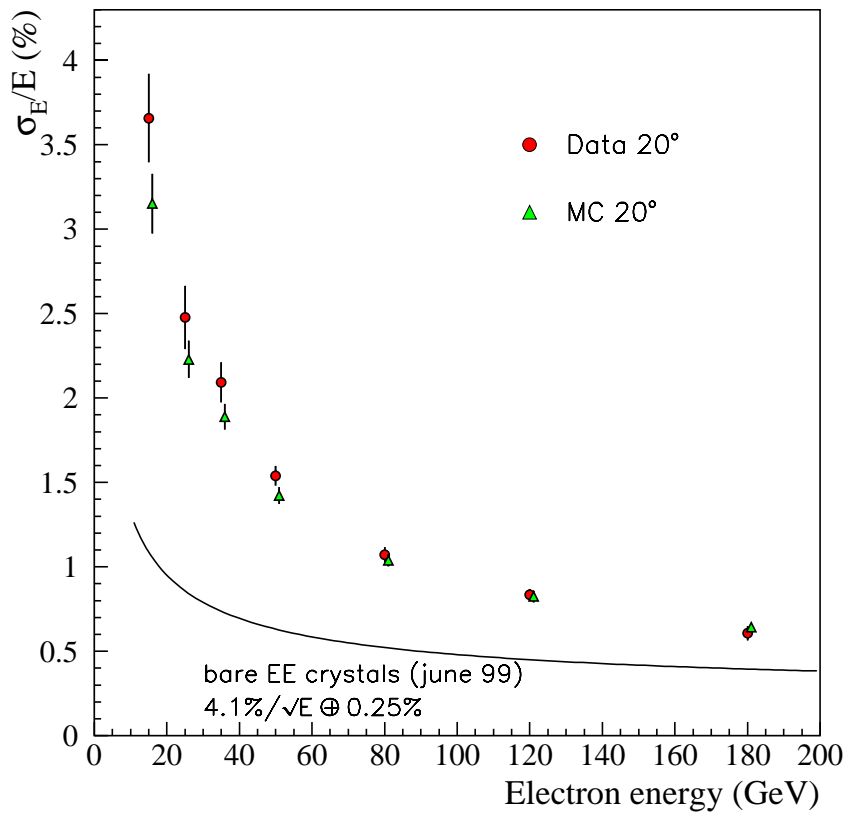


**Figure 18:** Energy resolution after noise subtraction for an incidence of zero degrees.





**Figure 19:** Energy resolution after noise subtraction for an incidence of 10 degrees

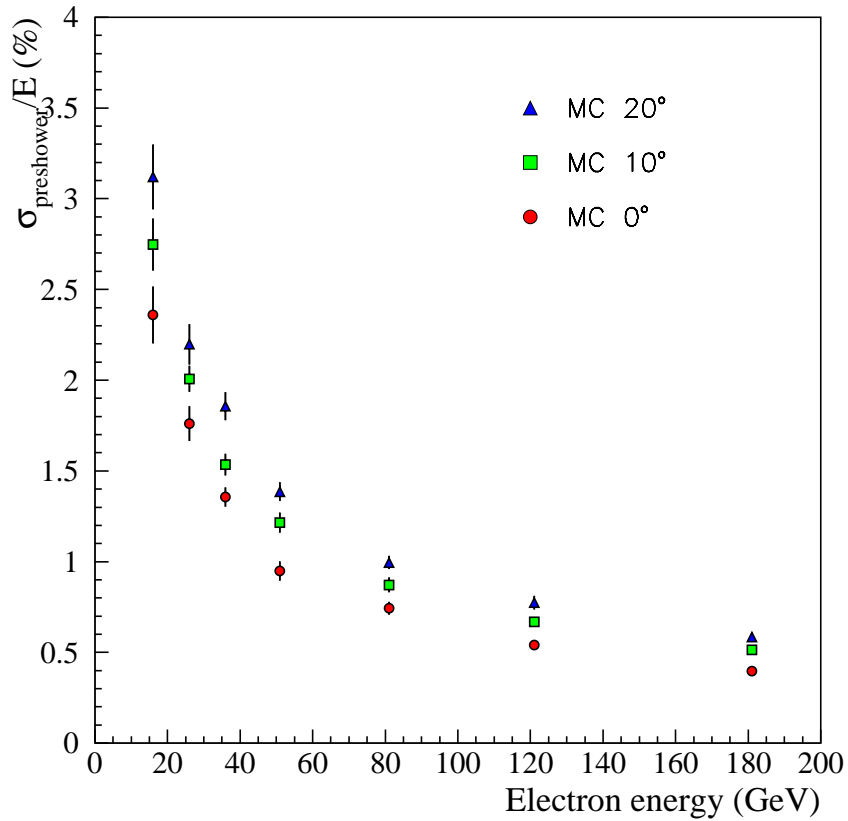


**Figure 20:** Energy resolution after noise subtraction for an incidence of 20 degrees

The contribution of the preshower to the energy resolution is obtained by subtracting the known resolution of the crystals alone:

$$\frac{\sigma_{\text{Preshower}}}{E_{\text{beam}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{tot}}}{E_{\text{beam}}}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_{\text{crystals}}}{E_{\text{beam}}}\right)^2}$$

The “preshower term” measured in the simulation is shown in figure 21 for the 3 incidence angles.



**Figure 21:** Contribution from the preshower to the energy resolution.

As the angle of incidence increases, the thickness of absorber “seen” by the particle increases accordingly, resulting in a larger amount of energy being deposited in the absorber. Clearly the less energy deposited in the preshower, the better the energy resolution.

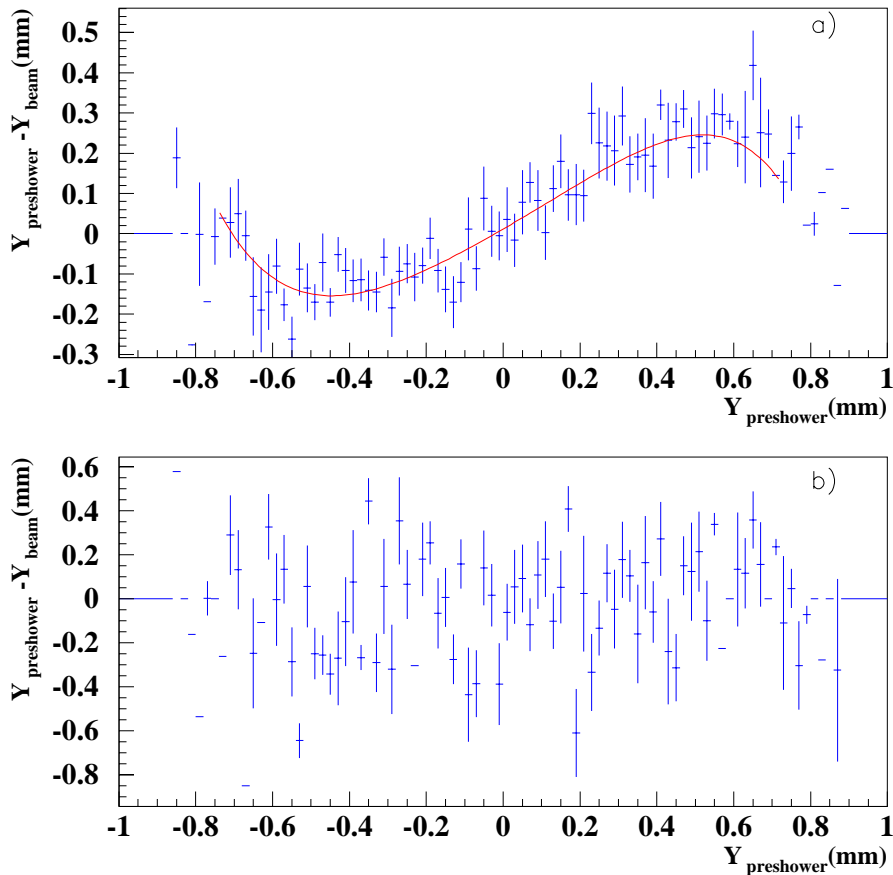
## 4.2 Spatial Precision

An energy-weighted centre-of-gravity method was used to calculate the beam incidence position in the preshower planes ( $X_{\text{preshower}}, Y_{\text{preshower}}$ ), using 3 strips centered on the one with the maximum energy deposit. The reference positions ( $X_{\text{beam}}, Y_{\text{beam}}$ ) were defined by wire chambers upstream of the preshower using the method defined in [3].  $X_{\text{beam}}$  and  $Y_{\text{beam}}$  are actually the positions measured by the wire chambers extrapolated to the preshower. The precisions of  $X_{\text{beam}}$  and  $Y_{\text{beam}}$  thus depend on the beam energy, and also on the angle of the preshower detectors relative to the beam<sup>a)</sup>. The measured uncertainties on  $X_{\text{beam}}$  and  $Y_{\text{beam}}$  are given in table 3.

Beam Energy (GeV)	0° Preshower Angle		10° Preshower Angle		20° Preshower Angle	
	$\sigma X_{\text{beam}}(\mu\text{m})$	$\sigma Y_{\text{beam}}(\mu\text{m})$	$\sigma X_{\text{beam}}(\mu\text{m})$	$\sigma Y_{\text{beam}}(\mu\text{m})$	$\sigma X_{\text{beam}}(\mu\text{m})$	$\sigma Y_{\text{beam}}(\mu\text{m})$
180	127	147	135	151	142	158
120	127	163	147	166	143	172
80	151	163	160	185	162	187
50	181	227	189	228	197	240
35	204	249	213	252	219	263
25	224	266	223	270	237	296
15	240	298	238	288	249	315

**Table 3:** The precision of the extrapolations from the beam chambers.

At high energies a plot of, for example,  $Y_{\text{preshower}} - Y_{\text{beam}}$  vs  $Y_{\text{preshower}}$  shows a characteristic S-curve shape (figure 22a), similar to that seen in the crystals. This is due to the lateral distribution of the shower and can be used to apply a correction to the measurement. The S-curve is not evident at low energies, as can be seen in Figure 22b.



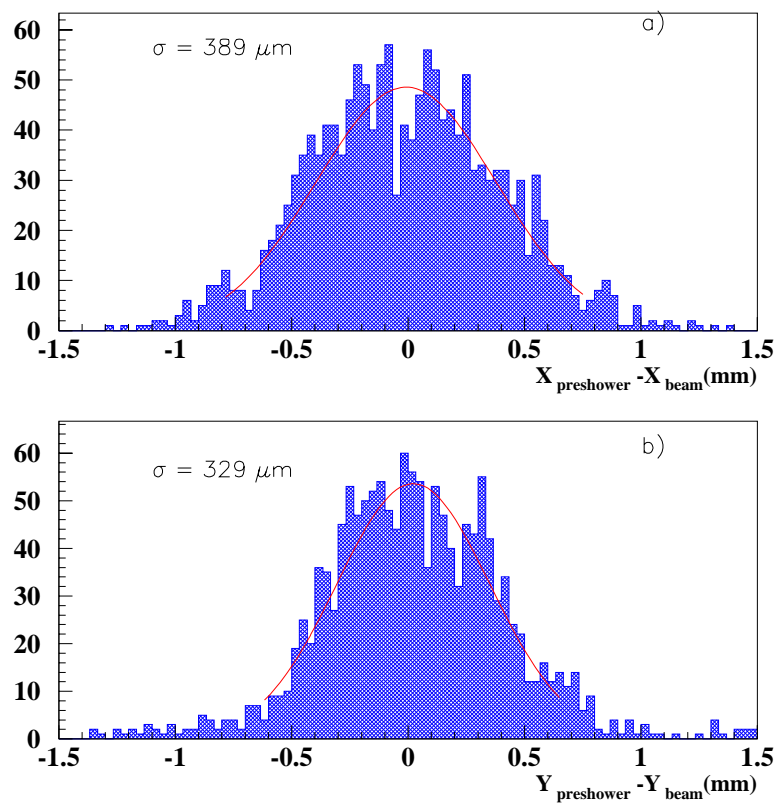
**Figure 22:** S-curve characteristic shape in the second plane for a) 180 GeV electrons, b) 15 GeV electrons.

a. To compare the positions measured by the preshower and the beam chambers we have to convert to the same coordinate system - which in this case is the internal coordinate system of the preshower silicon detectors.

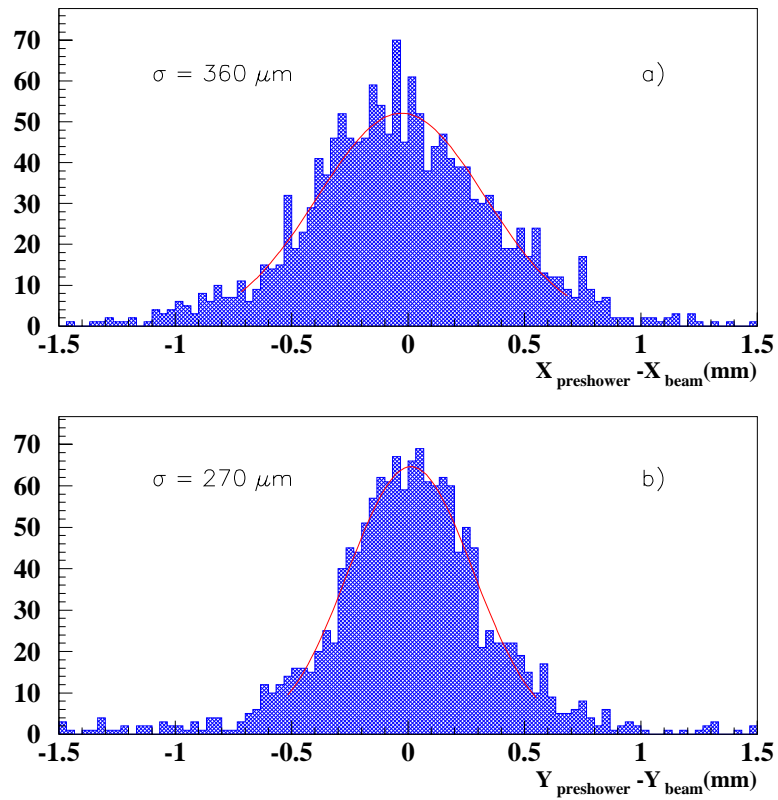
The improvement the S-curve correction makes at high energy is evident in figures 23 and 24 which show the spatial precision in the preshower planes for 180 GeV electrons (before subtracting the error on the beam chambers) before and after S-curve correction respectively.

Figures 25-30 show the spatial precisions measured for the preshower planes as a function of incident electron energy for each of the three incidence angles after S-curve correction. For the second plane there is a good agreement between data and simulation, but it is not so good for the first plane. It should be noted that noise has not been included in the simulation in these plots. If 2 Mips noise is included, as was done for the energy resolution, the simulation results get slightly worse, especially at low energies, and the agreement for the first plane improves. However, the agreement for the second plane degrades. Uncertainties on the level of noise in the preshower, and differences between the S-curve corrections in data and simulation are probably responsible for these discrepancies. It is worth pointing out that in any case the spatial precision is always better than  $500\mu\text{m}$ .

There is a slight improvement in precision as the angle of incidence increases, due to the thicker amount of absorber traversed (resulting in a larger lateral shower development).



**Figure 23:** Spatial precision of the two preshower planes, before S-curve correction, for 180 GeV electrons at zero degrees incidence angle.



**Figure 24:** Spatial precision of the two preshower planes, after S-curve correction, for 180 GeV electrons at zero degrees incidence angle.

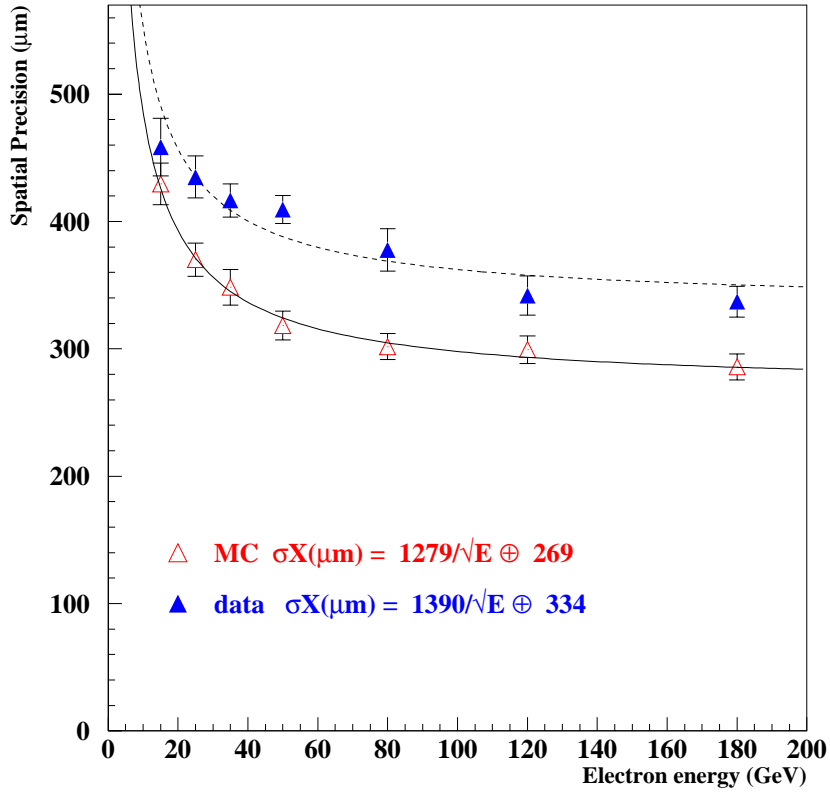


Figure 25: Spatial precision as a function of electron energy for the first plane, zero degrees incidence angle.

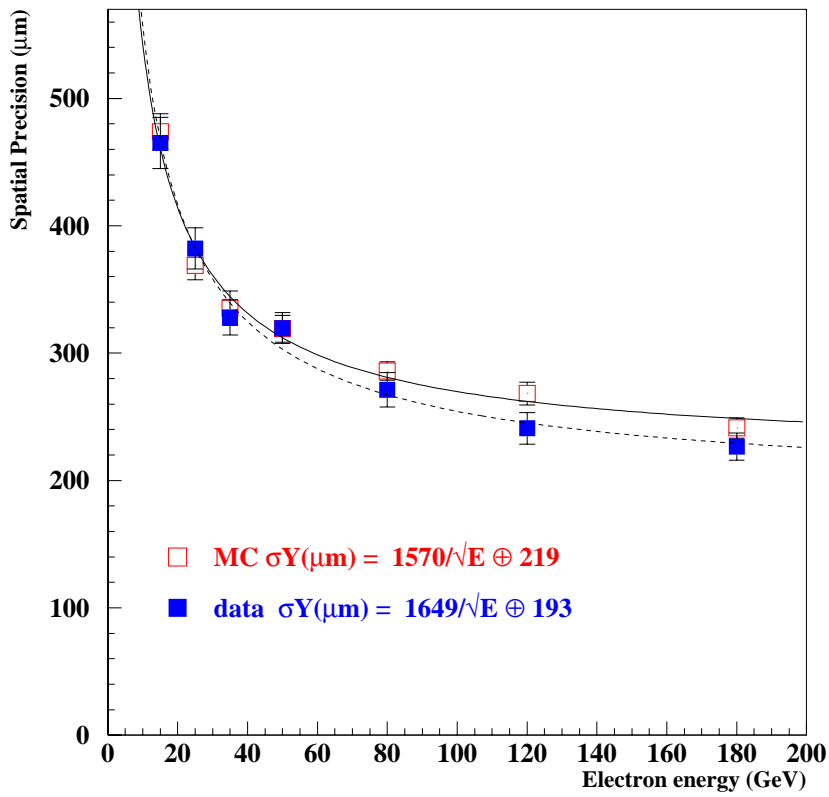


Figure 26: Spatial precision as a function of electron energy for the second plane, zero degrees incidence angle.

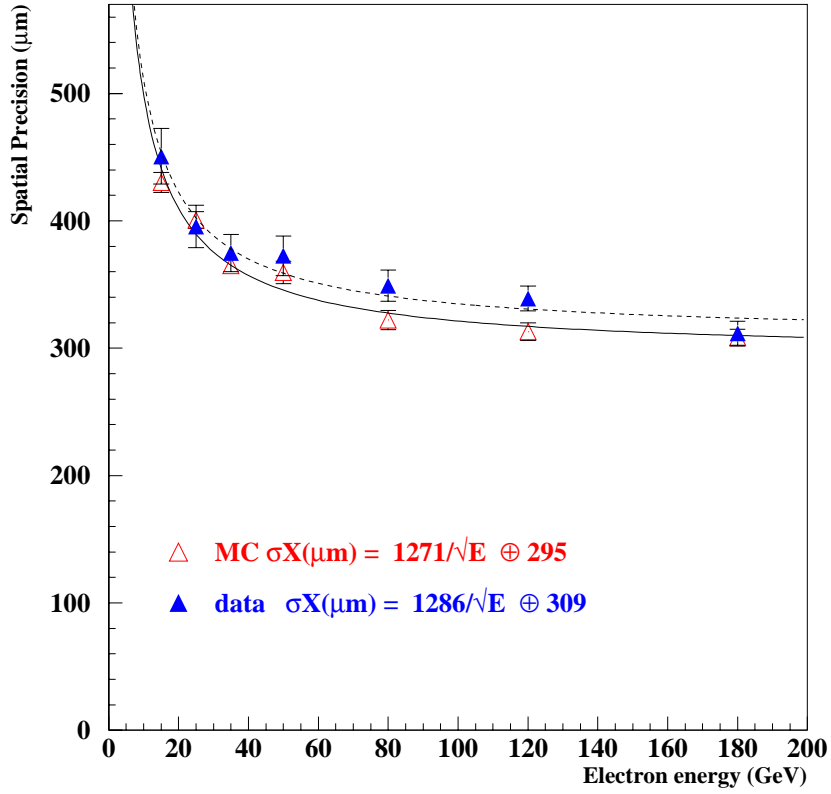


Figure 27: Spatial precision as a function of electron energy for the first plane, ten degrees incidence angle.

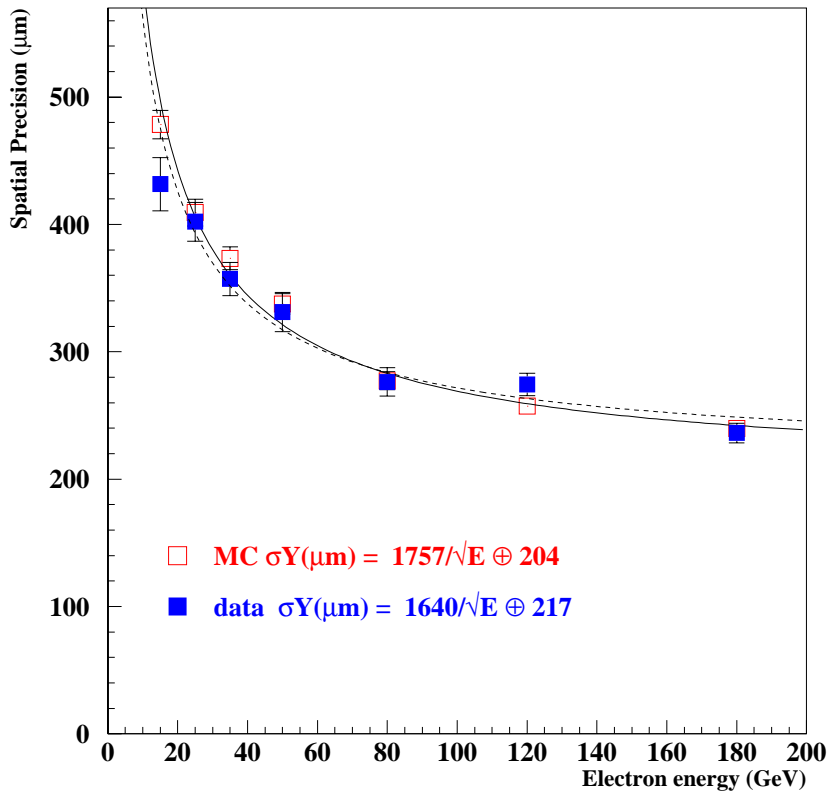


Figure 28: Spatial precision as a function of electron energy for the second plane, ten degrees incidence angle.

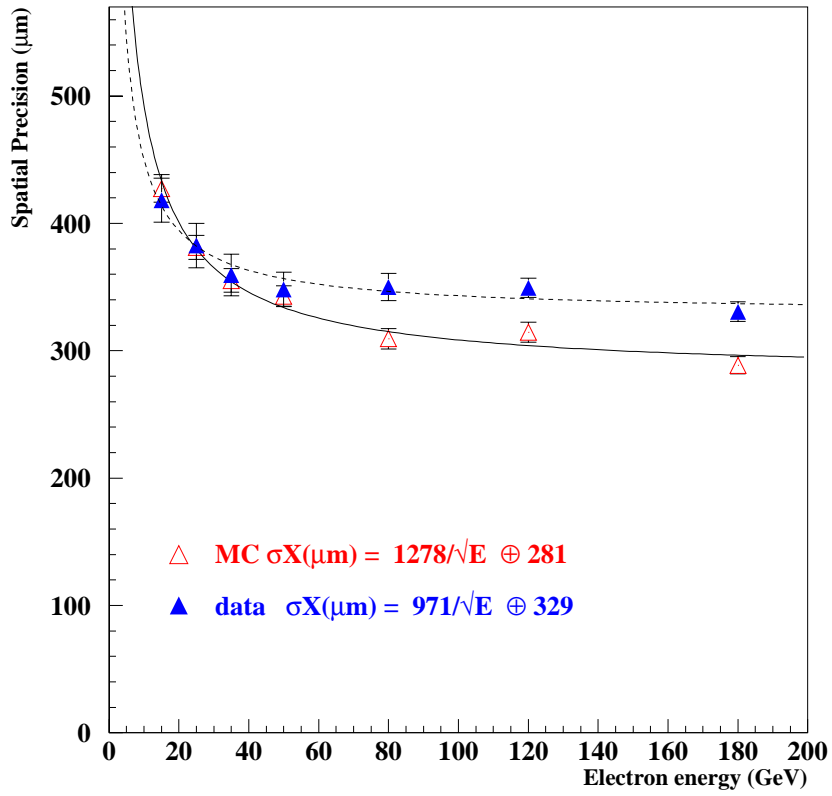


Figure 29: Spatial precision as a function of electron energy for the first plane, twenty degrees incidence angle.

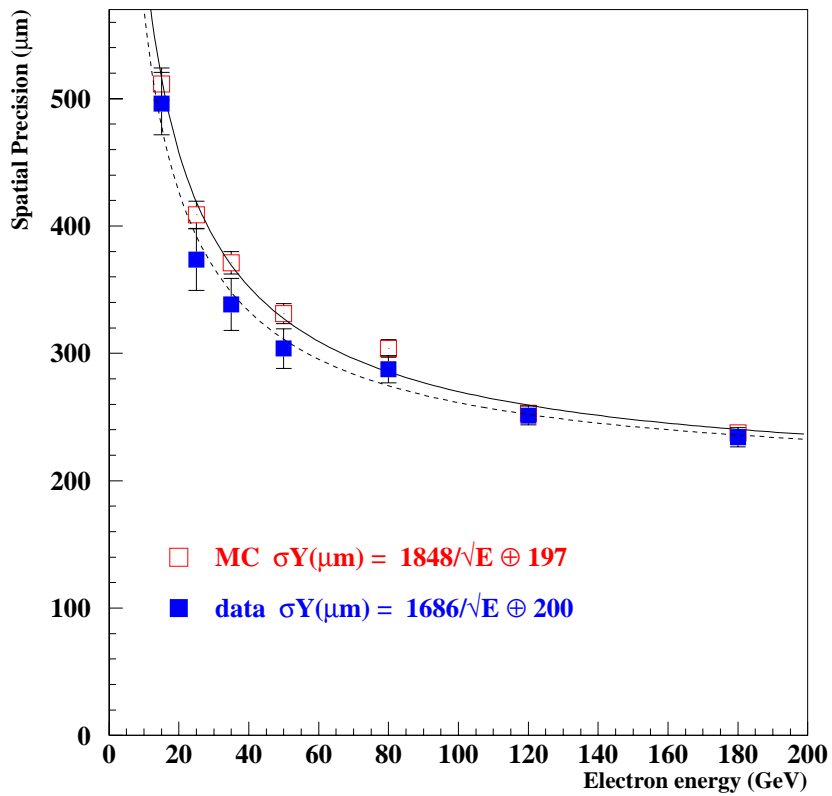


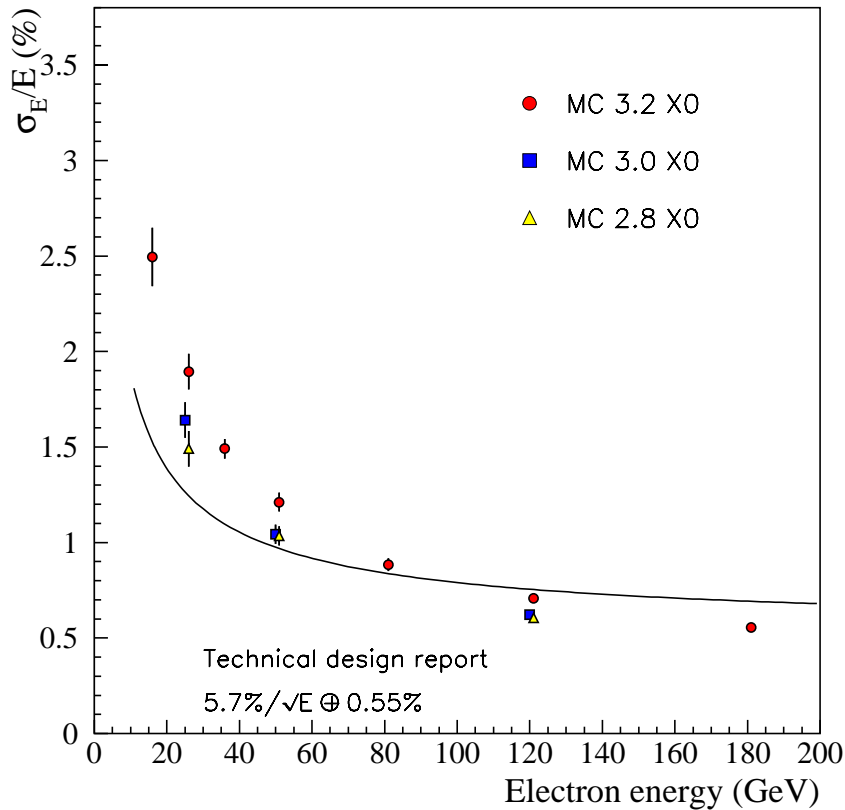
Figure 30: Spatial precision as a function of electron energy for the second plane, twenty degrees incidence angle.



## 5 Beam Test 2000

The preshower prototype has a total of  $3.24 X_0$  which is thicker than foreseen in CMS [4]. It is planned to reduce this thickness to something more realistic for beam tests in 2000. The accuracy of the simulation allows us to predict the effects on the energy resolution etc. of modifying the preshower geometry. Two scenarios were studied, each involving the removal of material from the steel support plates, to obtain total preshower thicknesses (for normally incident particles) of about  $3.0 X_0$  and  $2.8 X_0$ .

Figure 31 shows the energy resolution for these “thinner” scenarios at 25, 50 and 120 GeV, compared with the  $3.2 X_0$  geometry. Also shown is a curve representing the TDR design goal. The preshower additional term decreases from 0.55% to 0.43% at 120 GeV.



**Figure 31:** Energy resolution with preshower thicknesses of  $3.24 X_0$ ,  $3.0 X_0$  and  $2.8 X_0$ . Note that noise is not included.

The preshower and ECAL prototype will be placed in a 3T magnetic field (in the endcap configuration) in the H2 beam line at CERN in 2000. The simulation predicts that the effects of this field on the performance of the preshower are negligible.

## 6 Conclusions

The excellent agreement between data and simulation now gives us confidence that we can use simulation to predict the effects of design changes etc. on the preshower performance - both the prototype and the “real” detector.

The energy resolution results obtained are encouraging, particularly as it was impractical to use an array of crystals larger than  $3 \times 3$  in the  $E_{\text{tot}}$  calculation due to noise constraints and the total thickness of the preshower was significantly larger than it will be in CMS. Above about 80 GeV (equivalent to an  $E_T$  of less than 35 GeV in the endcaps of CMS) the energy resolution is better than 1%. The spatial precision obtained is easily sufficient for our requirements.

The short time needed for installation in the beam resulted in efficient and complete data taking and the system ran continuously for the complete period of about 150 hours without any user intervention.

### Acknowledgments

We wish to thank all those involved in the construction and operation of the Endcap ECAL matrix used in this test, particularly Dave Cockerill for agreeing to our wishes to push the supercrystal as far forward as possible, and to Geoff Barber for making this physically possible. Chris Seez and Maurice Haguenaer were, as usual, extremely helpful in many areas of both software and hardware.

### References

- [1] P. Aspell, *The design of the PACE integrated circuit for the LHC CMS Preshower Detector System*, Open University T401 report - see <http://cmsdoc.cern.ch/~pshower/documents/internal/pacethesis.pdf>
- [2] Note in preparation
- [3] P. Bloch, *Getting the best resolution from the H4 beam chambers*, CMS IN-1996/006
- [4] The CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter Project - Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33

# Annexe C

## Upgrade of the detection benches : optics and mechanics

Cette annexe reproduit le texte d'une note VIRGO (VIR-NOT-LAP 1390-264) consacrée à la mise à jour optique et mécanique du banc de détection de Virgo lors du changement de configuration optique.





# Upgrade of the detection benches: optics and mechanics

R. Flaminio, B. Lieunard, F. Moreau, E. Tournefier

**VIR-NOT-LAP-1390-264**

Issue 1

Date: 21st April 2004

VIRGO \* A joint CNRS-INFN Project

Project office: Traversa H di via Macerata - I-56021 S. Stefano a Macerata, Cascina (PI)

Secretariat: Telephone (39) 50 752 521 – Fax (39) 50 752 550 – e-mail [virgo@pisa.infn.it](mailto:virgo@pisa.infn.it)

# 1 Introduction

The detection of the Virgo dark fringe and secondary beam signals is performed by using a cascade of two benches: the suspended bench and the external bench. The configuration of these benches during the Central Interferometer (CITF) commissioning has been described in [1]. The suspended bench receives the dark fringe (B1) and the secondary beam (B5) reflected by the second face of the beam splitter. The role of the suspended bench is:

- to filter the dark fringe signal
- to reduce the beam waist to about 1 mm to adapt it to the size of the photodiodes
- to separate the two beams B1 and B5

The dark fringe signal is filtered with an Output Mode Cleaner (OMC) [2, 3]. The reduction of the beam waist is performed with a telescope [5].

Since the beam size is different for the whole interferometer (21 mm) from the CITF beam size (3.25 mm), a new telescope had to be designed. This note describes the new telescope design as well as the upgrade and test of the suspended bench. New functionalities have also been added on the external bench, these are described in the last section.

## 2 Upgrade of the suspended bench

### 2.1 The new telescope

The beam size reduction is more difficult to achieve than for the CITF since it is 7 times larger, moreover there is more risk of introducing aberrations because of the high reduction factor. Special care has therefore been taken in order to reduce the losses with respect to the TEM00 mode.

The new telescope has to fulfill the following criteria:

- reduce the beam waist by a factor 20
- limit the losses on the TEM00 mode to less than 1%
- separate B1 and B5 (inside or after the telescope)
- minimise the modifications on the two benches

These specifications, the possible designs and the final one are discussed in this section.

#### 2.1.1 Specifications

##### Beam size reduction

In order to keep the other optical components unchanged with respect to the CITF architecture the same type of telescope has to be used: an afocal system, i.e, made of two optical components of focals  $f_1$  and  $f_2$  with  $f_1/f_2=20$  and the distance between the two components is  $d = f_1 + f_2$ .

## Losses

Three type of losses have been considered: spherical aberration, absorption inside the optical components and losses due to imperfect coatings and mismatch of the beam to the output mode cleaner. Since the total loss has to be smaller than 1%, the limit has been set arbitrarily to 0.3% for each type of loss.

- 1- To reduce the losses due to spherical aberrations of the order of 0.3% the focal length of the first component must fulfill [6]:
  - $f > 0.9\text{m}$  for a spherical mirror
  - $f > 2.1\text{m}$  for a plano-convex lens
  - $f > 2.3\text{m}$  for a bi-convex lens
- 2- The absorption inside silica is negligible, typical high reflective coating of mirrors is higher than 99.9% and anti-reflective coating of the order of 0.1%.
- 3- To reduce the losses due to a mismatch of the beam to the OMC below 0.3% the beam incident on the OMC has to fulfill (see annexe A):
  - $\delta w = w - w_0 < 8 \mu\text{m}$  where  $w_0 = 140 \mu\text{m}$  is the OMC characteristic waist and  $w$  the beam waist
  - $\delta z < 6.5 \text{ mm}$  where  $\delta z$  is the distance between the beam waist position and the OMC center.

$\delta w$  is directly related to the precision with which the telescope length is adjusted. On the contrary,  $\delta z$  mainly depends on the position of the lens located between the telescope and the OMC.

## Separation of B1 and B5

The criteria used for the separation is that the beams overlap is small enough so that losses and diaphony are negligible [7]:

$$d_{B1B5} > 8 \times w \tag{1}$$

where  $d_{B1B5}$  is the distance between the two beam centers and  $w$  their waist.

## Size of the telescope

The new telescope has to fit in the same place as the CITF telescope. If mirrors are used the distance between the two components should be 0.8 m. The only way to increase its size would be to exploit the vertical dimension but this enhances the complexity and introduces the need for mechanical modifications. If lenses are used with planar mirrors the telescope length can be increased up to about 2 m.

### 2.1.2 Possible solutions

Several systems have been considered, which are described in the following. They make use either of spherical mirrors or parabolic mirrors or lenses.

### Spherical mirrors

First the use of spherical mirrors has been envisaged. Due to the large reduction factor small focal length has to be used, leading to non negligible spherical aberrations. If the same sketch as for CITF is used with adapted focal length (0.7 m for the first component) the spherical aberrations lead to losses of the order of one to two percent on the TEM00 mode. Increasing the focal length requires to increase the telescope length, which is very difficult without modifying the whole bench. Moreover the use of inclined spherical mirrors introduces large astigmatism which leads to few percent losses on the TEM00. For these reasons the use of spherical mirrors has been rejected.

### Parabolic mirrors

The spherical aberrations can be avoided by the use of parabolic mirrors. Moreover astigmatism is also avoided with the use of out of axis parabolic mirrors. Thanks to these advantages the same sketch as for CITF could be used for the telescope with  $f_1=0.74$  m and  $f_2=0.037$  m.

However, due to the small focal length, the telescope length has to be adjusted with a precision of about  $50 \mu\text{m}$ . Moreover the aberrations are avoided only if the beam is well centered on the two mirrors.

### Lenses

If lenses are used, the telescope length is increased since they can be placed at the entry of the bench and just after the prism. Therefore larger focal length can be used. In this case the telescope is 2.2 m long and  $f_1 = 2.1$  m,  $f_2 = 0.1$  m. If plano-convex lenses are used the loss due to spherical aberrations is only about 0.3% [6].

The two beams are well separated by the prism: their distance is 7 to 9 mm (given the error on the Beam Splitter wedge:  $\alpha = 1.10 \pm 0.075$  mrad) for a beam waist of  $800 \mu\text{m}$ .

Since the telescope is longer than with parabolic mirrors, the requirement on the telescope length precision is looser: a precision of 0.5 mm is enough.

The only drawback of this system is the retrodiffusion of light into the interferometer which might introduce seismic noise from the suspended bench. For a plano-convex lens with  $f_1 = 2.1$  m and an antireflecting coating of  $10^{-3}$  the fraction of the reflected beam projected on the ITF TEM00 mode is  $3 \times 10^{-9}$  (see annexe A). Therefore the seismic noise introduced is considered to be negligible.

### 2.1.3 Final design

From this study, lenses or parabolic mirrors can be used for the new telescope. The system with two lenses has been chosen for its simplicity. A schematic of the layout is shown in Figure 1. The total length of the telescope is  $d_{L1L2} = 2.16$  m. There are two planar mirrors inside the telescope (M1 and M2). The telescope length is adjusted with L1 which is mounted on a motorized translation stage and the angular alignment is done with the two mirrors mounted on motorized mounts. The lenses are oriented to minimize the retrodiffusion into the interferometer: as shown in Figure 1 the beam goes first through the convex face of L1, the planar face of L2 and the convex face of L3.

The two beams are separated inside the telescope with the prism, therefore there are two lenses L2 (one on each beam).



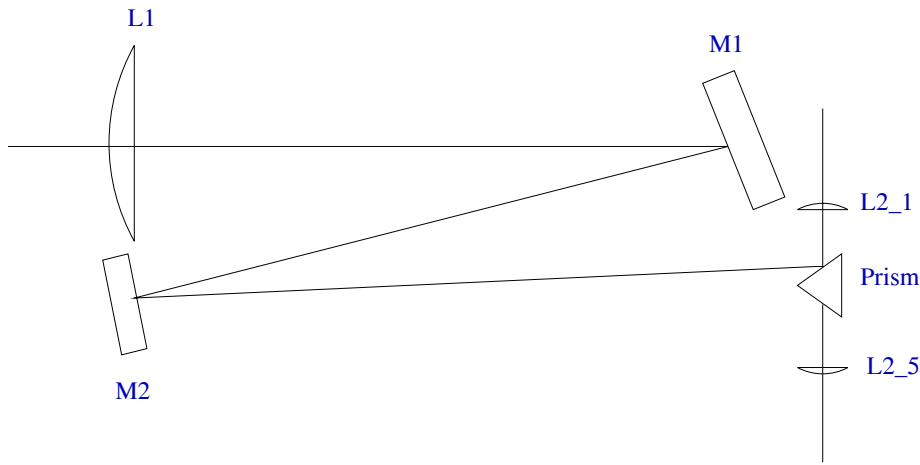


Figure 1: *Schematic view of the new telescope (not to scale). Only the path of B1 is shown.*

The characteristics of the optical components are listed in Table 1. The coatings of the lenses and mirrors have been made in IPN-Lyon. The losses due to spherical aberrations is of the order of 0.3%, and the total loss by absorption and due to imperfect coating about 1% ([8], the main source of loss is the imperfect coating: about 0.3% for L1 and 0.1% for the mirrors and L2).

name	type	material	focal length (mm)	diameter (mm)	thickness (mm)	coating
L1	plano-convex lens	silica	$2059 \pm 3$	120	12	AR: $R \simeq 3 \times 10^{-3}$
L2	plano-convex lens	silica	$104.4 \pm 0.1$	25	3	AR: $R \simeq 1 \times 10^{-3}$
M1	planar mirror	BK7	-	80	15	HR: $R > 0.999$
M2	planar mirror	BK7	-	50	10	HR: $R > 0.999$

Table 1: *Characteristics of the optics used for the new telescope. The coatings characteristics have been measured in IPN-Lyon.*

## 2.2 Modifications of the bench

The upgraded bench is shown in Figure 2. This section describes the modifications made to the bench.

### 2.2.1 Telescope

The telescope described in the previous section has been installed on the suspended bench (see Figure 2). The lens L1 sits on a motorized translation stage. The prism support has been modified in order to support the two lenses L2. The position of these two lenses can

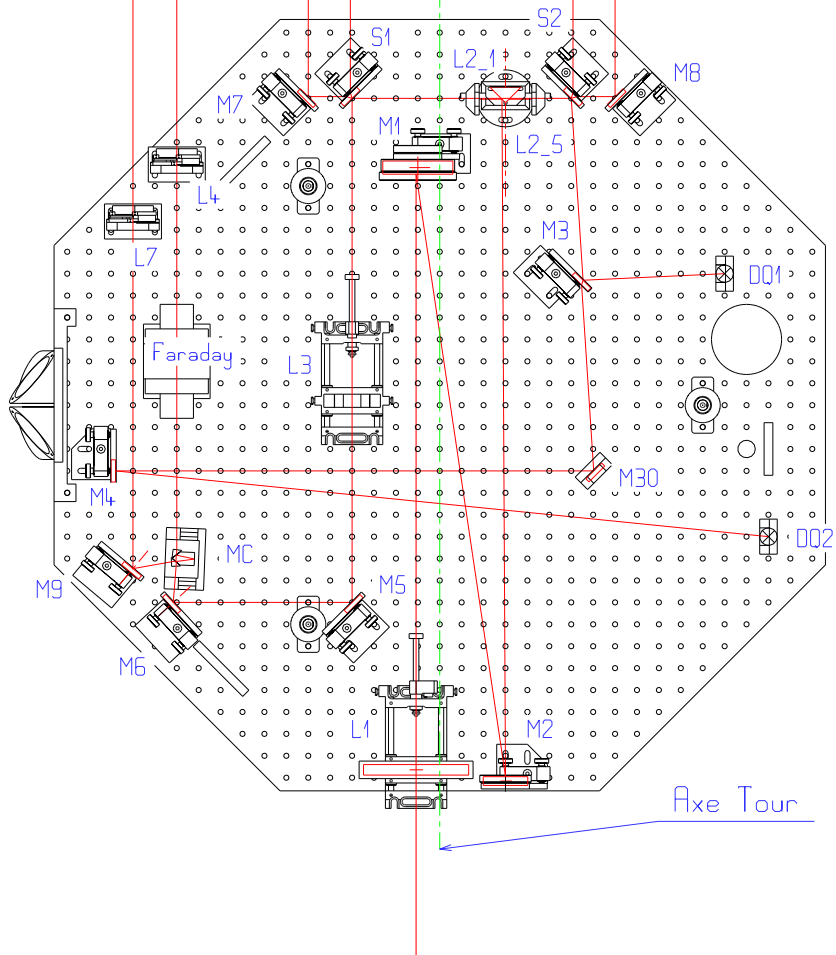


Figure 2: *Layout of the suspended bench*

be manually adjusted.

The lens L3 has also been equipped with a motorized translation stage in order to allow the adaptation of the beam waist position with respect to the OMC.

The translation stages have been made in LAPP and are equipped with picomotors. The full displacement is about 4 cm. Special mounts have also been done for all these optics.

### 2.2.2 Faraday isolator

A Faraday isolator has been added after the OMC in order to avoid reflection from the external bench into the interferometer. It is a Linos Photonics product (ref: FR 1060/8 HP VF) using a TGG crystal ( $n = 1.95$ ) as rotator and two polarisers.

Its transmission has been measured with a powermeter:  $T_{Faraday} = 96\%$ . The isolation is better than 30dB (from the producer data sheet).

The Faraday isolator translates the waist position by  $e(1 - \frac{1}{n})$  where  $e$  is the Faraday crystal length and  $n$  its index (the same applies to the polarisers but the effect is smaller since they are smaller and have lower index). The crystal size is not known precisely (few centimeters) but measurement of the beam size with and without Faraday confirms that the waist is displaced by 1.5 to 3 cm towards L4. The lens L4 has therefore been moved by 2.5 cm towards the external bench.

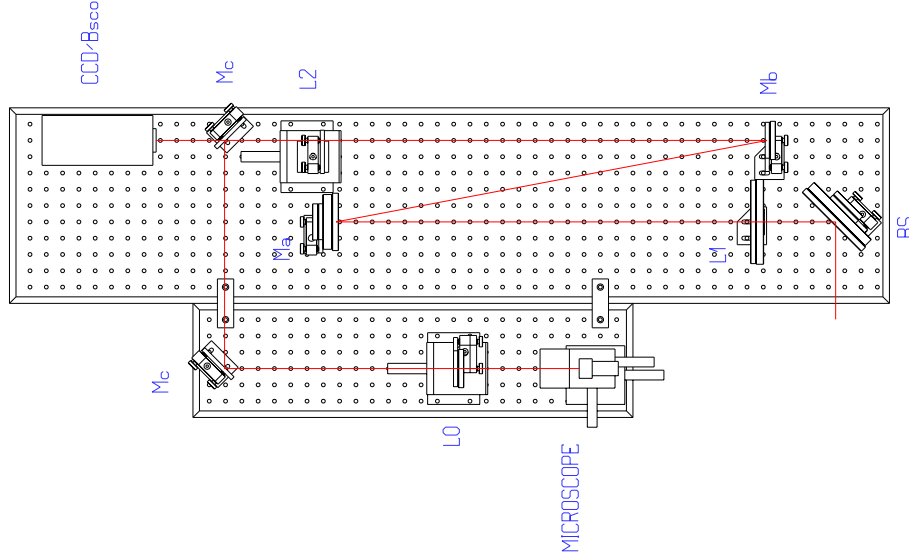


Figure 3: *View of the test bench*

### 2.2.3 S1 and S2 mirrors

The mirrors S1 and S2 which were of poor quality have been replaced by new ones. The mirror S1 (silica) extracts a small fraction of B1 before the OMC leading to B1p beam. The transmission of S1 has been measured (for s-polarisation):  $T_{S1} = (0.55 \pm 0.05)\%$ . The mirror S2 (BK7) extracts a fraction of B5 which is sent to the quadrant photodiodes DQ1 and DQ2. The reflexion of S2 to the quadrants is  $R_{S2} = (7.8 \pm 0.5)\%$  and its transmission  $T_{S2} = (91 \pm 1)\%$  (for s-polarisation).

## 2.3 Tests of the upgraded suspended bench

The suspended bench has been modified as described in the previous section in the Virgo clean room in autumn 2002. Several tests have been made in that clean room which have been completed when the bench was put back inside the tower (winter 2002-2003).

In order to test and adjust the new telescope a Virgo-like beam has been generated with the test bench located about 1 m before the suspended bench.

In this section the test bench is described, then the tests and adjustments performed on the suspended bench are discussed.

### 2.3.1 Test bench

The test bench is shown in Figure 3. For the tests inside the tower this bench is placed in front of the detection tower (at the Brewster's link place), as shown in Figure 4. The s-polarised laser beam is sent from the detection laboratory through an optical fiber [1]. Its waist is increased to 1 mm thanks to a microscope and a first lens. Then a telescope similar to the suspended bench telescope used in reverse direction increases its waist to 21 mm. The length adjustment of this telescope has been made in the following way: since it is not possible to measure the beam waist and check if the beam is parallel after

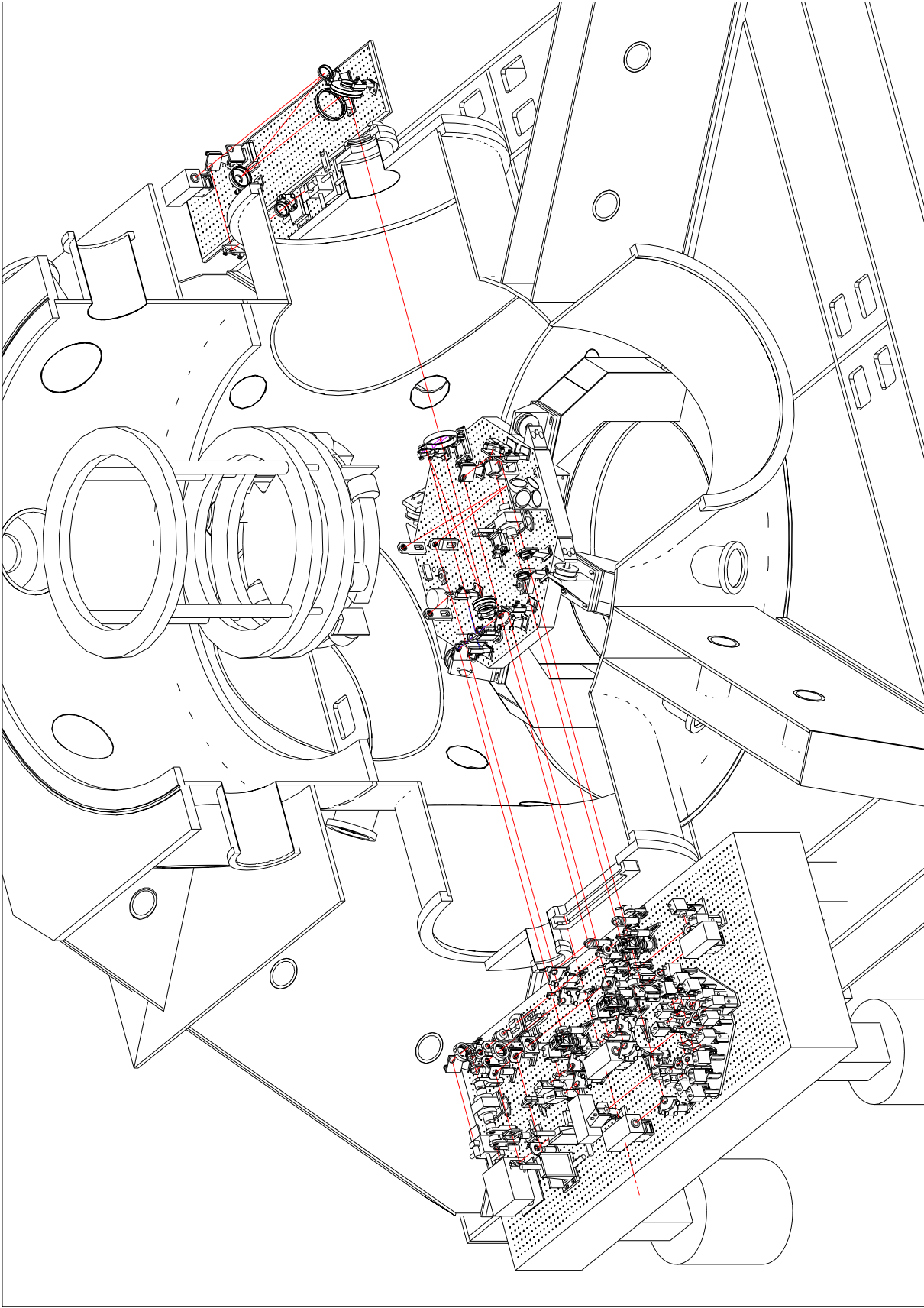


Figure 4: View of the suspended (center) and external (right) benches and of the test bench (left)

the telescope, a planar mirror is placed perpendicular to the beam after the telescope so that the beam is sent back through the telescope. The size of the reflected beam is measured after the telescope. The telescope length is well adjusted when the reflected beam is identical to the input beam (i.e. parallel beam of waist  $w_0 = 1$  mm). With this method the precision on the output beam waist is 5%.

The last optical element of the test bench is a dummy beam splitter (a BK7 non-parallel faces plate with a wedge of  $1.1 \pm 0.1$  mrad and a thickness of 15 cm) which allows to create two beams separated by 3.8 mrad similarly to B1 and B5.

### 2.3.2 B1 and B5 separation

The distance between B1 and B5 has been measured with a decimeter few millimeters before the prism. It is  $9.0 \pm 0.5$  mm, as expected. Since the beam size is around 0.8 mm two beams are very well separated.

### 2.3.3 Telescope length adjustment

First, the position of the two L2 lenses have been manually adjusted so that they are located at the same distance from L1. Since the optical path of B1p and B5 is the same, the size of these beams should be identical. The waists of B1p and B5 are measured by the external bench CCD cameras and the position of the lens L2 which is situated on B1 path is adjusted until the two waists are equal.

Then the position of L1 is adjusted so that B1p and B5 size matches the expected size. Figure 5 shows the beam profile of B5 or B1p from L1 to the CCD located on the external bench. This beam profile is computed using the gaussian beam propagation. After this adjustment the size measured by the CCDs is  $(600 \pm 40)$   $\mu\text{m}$ . The uncertainty on this measurement comes from a set of several measurements. The precision on the telescope length is deduced from the uncertainty on this measurement:  $\delta d_{L_1 L_2} = 0.5$  mm (this takes also into account uncertainty on the CCD and L5 position and on L5 focal length).

### 2.3.4 Matching of the beam to the output mode cleaner

Figure 6 shows the beam profile of B1 from L1 to the CCD located on the external bench. The beam is matched to the OMC in the following way:

After the telescope the beam waist is equal to 1 mm and the beam is almost parallel. The lens L3 ( $f = 450$  mm) transforms this parallel beam into a convergent beam of waist  $w_0 = 140$   $\mu\text{m}$  located 450 mm from L3, i.e. at the center of the OMC. Since the beam is parallel before L3, the position of L3 has almost no impact on  $w_0$ . Therefore  $w_0$  is only influenced by the telescope length. The precision on the telescope length (0.5 mm) corresponds to an uncertainty on the beam waist after L3 of  $\delta w = 1.5$   $\mu\text{m}$  and therefore to OMC losses lower than 0.1% (see annexe A).

The position of L3 has to be adjusted in order to position the beam waist at the center of the OMC. At first order the beam waist displacement is equal to L3 displacement. The requirement on L3 position is not very strong since a  $\delta z$  of 10 mm leads only to losses of 0.7%. The adjustment consisted in maximizing the OMC transmitted power. The size of B1s on the CCD can also be used as a check.

Figure 6 shows the beam profile of B1s from L1 to the CCD located on the external bench.

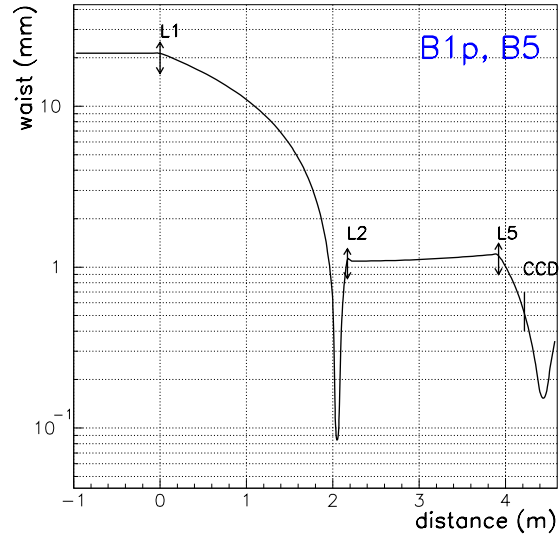


Figure 5: Profile of  $B1p$  and  $B5$  beams from  $L1$  to the external  $CCD$ . The photodiodes are located at the same distance as the  $CCD$ .

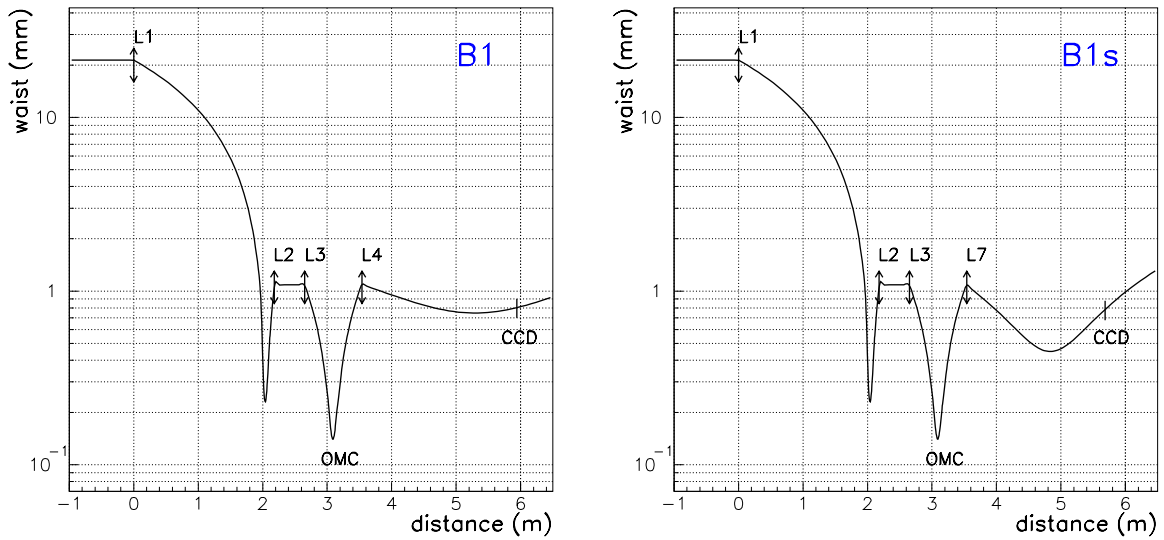


Figure 6: Profile of  $B1$  and  $B1s$  beams from  $L1$  to the external  $CCD$ . The photodiodes are located at the same distance as the  $CCD$ .

After the adjustment of L3 position, the size of B1s and B1 are  $w_{B1s} = 800 \pm 20 \mu\text{m}$  and  $w_{B1} = 820 \pm 20 \mu\text{m}$  as expected and the maximum measured OMC transmission is 95%. The transmission is given by:  $\frac{P_{B1}}{P_{B1s}} \frac{1}{T_{faraday}}$  where  $P_{B1}$  and  $P_{B1s}$  are the s-polarisation power of B1 and B1s measured on the external bench and  $T_{faraday}$  is the transmission of the faraday isolator. These losses are mainly not due to the telescope and L3 adjustment: First there is some intrinsic loss of few percent inside the OMC. Moreover some loss is expected since the input beam is not gaussian. This is due to the fact that the dummy beam splitter is too small with respect to the beam: its effective horizontal radius is less than twice the beam waist, therefore the beam is truncated in the horizontal direction. Since the Virgo beam might be different from the test beam the positions of L1 and L3 might have to be retuned with the real beam.

### 2.3.5 Alignment of the telescope with the quadrants

The beam B1 has also to enter the OMC with the correct position and angle. To reduce the losses below 1% the maximum displacement and tilt allowed are [9]:

$$\delta r_{MC} < 14\mu\text{m} \quad \text{and} \quad \delta\theta_{MC} < 240\mu\text{rad} \quad (2)$$

Since the position of B1 is directly related to the position of B5, this last one can be used to realign the beam on the OMC. The position of B5 is measured with two quadrant photodiodes (DQ1 and DQ2) [10]. Since the optical paths from the telescope output to the OMC and to the quadrants have not changed with respect to the CITF bench configuration, the matrix relating the B5 position measured on the quadrants ( $x_1, x_2, y_1$  and  $y_2$ ) to B1 position with respect to the OMC ( $\delta r_{MC}$  and  $\delta\theta_{MC}$ ) has not changed:

$$\begin{pmatrix} \delta r_1 \\ \delta r_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.93 & -0.45 \\ 3.93 & -0.45 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta r_{MC} \\ \delta\theta_{MC} \end{pmatrix} \quad (3)$$

where  $r_i$  is equal to  $x_i$  or  $y_i$ . Therefore the threshold on the asymmetries to keep losses lower than 1% are the same: 0.025. The value of the asymmetries are used to align the telescope mirrors M1 and M2. The same algorithm [9] as for CITF is used. But since the telescope has changed the calibration factors which relate the asymmetries to the number of steps sent to M1 and M2 picomotors have been remeasured and updated. The performances of the algorithm with the new telescope are good. An example of an automatic alignment is shown in Figure 7.

## 3 The external bench upgrade

The external bench is shown in Figure 8. No major modification has been done to this bench, only few elements have been added:

- Polariser cubes:  
the p-polarisation is separated from the s-polarisation with polariser cubes so that the main photodiode measures only the s-polarisation. Special supports have been made at LAPP (see Figure 9). The height and the tilt of the polariser is adjustable.

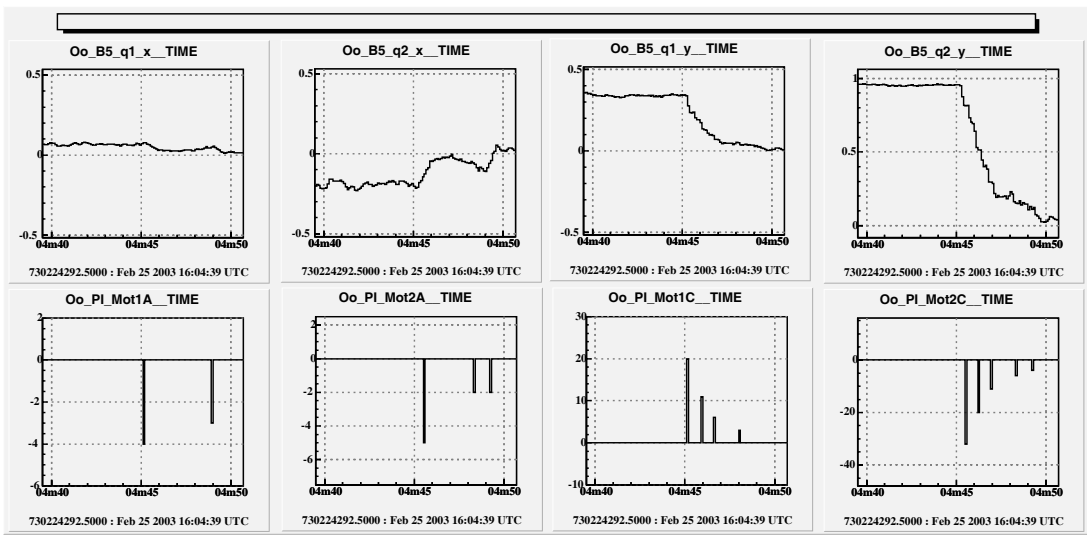


Figure 7: *Example of an automatic alignment of the telescope. The top plots show the horizontal asymmetries (left) and the vertical asymmetries (right) for the two quadrants (q1 and q2). The bottom plots show the number of pulses sent to the picomotors MotiX where  $i$  refers to the mirror number (M1 or M2) and X refers to the motor type (A = horizontal, and C = vertical). In this example the threshold on the asymmetries is set to 0.05 (when this value is reached, the alignment is stopped).*

The photodiodes situated on top of the cubes measure the p-polarisation (DC measurement only). The efficiency of these photodiodes is 0.38 A/W. An attenuator can be added between the cube and the photodiode if the power exceeds the photodiode limit (40mW). The photodiodes have an active area of  $1\text{cm}^2$  (Hamamatsu ref. S3590-05). They are inclined by about 10 degrees in order to avoid reflexion back to the interferometer. The signals are readout at 50Hz with an adjustable gain electronic board: there are four gains, the lowest gain is  $R_1 = 100\Omega$  and the three others gains are related to each other by  $R_i = 20 \times R_{i-1}$ . No p-polarisation measurement is done on B1 since this polarisation is already rejected by the Faraday isolator.

- Readout of the signal at twice the modulation frequency:  
a fraction (not yet fixed) of B5 and B1 beams is extracted and sent on photodiodes equipped with electronics which extract the signal at twice the modulation frequency. These photodiodes are similar to the standard detection photodiodes: they have a diameter of 3 mm and a conversion factor of 0.74 A/W. These photodiodes are positioned so that the optical path is the same as the optical path up to the standard photodiodes. The electronic boards will be described in another note.



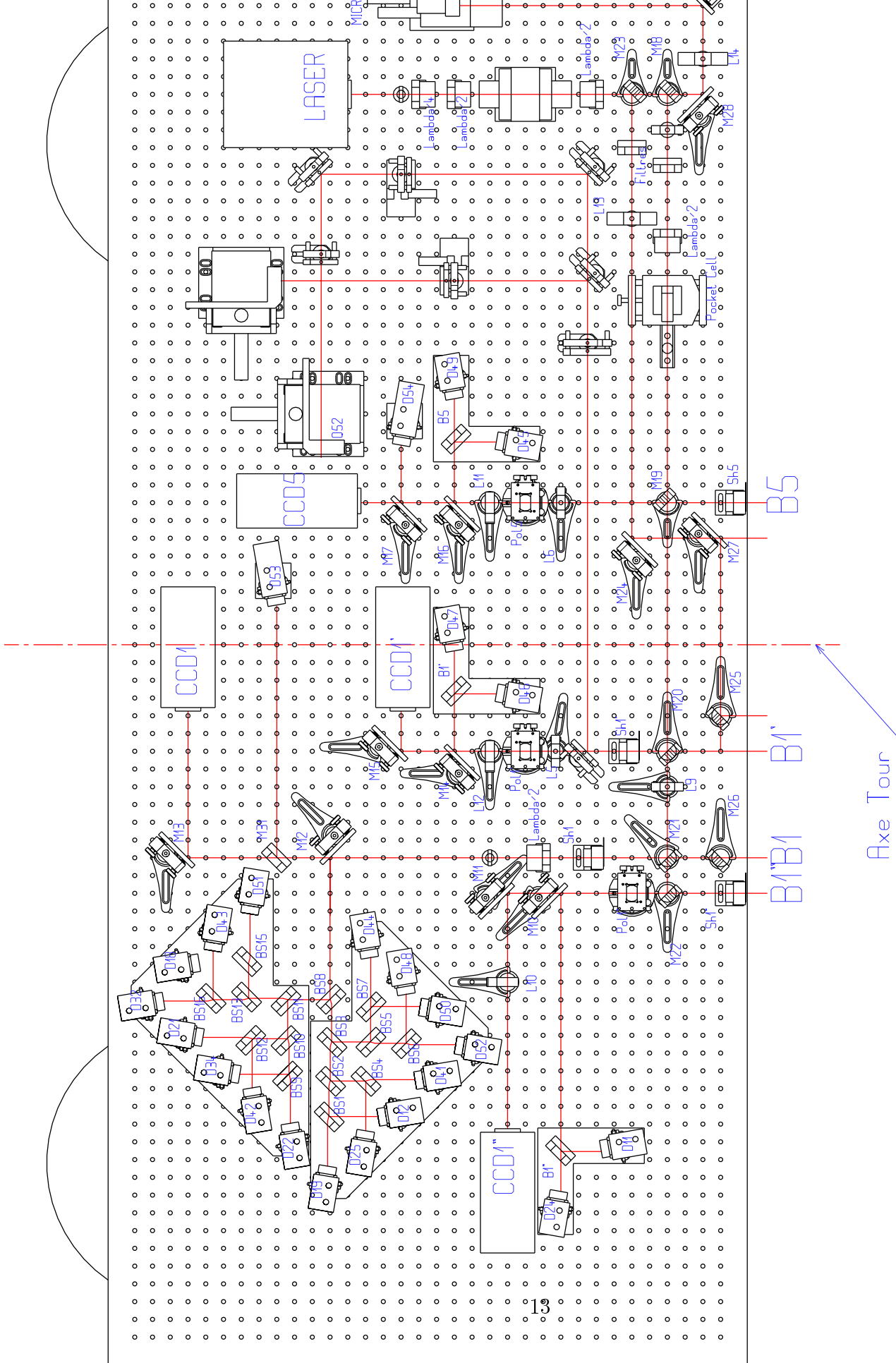


Figure 8: Layout of the external bench

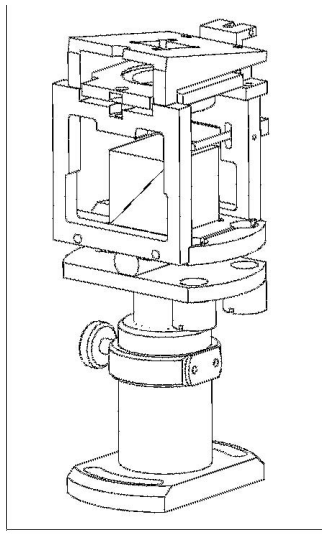


Figure 9: *View of a polariser support for p-polarisation readout (the strings are not shown).*

## 4 Conclusion

The new telescope is an afocal system based on two lenses. The main source of loss of this system is the imperfect coating of the optics ( 1% in total). Motorised translation stage have been added in order to help the alignment with the Virgo beam. A test beam has been used to align the suspended bench optics. Once the system is well aligned, the OMC transmission is found to be at least 95% for the TEM00.

A Faraday isolator has been added after the OMC in order to prevent reflection into the interferometer.

New fonctionnalités have also been implemented on the external bench: readout of p-polarisation on all the beams (except B1) and the readout of the signal at twice the modulation frequency.

## A Annexe: Losses due to a beam mismatch

A beam field  $|\Psi\rangle$  is defined by  $|\Psi\rangle = |\Psi_x\rangle + |\Psi_y\rangle$  with

$$|\Psi_x\rangle = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_x}} e^{-x^2 \left(\frac{1}{w_x^2} + i\frac{k}{2R_x}\right)} \quad (4)$$

where  $R_x$  is the beam radius of curvature and  $w_x$  is the beam waist.

The losses with respect a TEM<sub>00</sub> characterised by  $w_0$  et  $R_0$  are defined by:

$$\mathcal{L} = 1 - |\langle \Psi | w_0, R_0, 0 \rangle|^2 \quad (5)$$

with

$$|\langle \Psi | w_0, R_0, 0 \rangle|^2 = |C_x|^2 |C_y|^2 \quad (6)$$

$$|C_x|^2 = \frac{4|R_0 R_x| w_x w_0}{\sqrt{4R_0^2 R_x^2 (w_x^2 + w_0^2)^2 + k^2 (R_x - R_0)^2 w_x^4 w_0^4}} \quad (7)$$

If  $R_0$  is infinite:

$$|C_x|^2 = \frac{4|R_x| w_x w_0}{\sqrt{4R_x^2 (w_x^2 + w_0^2)^2 + k^2 w_x^4 w_0^4}} \quad (8)$$

Therefore (if  $w_0$  and  $w_x$  are of the same order),

$$k w_0^2 \ll 2R \Rightarrow |C_x|^2 = \frac{2w_x w_0}{w_0^2 + w_x^2} \quad (9)$$

$$k w_0^2 \gg 2R \Rightarrow |C_x|^2 = \frac{4|R_x|}{k w_0 w_x} \quad (10)$$

### 1- Case of a mode cleaner mismatch

If the beam is not astigmatic the loss is

$$\mathcal{L} = 1 - \frac{16R^2 w_0^2 w^2}{4R^2 (w^2 + w_0^2)^2 + k^2 w^4 w_0^4} \quad (11)$$

with the mode cleaner waist  $w_0 = 140\mu\text{m}$ .

If  $R$  is infinite and  $w = w_0 + \delta w$  (waist mismatch):

$$\mathcal{L} = 1 - \frac{4w_0^2 w^2}{(w^2 + w_0^2)^2} = \left( \frac{\delta w}{w_0} \right)^2 \quad (12)$$

If  $R$  is finite (waist position mismatch) and  $w = w_0$ :

$$\mathcal{L} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{k^2}{16R^2} w_0^4} = \left( \frac{k w_0^2}{4R^2} \right)^2 = \left( \frac{z_R}{2R} \right)^2 \quad (13)$$

with  $z_R = \pi w_0^2 / \lambda = 58\text{mm}$ .

If the beam waist position is close enough to the mode cleaner (i.e.  $\delta z \ll z_R$ ) then  $R = \frac{z_R^2}{z}$  and

$$\mathcal{L} = \left( \frac{\delta z}{2z_R} \right)^2 \quad (14)$$

### 2- Case of the retrodiffusion on L1

The beam retrodiffused by the first face of the plano-convex lens is characterised by  $R_x = R_y = 0.5\text{ m}$  (the radius of curvature of that face is 1 m) and  $w_x = w_y = 2\text{ cm}$ . The projection of this beam on the ITF TEM<sub>00</sub> is (in this case  $k w_0^2 \gg 2R$ ):

$$| \langle \Psi | w_0, R_0, 0 \rangle |^2 = \frac{16R^2}{k^2 w^2 w_0^2} = 0.6 \times 10^{-6} \quad (15)$$

The beam reflected by the second face of L1 is characterised by  $R_x = R_y = 1\text{ m}$  and  $w_x = w_y = 2\text{ cm}$  (it acts as a bi-convex lens with a focal of 1m), therefore

$$| \langle \Psi | w_0, R_0, 0 \rangle |^2 = 2 \times 10^{-6} \quad (16)$$

# References

- [1] R. Flaminio, P. Puppo, *The external detection bench*, **VIR-NOT-LAP-1390-139** (1999)
- [2] A. Dominjon *Recherche des ondes gravitationnelles avec l'interféromètre VIRGO: Etude et conception de l'ensemble de détection du signal*, PhD thesis, LAPP (1996)
- [3] L. Derome *Le système de détection de l'expérience VIRGO dédiée à la recherche d'ondes gravitationnelles*, PhD thesis, **LAPP-T-99/02** (1999)
- [4] F. Beauville et al., *Improvement in the sensitivity of a laser interferometer gravitational wave detector by means of an output mode-cleaner*, to be published (2003)
- [5] V. Sannibale, *The VIRGO 1998 Detection Bench Telescope*, **VIR-NOT-LAP-1390-069** (1996)
- [6] R. Flaminio, V. Sannibale, *Spherical aberrations of a gaussian beam produced by mirrors and lenses*, **Virgo Note PJT94-016**(1994)
- [7] V. Sannibale *Le système d'alignement du banc de détection de l'expérience VIRGO de recherche d'ondes gravitationnelles*, PhD at LAPP (1998)
- [8] SMA-IPN Lyon, Coatings characteristics, private communication
- [9] P. Puppo, *VIRGO beam alignment to the Output Mode Cleaner by remote controlling the Detection Bench Optics*, **VIR-NOT-LAP-1390-133** (1999).
- [10] V. Sannibale, *The VIRGO-1998 Detection Bench Position Sensor*, **VIR-NOT-LAP-1390-080** (1997)

## **Annexe D**

# **Measurement of the optical parameters of the Virgo interferometer**

Cette annexe reproduit le texte d'un papier Virgo consacré à la caractérisation optique de l'interféromètre. Ce papier a été soumis à Applied Optics le 9 octobre 2006.



# Measurement of the optical parameters of the VIRGO interferometer

Virgo Collaboration

F. Acernese<sup>6</sup>, P. Amico<sup>10</sup>, M. Alshourbagy<sup>11</sup>, F. Antonucci<sup>12</sup>, S. Aoudia<sup>7</sup>, P. Astone<sup>12</sup>, S. Avino<sup>6</sup>, D. Babusci<sup>4</sup>, G. Ballardin<sup>2</sup>, F. Barone<sup>6</sup>, L. Barsotti<sup>11</sup>, M. Barsuglia<sup>8</sup>, F. Beauville<sup>1</sup>, S. Bigotta<sup>11</sup>, S. Birindelli<sup>11</sup>, M.A. Bizouard<sup>8</sup>, C. Boccaro<sup>9</sup>, F. Bondu<sup>7</sup>, L. Bosi<sup>10</sup>, C. Bradaschia<sup>11</sup>, S. Braccini<sup>11</sup>, A. Brillet<sup>7</sup>, V. Brisson<sup>8</sup>, L. Brocco<sup>12</sup>, D. Buskalic<sup>1</sup>, E. Calloni<sup>6</sup>, E. Campagna<sup>3</sup>, F. Carbognani<sup>2</sup>, F. Cavalier<sup>8</sup>, R. Cavalieri<sup>2</sup>, G. Cella<sup>11</sup>, E. Cesarini<sup>3</sup>, E. Chassande-Mottin<sup>7</sup>, N. Christensen<sup>2</sup>, C. Corda<sup>11</sup>, A. Corsi<sup>12</sup>, F. Cottone<sup>10</sup>, A.-C. Clapson<sup>8</sup>, F. Cleva<sup>7</sup>, J.-P. Coulon<sup>7</sup>, E. Cuoco<sup>2</sup>, A. Dari<sup>10</sup>, V. Dattilo<sup>2</sup>, M. Davier<sup>8</sup>, M. del Prete<sup>2</sup>, R. De Rosa<sup>6</sup>, L. Di Fiore<sup>6</sup>, A. Di Virgilio<sup>11</sup>, B. Dujardin<sup>7</sup>, A. Eleuteri<sup>6</sup>, I. Ferrante<sup>11</sup>, F. Fidecaro<sup>11</sup>, I. Fiori<sup>11</sup>, R. Flaminio<sup>1,2</sup>, J.-D. Fournier<sup>7</sup>, O. Francois<sup>2</sup>, S. Frasca<sup>12</sup>, F. Frasconi<sup>2,11</sup>, L. Gammaitoni<sup>10</sup>, F. Garufi<sup>6</sup>, E. Genin<sup>2</sup>, A. Gennai<sup>11</sup>, A. Giazotto<sup>11</sup>, G. Giordano<sup>4</sup>, L. Giordano<sup>6</sup>, R. Gouaty<sup>1</sup>, D. Grosjean<sup>1</sup>, G. Guidi<sup>3</sup>, S. Hebri<sup>2</sup>, H. Heitmann<sup>7</sup>, P. Hello<sup>8</sup>, S. Karkar<sup>1</sup>, S. Kreckelbergh<sup>8</sup>, P. La Penna<sup>2</sup>, M. Laval<sup>7</sup>, N. Leroy<sup>8</sup>, N. Letendre<sup>1</sup>, B. Lopez<sup>2</sup>, Lorenzini<sup>3</sup>, V. Lorette<sup>9</sup>, G. Losurdo<sup>3</sup>, J.-M. Mackowski<sup>5</sup>, E. Majorana<sup>12</sup>, C. N. Man<sup>7</sup>, M. Mantovani<sup>11</sup>, F. Marchesoni<sup>10</sup>, F. Marion<sup>1</sup>, J. Marque<sup>2</sup>, F. Martelli<sup>3</sup>, A. Masserot<sup>1</sup>, M. Mazzoni<sup>3</sup>, L. Milano<sup>6</sup>, F. Menzinger<sup>2</sup>, C. Moins<sup>2</sup>, J. Moreau<sup>9</sup>, N. Morgado<sup>5</sup>, B. Mours<sup>1</sup>, F. Nocera<sup>2</sup>, A. Pai<sup>12</sup>, C. Palomba<sup>12</sup>, F. Paoletti<sup>2</sup>, 11, S. Pardi<sup>6</sup>, A. Pasqualetti<sup>2</sup>, R. Passaquieti<sup>11</sup>, D. Passuello<sup>11</sup>, B. Perniola<sup>3</sup>, F. Piergiovanni<sup>3</sup>, L. Pinard<sup>5</sup>, R. Poggiani<sup>11</sup>, M. Punturo<sup>10</sup>, P. Puppò<sup>12</sup>, K. Qipiani<sup>6</sup>, P. Rapagnani<sup>12</sup>, V. Reita<sup>9</sup>, A. Remillieux<sup>5</sup>, F. Ricci<sup>12</sup>, I. Ricciardi<sup>6</sup>, P. Ruggi<sup>2</sup>, G. Russo<sup>6</sup>, S. Solimeno<sup>6</sup>, A. Spallicci<sup>7</sup>, R. Stanga<sup>3</sup>, M. Tarallo<sup>11</sup>, M. Tonelli<sup>11</sup>, A. Toncelli<sup>11</sup>,

E. Tournefier<sup>1 13</sup>, F. Travasso<sup>10</sup>, C. Tremola<sup>11</sup>, G. Vajente<sup>11</sup>, D. Verkindt<sup>1</sup>,  
F. Vetrano<sup>3</sup>, A. Viceré<sup>3</sup>, J.-Y. Vinet<sup>7</sup>, H. Vocca<sup>10</sup> and M. Yvert<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de physique des particules (LAPP), IN2P3/CNRS,  
Université de Savoie, BP 110, F-74941, Annecy-le-Vieux, CEDEX, France;*

<sup>2</sup>*European Gravitational Observatory (EGO), Via E. Amaldi, I-56021 Cascina (PI) Italia;*

<sup>3</sup>*INFN - Sezione Firenze/Urbino Via G.Sansone 1, I-50019 Sesto Fiorentino; and/or  
Università di Firenze, Largo E.Fermi 2, I - 50125 Firenze and/or Università di Urbino,  
Via S.Chiara, 27 I-61029 Urbino, Italia;*

<sup>4</sup>*INFN, Laboratori Nazionali di Frascati Via E. Fermi, 40, I-00044 Frascati (Roma) -  
Italia;*

<sup>5</sup>*LMA 22, Boulevard Niels Bohr 69622 - Villeurbanne- Lyon Cedex France;*

<sup>6</sup>*INFN - Sezione di Napoli and/or Università di Napoli "Federico II" Complesso  
Universitario di Monte S. Angelo Via Cintia, I-80126 Napoli, Italia and/or Università di  
Salerno Via Ponte Don Melillo, I-84084 Fisciano (Salerno), Italia;*

<sup>7</sup>*Department Artemis - Observatoire de la Côte d'Azur, BP 42209, 06304 Nice Cedex 4,  
France;*

<sup>8</sup>*Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL), IN2P3/CNRS-Université de Paris-Sud, B.P.  
34, 91898 Orsay Cedex - France;*

<sup>9</sup>*ESPCI - 10, rue Vauquelin, 75005 Paris - France;*

<sup>10</sup>*INFN Sezione di Perugia and/or Università di Perugia, Via A. Pascoli, I-06123 Perugia  
- Italia;*

<sup>11</sup>*INFN - Sezione di Pisa and/or Università di Pisa, Via Filippo Buonarroti, 2 I-56127  
PISA - Italia;*

<sup>12</sup>*INFN, Sezione di Roma and/or Università "La Sapienza", P.le A. Moro 2, I-00185,  
Roma.*

The Virgo interferometer, aimed at detecting gravitational waves, is now in a commissioning phase. Measurements of its optical properties are needed for the understanding of the instrument. The techniques developed for the measurement of the optical parameters of Virgo are presented in this paper. These parameters are compared to the Virgo specifications.

© 2006 Optical Society of America

*OCIS codes:* 120.2230, 120.3180

---

<sup>13</sup>Corresponding authors: E. Tournefier (tournefier@lapp.in2p3.fr) and F. Bondu (bondu@obs-nice.fr).



## 1. Introduction

Virgo<sup>1-3</sup> is a gravitational wave antenna aiming at detecting gravitational waves emitted by several types of astrophysical sources. Several other detectors based on the same principle are being operated or commissioned in the USA (LIGO<sup>4</sup>), in Germany (GEO<sup>5</sup>) and in Japan (TAMA<sup>6</sup>). The Virgo detector has been built near Pisa in Italy. It is based on a Michelson interferometer with 3-km long arms. The interferometric detection is based on the following property: as a gravitational wave passes the optical length of one arm gets longer while the other gets shorter. This induces a change in the interference pattern that is detected by measuring the intensity of the light exiting the interferometer output port.<sup>7,8</sup> In order to improve the sensitivity with respect to a simple Michelson each arm of the interferometer contains a Fabry-Perot cavity<sup>9</sup> and the power recycling technique<sup>9</sup> is used with the addition of a partially reflecting mirror at the entrance of the interferometer.

Virgo is in a commissioning phase since Fall 2003. Such a detector has to be kept on an optimal working point by means of quite complex feedback controls and the optical properties of the interferometer have to be well known in order to understand the error signals used for these controls. The optical properties also define the coupling of some of the noises to the gravitational wave signal. This article describes the techniques developed for the measurements of the optical properties of the interferometer. These techniques are applied to the Virgo data to extract its optical properties and compare them with the Virgo design. A detailed simulation is used to interpret these results and to understand which components have to be replaced to achieve the Virgo design sensitivity.

## 2. The optical design of Virgo

The Virgo detector is based on a Michelson interferometer with 3 km long arms. Figure 1 shows the optical scheme of Virgo. All the mirrors of the interferometer are suspended to a chain of pendulums for seismic isolation. Above the pendulum resonant frequency the mirrors can be considered as free falling masses in the horizontal direction. Each arm contains a Fabry-Perot cavity whose role is to increase the optical path and therefore the phase shift induced by a gravitational wave. To achieve maximal sensitivity the interferometer arm length difference is set to obtain a destructive interference at the interferometer output port. In this condition all the light is reflected toward the laser and it can be reinjected into the interferometer using an additional mirror (the power recycling mirror). This power recycling technique can increase the amount of light impinging on the Michelson beam splitter by orders of magnitude, and as a consequence improves the interferometer sensitivity.

The error signals which are used to control the interferometer globally are based on the Pound-Drever-Hall technique.<sup>10,11</sup> For this purpose the laser beam is phase modulated at a high (several MHz) frequency  $f_{mod}$ . This creates additional components to the laser beam

(the sidebands) whose frequency differs by  $n \times f_{mod}$  ( $n$  is any integer) from the carrier one. The beams exiting the interferometer are collected on InGaAs photodiodes whose signals are also demodulated at one, two or three times the modulation frequency.

At high frequency the sensitivity of such an interferometer is given by the amplitude of the signal equivalent to the shot noise:

$$\Delta h_{sn}(f) = \frac{\lambda}{2\pi L} \sqrt{\frac{h\nu}{2P_0} \frac{\pi}{2F} \frac{\sqrt{J_0^2(m)G(1-C) + 6TJ_1^2(m)}}{2J_0(m)J_1(m)\sqrt{GT}}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (1)$$

where  $\lambda$  is the laser wavelength,  $P_0$  the input power,  $F$  the finesse of the Fabry-Perot cavities and  $f_0 = c/4FL$  their cut-off frequency,  $G$  the recycling gain of the laser carrier,  $T$  the product of the sidebands recycling gain by their transmission to the output port,  $1 - C$  the contrast defect,  $m$  the modulation depth and  $J_{0(1)}$  are Bessel functions. The factor 6 in front of  $TJ_1^2(m)$  takes into account the fact that the first-order sidebands are not stationary.<sup>12</sup>

Figure 2 shows the shot noise limited sensitivity as a function of the modulation depth for plausible values of the contrast defect and of the transmission of the sidebands. The shot noise limit can be pushed down by optimizing the modulation index for a given contrast defect: the worse the contrast the higher the modulation has to be. Since high modulation depth is difficult to achieve the contrast defect has to be kept as small as possible. For this purpose Virgo uses high quality mirrors<sup>13</sup> and in addition an output mode cleaner<sup>15</sup> is used to filter high-order spatial modes that have built up in the interferometer.

The recycling gain is limited by the losses of the Fabry-Perot cavities: the best recycling gain is obtained for a reflectivity of the recycling mirror equal to the reflectivity of the Fabry-Perot cavities. Since the losses are not a priori precisely known, the recycling mirror reflectivity is kept small enough with respect to the expected reflectivity of the long cavities in order to avoid any longitudinal locking instabilities. The transmission factor of the sidebands is also increased with the presence of a recycling cavity, therefore the modulation frequency is chosen such that it resonates inside the recycling cavity.

A particularity of Virgo with respect to other similar interferometers is that the angular alignment of the Fabry-Perot mirrors is based on the Anderson-Giordano technique,<sup>16</sup> a variant of the Anderson technique:<sup>17</sup> the modulation frequency used for this purpose is chosen such that when the carrier resonates with the TEM<sub>00</sub> mode of the Fabry-Perot cavities the upper sideband frequency coincides with the resonance of the TEM<sub>01</sub> mode. It was shown that, provided that the sideband components are resonant in the recycling cavity, a single phase modulation can be used to extract both the longitudinal locking error signals and the alignment error signals.<sup>2</sup> When the interferometer is on its working point the TEM<sub>00</sub> of the carrier resonates in the cavities; this implies that the modulation frequency corresponds to the mode separation frequency of the cavities.

The mode separation frequency (see Section 7.B) is determined by the radius of curvature of

the mirrors of the cavity and by its length. These quantities also define the size of the beam which resonates in this cavity. The input beam parameters have therefore to be matched to these properties.

The Virgo optical design characteristics are:  $F = 50$ ,  $G = 50$ ,  $T = 0.46$ , flat Fabry-Perot input mirrors and curved end mirrors with a radius of curvature  $R_{end}=3450$  m, and the input beam waist  $w_0 = 2$  cm. All mirrors were required to have losses lower than 10 ppm.<sup>2</sup> The modulation frequency was set at  $f_{mod} = 6.26$  MHz.

The mirror reflectivities have been defined by the gain of the cavities ( $F$  and  $G$ ). After the coating, the reflectivity and the mirror surface profile have been measured before installation on the Virgo site. These mirror maps are incorporated in an optical simulation, described in Section 3, in order to obtain a realistic estimation of the Virgo optical parameters. These parameters are also deduced from the interferometer signals. The measurements are reported in the following sections and compared to simulation results when it is relevant. Concerning the laser beam parameters, the measurement of the modulation index and the tuning of the modulation frequency are described in Section 4. Section 5 describes the input mode cleaner measurements while the matching of the input and output beams are discussed in Section 6. The measurement of the characteristics of the Fabry-Perot and of the recycling cavities are described in Sections 7 and 8 respectively. Finally the contrast defect is discussed in Section 9.

The measurements reported in this paper have been performed with the 2005 optical configuration which does not include the replacement of the power recycling mirror and the modifications on the injection system introduced at the end of 2005.

### 3. Simulation of Virgo optical properties

The SIESTA<sup>21</sup> simulation has been used to produce time domain signals which, once compared to real data signals allow the extraction of some optical parameters, like the finesse of the cavities.

In addition, we have developed two independent simulation codes that both aim at testing the effects of interferometer defects on its overall sensitivity. Real interferometer characteristics that can be studied are typically beam and mirrors misalignments, length mismatch, mirror defects, thermal deformations and so on. The simulation results can be sensitive to the way these characteristics are represented so that two independent codes proved to be very useful. Both simulations are static, so only steady state fields are computed.

One code (DarkF) is based on the representation of the various fields in a plane wave basis and on a fast Fourier transform algorithm for propagation, while in the second code (NV) the fields are represented in an Hermite-Gauss functions basis. DarkF and NV don't have exactly the same properties. For the simulations with some centered defects at long correlation

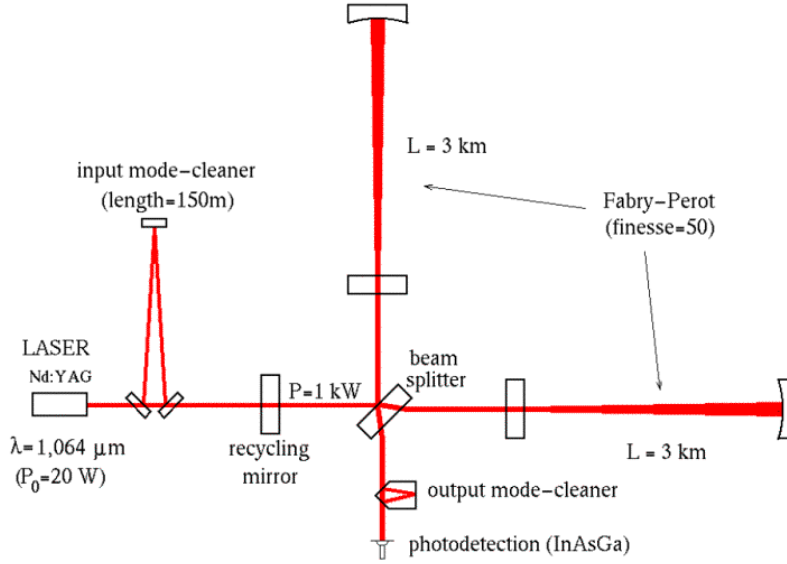


Fig. 1. *Optical scheme of Virgo.*

length (typically of the order of the centimeter), NV is well adapted. DarkF is also adapted to the simulations with defects at short correlation length (but larger than the sampling step).

### 3.A. *The DarkF simulation*

DarkF is an optical simulation code using a plane wave decomposition to propagate the wavefronts. Beams and mirrors are sampled on a grid  $(x,y)$  and the DarkF resolution depends on the grid size and on the number of points. Typically a size of 0.7m, i.e. larger than a mirror and 128x128 points are used. This granularity is good enough since the results do not change when the number of points is increased. With the Fourier transform method, the propagated beam  $E_2(x,y,z)$  is obtained from the initial beam  $E_1(x,y,z_0)$  and a propagator (P) in the Fourier space ( $z$  is the propagation axis):<sup>18,19</sup>

$$\begin{aligned}
 E_2(x, y, z) &= FT^{-1} \left( FT(E_1(x, y, z_0)) \times e^{-i \frac{p^2 + q^2}{2k} |z - z_0|} \right) \\
 &= FT^{-1} \left( FT(E_1(x, y, z_0)) \times P \right)
 \end{aligned} \tag{2}$$

where  $FT$  and  $FT^{-1}$  are the Fourier and inverse Fourier transforms respectively and  $p$  and  $q$  are the Fourier space coordinates. This code can be used to simulate a simple or a complex system as a Fabry Perot cavity or Virgo. To obtain an intracavity beam ( $E_{cav}$ ) composed

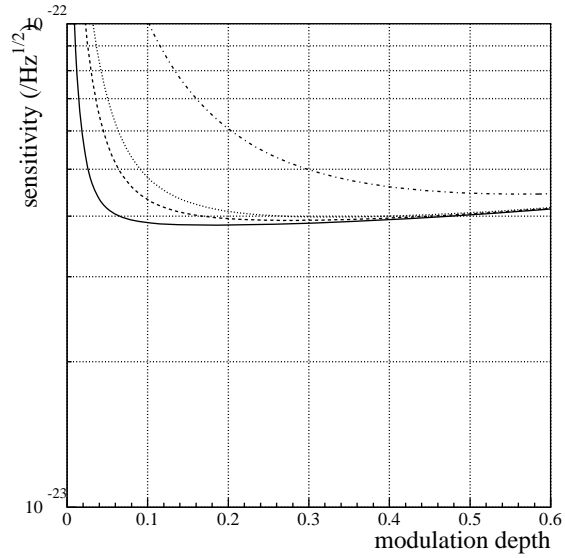


Fig. 2. Shot noise limited sensitivity as a function of the modulation depth for several values of sidebands transmission ( $T$ ) and contrast defect ( $1 - C$ ):  $T = 0.4, 1 - C = 10^{-5}$  (continuous line),  $T = 0.2, 1 - C = 3 \times 10^{-5}$  (dashed line),  $T = 0.1, 1 - C = 3 \times 10^{-5}$  (dotted line) and  $T = 0.1, 1 - C = 3 \times 10^{-4}$  (dash-dotted line).

by two mirrors  $M_1$  and  $M_2$  a convergence algorithm is used:

$$E_{cav_{n+1}} = t_1 E_0 - r_1 r_2 M_1 P_L M_2 P_L E_{cav_n} \quad (3)$$

where  $P_L$  is the propagator on a length  $L$ ,  $r_1$  and  $r_2$  the reflection coefficient of  $M_1$  and  $M_2$ ,  $t_1$  the transmission coefficient of  $M_1$ , and  $E_0$  the incoming beam. The main drawback of DarkF is its large computing time (typically of the order of one hour for the configurations used here).

### 3.B. The NV simulation

In the Hermite-Gauss representation each interface, substrate, or free space is represented by a complex operator, calculated in the Hermite-Gauss space, which acts on the field incident upon it. Starting from real cartesian maps of the mirrors surface  $z(x, y)$  and reflectance  $r(x, y)$  taken from metrology instruments, elementary reflexion operators  $r_{i,j \rightarrow m,n}$  are calculated using :

$$r_{i,j \rightarrow m,n} = \int_{x,y} g_{i,j}(x, y) r(x, y) \exp(4i\pi z(x, y)) g_{m,n}^*(x, y) dx dy$$

where the  $g$ 's are the Hermite-Gauss basis functions, and  $g^*$  denotes their complex conjugate. Transmission operators are calculated in the same way. The elementary operators can then be combined to create operators representing whole optical components, Fabry-Perot cavities, and eventually the full interferometer. Those operators are applied on the field  $u$  represented as a superposition of Hermite-Gauss modes:

$$u(x, y) = \sum_{i,j} u_{ij} g_{i,j}(x, y)$$

where the sum runs over all the basis functions. The field  $u'$  transformed after interaction with an optical component is then simply calculated by applying the relevant operator on the incident field like :

$$u'_{mn} = \sum_{i,j} r_{i,j \rightarrow m,n} u_{ij}$$

Figure 3 shows the intensity reflexion operator of Virgo, calculated using maps for each optical component. As can be seen on the figure, working with an Hermite-Gauss basis gives immediately access to all the coupling factors between  $TEM_{ij}$  modes inside Virgo and their precise localization, and allows the immediate computation of the energy in each mode everywhere in the interferometer and outside. The main limitation of this particular code is the difficulty to represent accurately beams with shapes that strongly differ from that of a  $TEM_{00}$  beam without using a prohibitive number of Hermite-Gauss functions. In order to test these effects at least 153 basis functions are used.

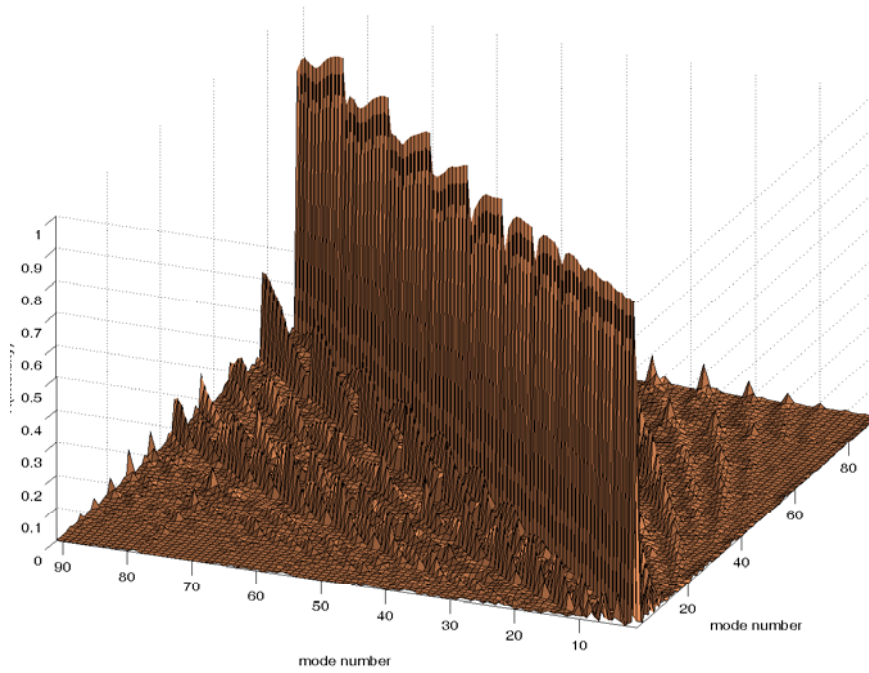


Fig. 3. *Intensity reflection operator of the full interferometer with real maps. The modes are ordered  $\{00,01,10,02,11,20,03,\dots\}$ . Off-diagonal elements show coupling between modes inside the interferometer induced by surface defects. Diagonal elements slightly differ from unity mainly due to the finite size of the coatings.*

## 4. Modulation of the laser beam

The laser beam is phase modulated by mean of an electro-optic modulator (EOM) located before the input mode cleaner. The value of the modulation depth is set by varying the voltage applied on the modulator and its value is cross-checked with the interferometer signals. The modulation frequency has to be carefully tuned so that it fulfills the required resonance conditions inside the optical cavities of the interferometer.

### 4.A. Modulation depth measurement

The modulation depth has first been set to a small value, around 10%, and will be increased in the future if it is needed to improve the sensitivity. The value set at the level of the modulator is cross-checked with the interferometer data in the following ways:

- 1- A calibration of the voltage applied on the EOM was performed for a high voltage value ( $\sim 5$  Volts), using signals from a reference cavity located before the input mode cleaner. It is based on the same principle as the third method described below. An extrapolation of this calibration to the applied voltage gives  $m = 0.13 \pm 0.03$ .
- 2- With the signals observed with the central part of the interferometer aligned and free mirrors: the amplitude of the demodulated signal is proportional to  $J_0(m)J_1(m)$  while the amplitude of the DC signal is proportionnal to  $J_0(m)$ . The ratio of the amplitudes of these signals gives therefore access to the value of m:  $m = 0.16 \pm 0.01$  where the uncertainty comes from the knowledge on the calibration of the signals.
- 3- With a free Fabry-Perot cavity, using the measurement of the power stored inside the cavity for the sidebands and the carrier. When the TEM<sub>00</sub> mode of the carrier resonates the power is proportional to  $J_0^2(m)$  while when the TEM<sub>00</sub> mode of the upper sideband resonates it is proportional to  $J_1^2(m)$ . These resonances are shown in Figure 10. In this case the ratio of these signals is free of any calibration errors since the same photodiode channel is used and is just limited by the noise on the small sideband signal. The measurement gives  $m = 0.165 \pm 0.005$ .

Both methods based on the interferometer signal agree well and the value obtained is used in the following.

### 4.B. Modulation frequency

Since the beam is modulated before the input mode cleaner (IMC) the sidebands should resonate in the IMC in order to be transmitted. As was pointed out in Section 2 they should also resonate inside the recycling cavity and correspond to the Anderson frequency (i.e. the frequency spacing between the resonance of TEM<sub>01</sub> mode and the resonance of



the TEM<sub>00</sub> mode) of the Fabry-Perot cavities. The radius of curvature of the end mirror defines the mode separation frequency of the cavity. This gives a set of possible values for the modulation frequency. Given the foreseen range of values for the input mode cleaner length and the recycling cavity length, the value of the modulation frequency has been set, among the possible values which matched the resonance condition inside these cavities, to 6.26 MHz. The fine tuning is then done after the precise measurement of the mode cleaner length. The modulation frequency has to be an exact multiple of the IMC's free spectral range:

$$f_{\text{mod}} = n \text{FSR}_{\text{IMC}} = n \frac{c}{2L_{\text{IMC}}}, \quad (4)$$

with  $n=6$ . This condition has to be tuned very carefully since any mismatch couples the length noise of the IMC to the interferometer signals used for its longitudinal controls. After the measurement of the IMC length (see Section 5) the modulation frequency has been adjusted to  $f_{\text{mod}} = 6.264180$  MHz.

It has then been checked that it matched the recycling length and the mode separation frequency:

- The condition of resonance inside the recycling cavity takes into account the phase shift introduced by the Fabry-Perot cavities. An analytical calculation and simulations with SIESTA<sup>21</sup> and Finesse<sup>22</sup> give the same optimal recycling length:  $l_{\text{rec}} = 12.073$  m for this modulation frequency. This condition should be fulfilled within about 1 cm in order not to degrade the recycling factor. The length of the recycling cavity has been measured (see Section 8.A.2) and agrees with this requirement within 1 cm.
- The Anderson technique, used for the angular alignment of the Fabry-Perot cavities, requires that the TEM<sub>01</sub> mode of the upper sideband is distant from the carrier by a multiple of the free spectral range, and therefore the modulation frequency should fulfill:

$$f_{\text{mod}} = f_{\text{sep}} + n \text{FSR}_{\text{FP}} \quad (5)$$

where  $f_{\text{sep}}$  is the mode separation frequency of the Fabry-Perot cavity and  $\text{FSR}_{\text{FP}}$  is its free spectral range. The Anderson technique requires that the modulation frequency corresponds to the optimum frequency given by Equation (5) within the linewidth of the cavity (1000 Hz). The mode separation frequency is deduced from the measurement of the end mirror radii of curvature (see Section 7.B) and the free spectral range has been measured as described in 7.C,  $\text{FSR}_{\text{FP}} = (49967 \pm 1)$  Hz. The optimal values of  $f_{\text{mod}}$  are therefore (with  $n = 125$ ):  $f_{\text{mod}}^{\text{opt,N}} = (6264420 \pm 100)$  Hz for the north cavity and  $f_{\text{mod}}^{\text{opt,W}} = (6264340 \pm 200)$  Hz for the west cavity. The value set for the modulation frequency corresponds to the optimum values within at most 300 Hz and is therefore well within the allowed range.

Following these measurements it can be concluded that all the required resonance conditions for the sidebands are fulfilled.

## 5. The input mode cleaner cavity

The input mode cleaner (IMC) is a triangular optical cavity whose aim is to filter the input beam jitter and to obtain a clean gaussian beam at the entrance of the interferometer. Its optical components are suspended to achieve adequate seismic isolation. Therefore it offers a good reference for the laser frequency and is used to stabilize the laser frequency. The mode cleaner design parameters are: a length of 143 m, a finesse of 1000, and a waist of 5 mm. To achieve these goals the mirrors of the cavity have been designed with the following characteristics: a radius of curvature of  $(183 \pm 5)$  m for the end mirror and a transmittance of  $(3000 \pm 300)$  ppm for both the input and output mirrors.

The measurement of the input mode cleaner optical properties are detailed in the following.

### 5.A. The input mode cleaner transmittance

The transmittance of the IMC is degraded by losses inside the cavity and by the imperfect matching of the input beam to the cavity.

#### 5.A.1. Losses of the input mode cleaner

The transmittance of the cavity for the TEM<sub>00</sub> mode can be deduced from the measurements of the individual transmittance of the mirrors and of their losses. The DC transmittance of the cavity is, according to Equation (6) of,<sup>20</sup>

$$T = \frac{4T_1T_2}{(T_1 + T_2 + L_{RT})^2} \quad (6)$$

where  $T_1$  and  $T_2$  are the input and output mirror transmittances, and  $L_{RT}$  the round trip losses, including the far curved mirror transmittance. The input and output mirror transmittances have been measured after coating:  $T_1 = (2427 \pm 30)$  ppm and  $T_2 = (2457 \pm 30)$  ppm.

The measurement of the cavity pole  $f_P$  and of the free spectral range FSR are necessary to compute the round trip losses  $L_{RT}$  which can be deduced from the equation:

$$T_1 + T_2 + L_{RT} = 4\pi \frac{f_P}{\text{FSR}}. \quad (7)$$

The free spectral range and the cavity pole are measured with the open loop transfer function  $H$  of the lock of the laser on the cavity around the free spectral range frequency. In this frequency range, the shape is given by the transfer function  $H$  between frequency noise and Pound-Drever-Hall signal. The result is fitted with

$$y = A \exp(\phi) \left( \frac{1 + i(f - \text{FSR})/f_Z}{1 + i(f - \text{FSR})/f_P} \right) \quad (8)$$

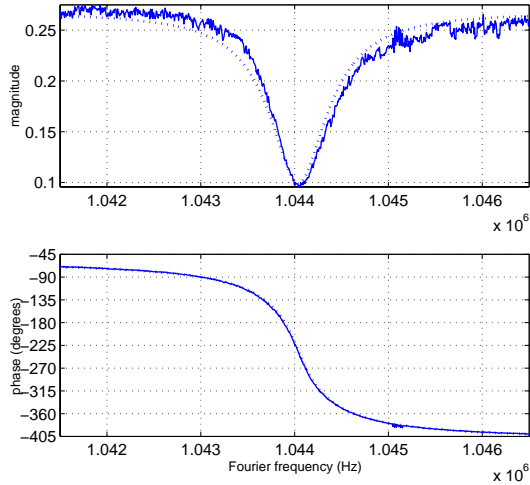


Fig. 4. *Open loop transfer function of the lock of laser frequency on the cavity, around 1 MHz. In blue, measured data; in red, the fitted curve.*

similar to Equation (18) in,<sup>20</sup> where  $A$  and  $\phi$  are arbitrary amplitude and phase of the open loop transfer function at this frequency, and  $f_Z$  an empirical zero which is needed to fit the data and reflects a not understood experimental effect. The fit, shown in Figure 4, gives with 95% confidence level errors:  $f_P = (479 \pm 3.3)$  Hz and  $\text{FSR} = (1044039 \pm 2.2)$  Hz. The losses deduced from these values, using Equation (7) are  $L_{\text{RT}} = (886 \pm 60)$  ppm.

An alternative way to measure the cavity pole  $f_P$  is the determination of the decay time. It is measured after a fast change of the laser frequency, large enough to drive the cavity out of resonance. A fit of the measured data with an exponential decay, shown in Figure 5, gives a measurement of the decay time:  $\tau = (167.2 \pm 0.2)$   $\mu\text{s}$ . Then, using  $f_P = 1/(4\pi\tau) = (475.9 \pm 0.6)$  Hz and Equation (7) the total losses are deduced:  $L_{\text{RT}} = (846 \pm 45)$  ppm (where the uncertainty is dominated by the uncertainties on  $T_1$  and  $T_2$ ). This is in agreement with the value measured with the transfer function.

Then the expected transmission of the input mode cleaner for the  $\text{TEM}_{00}$  mode is  $T = (73 \pm 2)\%$  (from Equation (6)).

#### 5.A.2. Beam matching and radius of curvature of the end mirror

The beam matching is deduced from the measurement of the transfer function  $H$  around the frequency of resonance of the  $\text{TEM}_{02}$  mode. The result is fitted with

$$y = A \exp(\phi) \left( 1 - \frac{M}{2} \frac{1}{1 + i(f - f_{02})/f_P} \right) \quad (9)$$

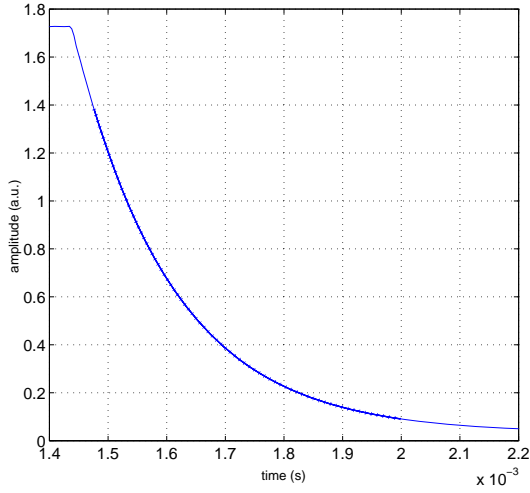


Fig. 5. *Time decay experiment: power transmitted by the input mode cleaner, after a fast change of input laser frequency*

from Equation (21) in,<sup>20</sup> where  $A$  and  $\phi$  are arbitrary amplitude and phase of the open loop transfer function at this frequency,  $M$  is the amount of light intensity coupled to the TEM<sub>02</sub> mode of the cavity,  $f_{02}$  is the frequency of the TEM<sub>02</sub> mode,  $f_P$  is the pole of the cavity. The fit gives, with 95% confidence intervals:  $f_P = (593 \pm 51)$  Hz,  $M = 0.17 \pm 0.01$ ,  $f_{02} = (726569 \pm 35)$  Hz. The value of the pole is out of the boundaries given by previous measurements, probably because this measurement is noisier as can be observed from Figure 6.

Thus, the mode shaping mismatching is 17%. A mismatching of about 15% had also been deduced from the measurement of the size of the beam which confirms the measurement presented here.

The effective radius of curvature  $R$  can also deduced from the measurement of the frequency of the TEM<sub>02</sub> mode  $f_{02}$  (as explained in the case of the Fabry-Perot cavities in Section 7.B). The deduced value is  $R = (181.99 \pm 0.01)$  m, in agreement with the design specification.

### 5.A.3. Total transmittance of the input mode cleaner

The measurement of the power of the beams at the output ports of the interferometer can be used to deduce the power incident on the interferometer. The values found range from 7 to 8 W.

The measurements described in the previous sections lead to an expected total transmittance

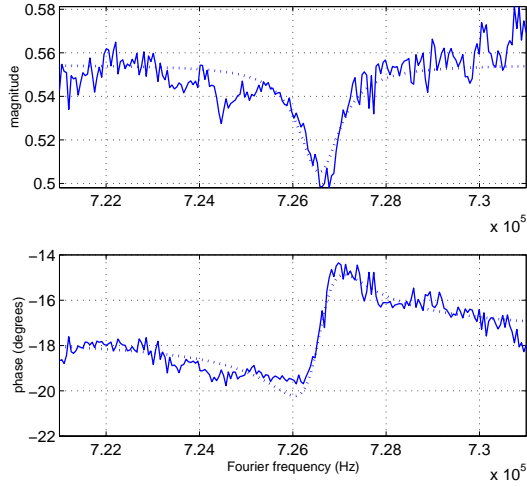


Fig. 6. *Open loop transfer function of the lock of laser frequency on the cavity, around the frequency of the  $TEM_{02}$  mode (726 kHz). In blue, measured data; in red, the fitted curve.*

of the input mode cleaner of  $(60 \pm 3) \%$ : 83% due to imperfect beam matching and 73% due to the transmittance of the  $TEM_{00}$  mode. The input power being 16.7 W, the power transmitted by the output mode cleaner is therefore expected to be 10 W. The difference with the power incident on the interferometer points to additional losses which have not been understood yet.

### 5.B. *Finesse and length of the input mode cleaner*

The other optical properties of the cavity are also deduced from the transfer function measurements and the decay time experiment. The finesse is directly deduced from the measurements of the pole of the cavity  $f_P$  described in the above sections:

$$F = \frac{c}{4f_P L_{\text{IMC}}} \quad (10)$$

The most precise measurement comes from the decay time experiment and gives  $F = 1097 \pm 2$ . The optical length of a half round trip is deduced from the measurement of the free spectral range:

$$\text{FSR} = \frac{c}{2L_{\text{IMC}}} \quad (11)$$

and gives  $L_{\text{IMC}} = (143533326 \pm 30) \mu\text{m}$ .

## 6. Matching of the input and output beams

Any mismatch of the beam with respect to the optical cavities of Virgo (input and output mode cleaners and Fabry-Perot cavities) results into a loss of the effective power and therefore a worsening of the sensitivity. Some loss of the input power is also the result of a non-unity transmittance of the input mode cleaner. The tuning of the beam parameters and the measurement of these losses are described in this section.

### 6.A. *Input beam matching to the interferometer*

The beam exiting the input mode cleaner has a waist of 5 mm and is adjusted to the Virgo Fabry-Perot cavities by means of an off-axis telescope formed by two spherical mirrors. The Virgo beam waist is around 20 mm and is located at the Fabry-Perot input mirrors. The length of this telescope has to be tuned so that the beam incident on the interferometer matches as well as possible the fundamental mode of the Fabry-Perot cavities. The tuning consists in adjusting the distance between the two mirrors forming the input telescope in order to obtain the highest power stored inside the Fabry-Perot cavities at the TEM<sub>00</sub> resonance.

The size of the beam on the end mirrors during the tuning of the telescope is compared to a simulation with Finesse<sup>22</sup> as shown in Figure 7. This allows a rough extraction of the input beam parameters:  $\omega_x = 18$  mm,  $z_{0x} = -500$  m,  $\omega_y = 18$  mm,  $z_{0y} = 500$  m where the z axis is oriented towards the injection system and its origin is located on the beam splitter mirror. After this tuning it is expected that about 94% of the input beam is coupled to the TEM<sub>00</sub> mode of the cavities. This coupling is measured by comparing the amplitude of the first Laguerre mode to the amplitude of the TEM<sub>00</sub> mode in the Fabry-Perot cavities (see Figure 10) and is found to be 94%. This could not be further improved since the beam was astigmatic due to a bad centering of the beam on the spherical mirrors of the telescope: a better alignment of the beam would have been needed.

### 6.B. *Matching of the beam to the output mode cleaner*

The beam entering the output bench has a waist of about 2 cm. The dark fringe beam is passed through the output mode cleaner (OMC) in order to improve the contrast defect. The waist of the mode cleaner cavity is 140  $\mu$ m. The output beam is adapted to the mode cleaner cavity by means of a telescope made of three lenses. The position of these lenses is adjusted in order to get the best transmission of the Fabry-Perot TEM<sub>00</sub> mode. Only a rough matching was done using the direct beam exiting from the injection system. Due to the astigmatism of this beam the matching to the output mode cleaner could not exceed 94%. The relative position of the lenses is tuned in order to minimise the power reflected by the OMC and a matching of 93% is reached.

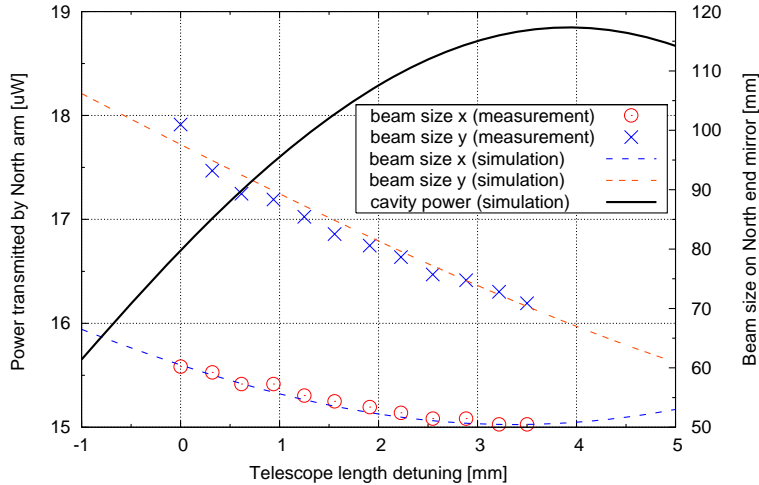


Fig. 7. *Size of the beam after 3 km along two orthogonal axis as a function of the input telescope length tuning. The curves represents the result of the simulation while the dots are the experimental measurements. The wider black curve shows the power transmitted by the cavity as predicted by simulation.*<sup>22</sup>

The matching is then cross-checked with the beam reflected by the North Fabry-Perot cavity. The cavity is kept at resonance and the end mirror position is excited with a frequency line. This line should be seen only by the mode which resonates into the cavity, i.e. the Fabry-Perot  $TEM_{00}$  mode. Therefore, comparing the amplitude of this line on the beams reflected and transmitted by the OMC gives an estimate of the OMC transmission for the Fabry-Perot  $TEM_{00}$ . It is found to be around 94% and could in principle be improved with a better tuning of the telescope. The matching was considered to be good enough at that time and no further tuning was performed. It will be repeated when the Virgo sensitivity gets closer to its design goal.

## 7. Fabry-Perot cavities

The Fabry-Perot cavities are characterized by their finesse, their length, the radius of curvature of the end mirrors and the losses due to defects of the mirrors. This section reports on the measurement of these quantities.

### 7.A. Finesse

The finesse of the Fabry-Perot cavities is extracted from the  $TEM_{00}$  Airy peaks: it is defined as the ratio of the distance between two consecutive  $TEM_{00}$  resonances (FSR) to their

linewidth (FWHM). Unfortunately, due to dynamical effects the Airy peak is distorted, as shown in Figure 8, and this effect prevents measuring the linewidth directly. Nevertheless, if the speed of the cavity mirrors is known this distortion can be predicted by a simulation including dynamical effects. It is therefore first needed to measure the speed of the cavity, then the shape of the Airy peak is compared to a time domain simulation including dynamical effects (SIESTA<sup>21</sup>) for a set of finesse values.

The speed of the cavity can be determined from the measurement of the cavity length as a function of time using the fact that the cavity length difference between two TEM<sub>00</sub> resonances is equal to  $\lambda/2$ . If the cavity is not too much excited (angularly and longitudinally) its length varies sinusoidally with time. Figure 9 shows the length of the cavity as a function of time and the cosine function fitted to these points:  $l(t) = \cos(\omega t + \phi)$ . The speed is derived from  $l(t)$  and is measured with an uncertainty of 1 to 2%.

For each Airy peak the simulation is run with the measured speed for a set of finesse values. The shape of the peak is compared to these simulations and the value which best matches the data is kept. This measurement is repeated on several points and the dispersion of these measurements defines the accuracy. Table 1 gives the measurement for each cavity as well as the values expected from the mirror coating measurements:

$$F = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (12)$$

where  $r_{1(2)}$  is the field reflectivity of the input (end) mirrors. It should be noted that since the input mirror is flat, its effective reflectivity is expected to vary due to thickness variation induced by temperature and therefore the finesse of the cavity is expected to vary as well. This effect is proportional to the value of the second face anti-reflective coating of the input mirror:  $\Delta F/F = \pm 2r_{AR}$  where  $r_{AR}$  is the field reflectivity of this second face. The coating measurement gave  $R_{AR} = 150$  ppm and therefore the variation of finesse are expected to be about  $\pm 2.5\%$ .

Table 1. *Fabry-Perot finesse*

	Measurement	From mirror reflectivities
North FP cavity	$49.0 \pm 0.5$	50
West FP cavity	$51 \pm 1$	51

The values of the two Fabry-Perot finesse are obtained with the measurement based on the shape of the Airy peaks (first column) compared to those deduced from the mirror reflectivity measurements (second column).



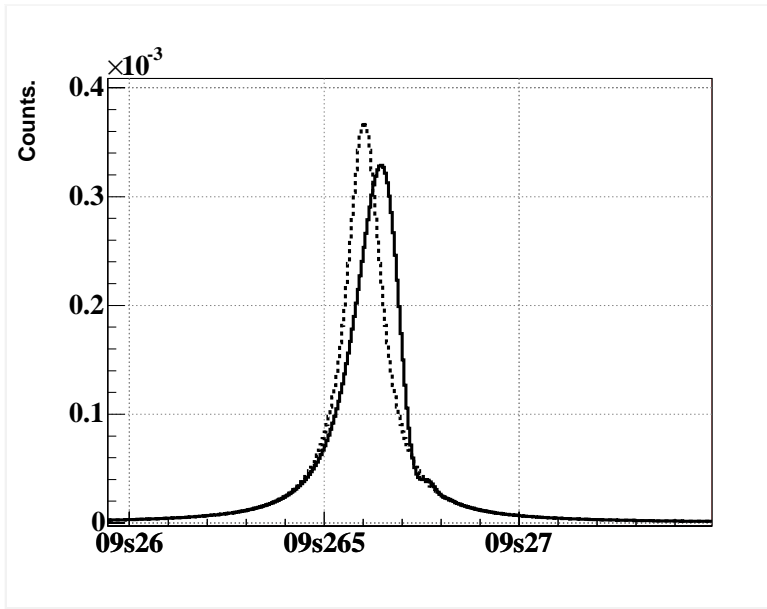


Fig. 8. Profile of the Airy peak without dynamical effects (dotted line) and with dynamical effects (full line) for a speed of  $10 \mu\text{m}/\text{sec}$ .

#### 7.B. Radius of curvature of the end mirrors and mode separation frequency

The radius of curvature of the end mirrors defines the waist of the beam but, as shown in Section 4.B, it is also related to the modulation frequency, via the mode separation frequency of the cavities. The mode separation frequency  $f_{\text{sep}}$  corresponds to the frequency difference for which the  $\text{TEM}_{00}$  and the  $\text{TEM}_{01}$  modes resonate and is related to the radius of curvature of the end mirror  $R_2$  (the input mirror is flat) and the length of the cavity  $L_{FP}$ :

$$f_{\text{sep}} = \nu_{01} - \nu_{00} = \frac{c}{2\pi L_{FP}} \arccos \sqrt{1 - \frac{L_{FP}}{R_2}} \quad (13)$$

The radius of curvature can be deduced from the signals measured at the transmission of the Fabry-Perot cavities and also from the measurement of the map of the mirrors as described in the following. The mode separation frequency also depends on the cavity length whose measurement is described in 7.C.

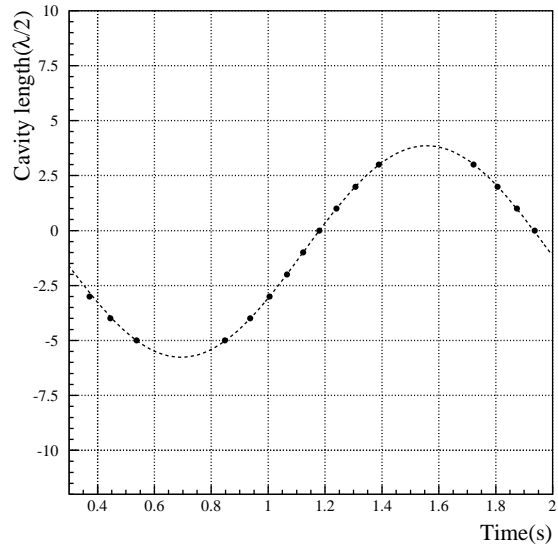


Fig. 9. *Example of the measurement of the speed of the Fabry-Perot cavities: the dots represent the  $TEM_{00}$  peak positions and the line shows the length  $l(t)$  fitted to these points.*

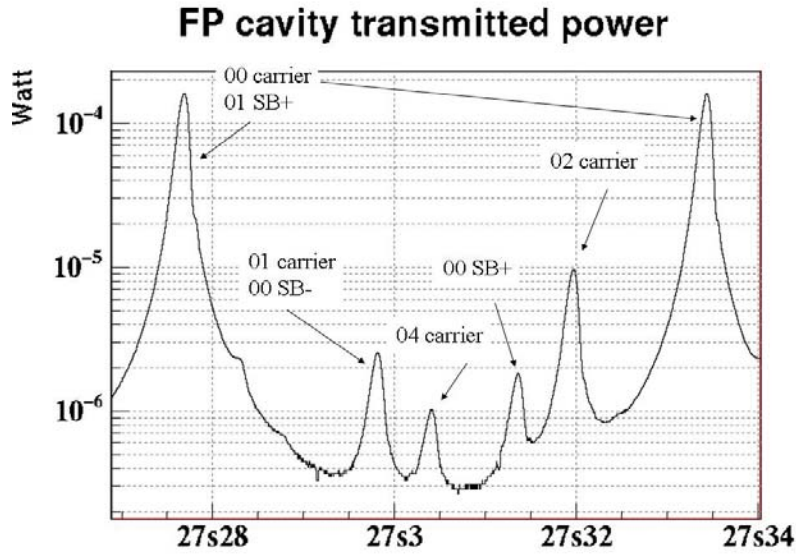


Fig. 10. Power transmitted by a free Fabry-Perot cavity.

#### 7.B.1. Measurement with the Fabry-Perot signals

The radius of curvatures can be deduced from the optical spectrum of the cavity by measuring the cavity length difference between the  $TEM_{nm}$  modes:

$$\frac{d_{nm-00}}{(n+m)d_{00-00}} = \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{1 - \frac{L_{FP}}{R_2}} \quad (14)$$

where  $d_{nm-00}$  is the length difference between the resonances of  $TEM_{nm}$  and  $TEM_{00}$ ,  $d_{00-00}$  is the length difference ( $\lambda/2$ ) between two consecutive  $TEM_{00}$  resonances.

Figure 10 shows the transmitted power when the cavity is freely swinging and well aligned. One can recognise the  $TEM_{nm}$  resonances for low values of  $m+n$ . The modes of the carrier are used to do this measurement. Since the  $TEM_{00}$  of the lower sideband is superimposed to the  $TEM_{01}$  of the carrier the cavity has to be enough misaligned so that the  $TEM_{01}$  of the carrier is dominant. The data used for this measurement fulfil this criterion. The cavity length is reconstructed as a function of time with the same method as described in Section 7.A. The length difference between the modes can then be reconstructed. The measurement is done for  $m+n = 1, 2, 4$  and uses several tens of points. The uncertainty on  $d_{nm-00}$  is given by the RMS of its distribution. The effective radius of curvature is deduced from formula (14). The effective radius of curvature extracted from these measurement are given in Table 2. The precision is typically of the order of 20 meters.

Since the mirror curvature is not necessarily uniform different modes might see a different radius of curvature since they have different distribution of power. The radii of curvature seen by different modes are compatible showing that the mirror curvature is reasonably uniform.

### 7.B.2. Measurement from the mirror surface maps

The surface maps of the mirrors have been measured after coating. The radius of curvature can be deduced from these maps in several ways:

- (1) with a simulation of the FP cavity including the maps based on FFT field propagation (DARKF) and applying the same method as on real data
- (2) with the same simulation as in (1) but using the size of the beam which resonates in the cavity since it is directly related to the radius of curvature of the cavity mirrors
- (3) by fitting the map of the mirrors with a sphere weighted by a gaussian in order to simulate the beam profile.

The radius of curvature determined with these three methods are given in Table 2.

The measurements of the radius of curvature based on the Fabry-Perot signals agree with the results based on the mirror surface maps for the North cavity but are systematically about 70 m lower for the West cavity. It is now known that a small bias was introduced during the measurement of these maps due to the apparatus holding the mirror. This could explain this difference.

### 7.B.3. Mode separation frequencies

These results are turned into a measurement of the mode separation frequency using Equation (13). Since the Anderson technique used in Virgo is based on the TEM<sub>01</sub> mode only results from this mode are used. The Anderson frequencies are:

- for the North arm:  $f_{\text{sep}}^{\text{north}} = (18533 \pm 100)$  Hz
- for the West arm:  $f_{\text{sep}}^{\text{west}} = (18450 \pm 200)$  Hz.

These values are compared to the modulation frequency in Section 4.B.

### 7.C. Arm length

The length of the arms can be extracted with a method similar to that described for the measurement of the radius of curvature in section 7.B by noting that the difference of length between the TEM<sub>00</sub> resonance of the sidebands and of the carrier corresponds to the modulation frequency modulo the free spectral range:

$$f_{\text{mod}} = \nu_{\text{USB}} - \nu_{\text{carrier}} + 125 \text{ FSR} = \frac{c}{2L_{\text{FP}}} \left( \frac{d_{\text{USB-carrier}}}{d_{00-00}} \right) + 125 \text{ FSR} \quad (15)$$

Table 2. *Radius of curvature of the end mirrors.*

	interferometer data	Mirror maps (1)	Mirror maps (2)	Mirror maps (3)
North cavity	m+n=1 $3555 \pm 20$	m+n=1 $3563 \pm 20$	$3598 \pm 20$	3583
	m+n=2 $3550 \pm 10$	m+n=2 $3558 \pm 10$		
	m+n=4 $3585 \pm 10$			
West cavity	m+n=1 $3570 \pm 40$	m+n=1 $3643 \pm 20$	$3650 \pm 20$	3624
	m+n=2 $3540 \pm 20$	m+n=2 $3614 \pm 10$		

The values of the radius of curvature are deduced from the Fabry-Perot signals and from the mirror map measurement (last 3 columns) for the two Fabry-Perot cavities of Virgo.

where  $d_{\text{USB-carrier}}$  is the cavity length difference between the upper sideband and the carrier  $\text{TEM}_{00}$  resonances. The upper sideband resonance is well observed for a well aligned cavity as shown on Figure 10. Since the modulation frequency is known the cavity length can be determined from (15). This gives:  $L_{\text{north}} = (2999.86 \pm 0.03)$  m which is compatible with the expected length (2999.90 m).

#### 7.D. Cavity losses

The Fabry-Perot cavity losses can be due to mirror absorption, scattering (due to rugosity) or long range surface defects which couple the  $\text{TEM}_{00}$  mode to higher-order modes. The first kind of losses (absorption and scattering) lead to the loss of some power inside the interferometer while the long range surface defects couple the  $\text{TEM}_{00}$  to higher order modes so that the power is not necessarily lost, but both result in a decrease of the Fabry-Perot reflectivity for the  $\text{TEM}_{00}$ .

The mirror absorption and scattering have been measured after the coating and the total is of the order of 10 ppm for each mirror. A small fraction (typically 50 ppm) of the beam is transmitted by the end mirror to the end benches. The effect of long range surface defects is estimated with simulations including the measurement of the mirror surface maps.

The losses inside the Fabry-Perot cavity lower their reflectivity and as a consequence lowers the recycling gain, so it is therefore important to keep them as small as possible.

The reflectivity (in amplitude) of the cavities is given by:

$$r_{FP} = \frac{r_i - r_e(1 - L)}{1 - r_i r_e} \quad (16)$$

where  $r_{i(e)}$  is the reflectivity of the input (end) mirror and  $L$  the round trip losses. This reflectivity can in principle be measured with a free cavity by comparing the power

reflected by the cavity out of resonance to the power reflected on the TEM<sub>00</sub> resonance:  $r_{FP}^2 = P_{on\ res}/P_{out\ res}$ . Unfortunately this does not give a precise measurement due to dynamical effects and power fluctuations with the alignment. With this method the power reflectivity was estimated to be in the range 96 to 98% for both cavities.

It is nevertheless possible to estimate the fraction of the input power which is lost due to scattering inside the Fabry-Perot cavities: from the power measured by the photodiodes at the interferometer pickups (the end mirrors transmitted beams and the interferometer transmitted and reflected beams) it can be deduced that about 35% of the power incident on the interferometer is lost inside the interferometer. The simulation also shows that 33% of the input power is lost in the Fabry-Perot cavities due to the mirror surface defects. This power loss is equivalent to round trip losses of 330 ppm inside each arm. It can be concluded that the losses due to long range surface defects which scatter the light at relatively small angle are well reproduced by the simulation.

## 8. Recycling cavity

The lengths of the recycling cavity are of particular importance since the asymmetry between the two arms defines the transmission of the sideband signals to the dark fringe and the mean recycling length should fulfill the resonance condition for the sidebands. The other important quantity is the recycling gain which directly affects the shot noise limit of the sensitivity.

### 8.A. Lengths

#### 8.A.1. Michelson length asymmetry

The use of the modulation technique requires that the small Michelson is asymmetric. This asymmetry is defined by  $\Delta l = l_2 - l_1$ . The sidebands transmission depends on this asymmetry. Therefore this quantity is also needed in order to estimate the expected sidebands transmission (see Section 8.C).

The beam reflected by the West cavity travels  $2\Delta l$  more than the beam reflected by the North arm. Therefore the optimum demodulation phase of this beam should be different by  $\Delta\phi = 2\frac{\Delta l\Omega}{c}$ . The measurement makes use of this property: the two cavities are alternatively locked and the demodulation phase tuned with a precision of 0.1 degree. The asymmetry deduced from this measurement is:  $\Delta l = (0.844 \pm 0.013)$  m.

#### 8.A.2. Recycling cavity length

In order to reach the best sensitivity both the carrier and the sidebands should resonate inside the recycling cavity. The condition of resonances are:

$$\frac{\omega}{c}2l_{rec} = 0[2\pi] \quad (17)$$

for the carrier and

$$\frac{\omega \pm \Omega}{c} 2l_{rec} = \pi + \phi_{FP}[2\pi] \quad (18)$$

for the sidebands, where  $\phi_{FP}$  is the phase introduced by the Fabry-Perot cavities on the sidebands. Once the microscopic condition (17) is fulfilled, (18) transforms into a macroscopic condition on the recycling length:

$$\frac{\Omega}{c} 2l_{rec} = \pi + \phi_{FP}[2\pi] \quad (19)$$

An analytical calculation and a simulation study taking into account the dephasing due to the Fabry-Perot cavities shows that the optimum value is  $l_{rec} = 12.073$  m. The recycling length should fulfill this condition within  $\pm 1$  cm. It was also found with the simulation including the mirror maps (see Section 3) that these have a non negligible impact on the optimal recycling length and it could be several centimeters different from this last value. But since the beam splitter transmission map had not been measured at 45 degrees no conclusion could be drawn.

Several independant measurements of this length have been done:

- it has been deduced from the measurement of the position of the mirror suspension point during the installation and the known position of the reflective surface of the mirrors with respect to this point:  $l_{rec} = (12.07 \pm 0.01)$  m.
- the optical length of the recycling cavity has been measured during the commissioning of the central part of Virgo (the CITF<sup>23</sup>) using an auxiliary laser: it is deduced from the measurement of the free spectral range of this cavity obtained from transfer function between frequency noise and the interferometer output signal. This measurement cannot be performed on Virgo since the laser beam is now filtered by the input mode cleaner cavity which makes the measurement less straightforward. Taking into account the changes of position of the mirrors for Virgo with respect to the CITF gives:  $l_{rec} = (12.07 \pm 0.01)$  m.
- the last measurement is done with the Virgo final configuration and relies on the fact that if the sidebands are at resonance the field comes back in phase with the incoming field, otherwise some phase shift is accumulated proportionally to the mean number of round trips i.e. to the recycling gain. In this last case the demodulation phase should shift from the case without recycling. The interferometer has been locked in the recombined and in the recycled configuration and the demodulation phase of the dark fringe has been adjusted. A phase difference lower than 2 degrees has been measured, this indicates that the recycling cavity length is the correct one within about 1 cm.

These three measurements agree within each other. The third one is the more direct and confirms that the recycling length is within 1 cm of the optimal value.

### 8.B. Recycling gains

The recycling gains depend on the power recycling mirror reflectivity and the Fabry-Perot reflectivity for the carrier

$$G = \left( \frac{t_{PR}}{1 + r_{PR}r_{FP}} \right)^2 \quad (20)$$

as well as the small Michelson asymmetry for the sidebands:

$$G_{SB} = \left( \frac{t_{PR}}{1 - \cos\left(\frac{\Omega\Delta l}{c}\right)r_{PR}r_{FP}^{SB}} \right)^2 \quad (21)$$

where  $t_{PR}$  and  $r_{PR}$  are the PR amplitude transmission and reflectivities,  $r_{FP}$  (resp.  $r_{FP}^{SB}$ ) the average Fabry-Perot reflectivity for the carrier (resp. sidebands),  $\Omega$  the modulation frequency and  $\Delta l$  the small Michelson asymmetry. Without losses in the Fabry-Perot cavities, when these are resonant on the carrier,  $r_{FP} = -1$  and  $r_{FP}^{SB} = +1$  and given a PR mirror reflectivity equal to 92.2% the recycling gains are expected to be  $G = 50$  and  $G_{SB} = 36$ .

These gains can be deduced from the ratio of the power incident on the beam splitter mirror with and without recycling:

$$G^{00} = T_{PR} \frac{P_{DC}^{\text{recycled}}}{P_{DC}^{\text{recombined}}} \quad G_{SB}^{00} = 2T_{PR} \frac{P_{2\Omega}^{\text{recycled}}}{P_{2\Omega}^{\text{recombined}}} \quad (22)$$

where  $P_{DC(2\Omega)}^{\text{recombined(recycled)}}$  is the DC power (resp. the power at twice the modulation frequency) in the recombined (resp. recycled) configuration. The recycling gains extracted from these measurements are:  $G = 31 \pm 1$  and  $G_{SB} = 19 \pm 1$ . Taking into account the mismatching of the input beam with the Fabry-Perot cavities (see Section 6.A) the deduced recycling gains for a well matched TEM<sub>00</sub> should be:

$$G^{00} = 33 \pm 1 \quad G_{SB}^{00} = 20 \pm 1 \quad (23)$$

These gains are significantly smaller than those computed above from scalar values. This is expected if there are non negligible losses in the Fabry-Perot cavities. A simulation (see Section 3) including the mirror long range surface defects which have been measured after coating gives also smaller recycling gains:  $G = 34$  and  $G_{SB} = 30$ . It is clear from this simulation that these low gain values are due to the surface defects of the mirrors. The carrier is mainly sensitive to defects inside the Fabry-Perot cavities (see 7.D) while the sidebands are mainly sensitive to the recycling cavity defects since they do not couple to the Fabry-Perot cavities. The gain of the carrier obtained in simulation agrees well with the measurement while the gain of the sidebands is significantly higher in simulation. This might be due to the fact that the beam splitter mirror is not well simulated: the surface map



was only measured at zero degrees and not at 45 degrees. Moreover, as shown in Figure 11 the gain of the sidebands is also sensitive to the residual radius of curvature which is not known for the beam splitter mirror (the residual radius of curvature of the power recycling mirror is around 30 km). The gain of the sidebands is also sensitive to the length of the recycling cavity: simulation shows that it varies by  $\pm 1$  for a variation of  $\pm 1$  cm.

Assuming that all the losses are located inside the Fabry-Perot cavities, the mean Fabry-Perot reflectivity for the carrier, deduced from (20) is therefore:  $R_{FP} = 0.982 \pm 0.002$ . This is equivalent to mean round trip losses of  $(570 \pm 50)$  ppm (including the end mirror transmission which is around 50 ppm). This gives only an upper limit of the Fabry-Perot losses since the recycling gain might also be lowered by defects inside the recycling cavity, as it is observed in simulation.

Assuming  $R_{FP} = r_{FP}^2 = 0.982$  the maximum recycling gain which could be achieved taking the same reflectivity for the PR mirror would be 55. A new PR mirror has been installed with a reflectivity of 95% which allowed, as expected, the increase of the carrier recycling gain up to 43.

### 8.C. Transmission of the sidebands

For a non perfect contrast the higher the transmission of the sidebands the smaller the shot noise limit (see Equation 1) therefore the sidebands transmission has to be maximized. For the recycled interferometer it is given by:

$$T = G_{SB} \sin^2\left(\frac{\Omega\Delta l}{c}\right) = \left(\frac{t_{PR}r_{FP}^{SB} \sin\left(\frac{\Omega\Delta l}{c}\right)}{1 - \cos\left(\frac{\Omega\Delta l}{c}\right)r_{PR}r_{FP}^{SB}}\right)^2 \quad (24)$$

From the Virgo design, neglecting losses, one expects  $T = 0.45$ . Since this quantity is proportional to the recycling gain, the measurement of the recycling gain (presented in Section 8.B) suggests a lower value:  $T = 0.25$ .

The dark fringe signal is also demodulated at twice the modulation frequency allowing a measurement of the sidebands power:  $P_{2\Omega} = 2T_{opt}P_0TJ_1(m)^2$  where  $T_{opt}$  is the transmission of the dark fringe from the interferometer to the photodiode. Unfortunately there are significant uncertainties on quantities entering this equation (about 10% on  $P_0$  and  $J_1$ ) therefore the sidebands transmission is not precisely measured:  $T = 0.12 \pm 0.03$ . It is significantly smaller than what is expected from the sidebands recycling gain. This might indicate that the sidebands contain a large fraction of high-order modes since  $T$  is measured after the output mode cleaner while  $G_{SB}$  is not.

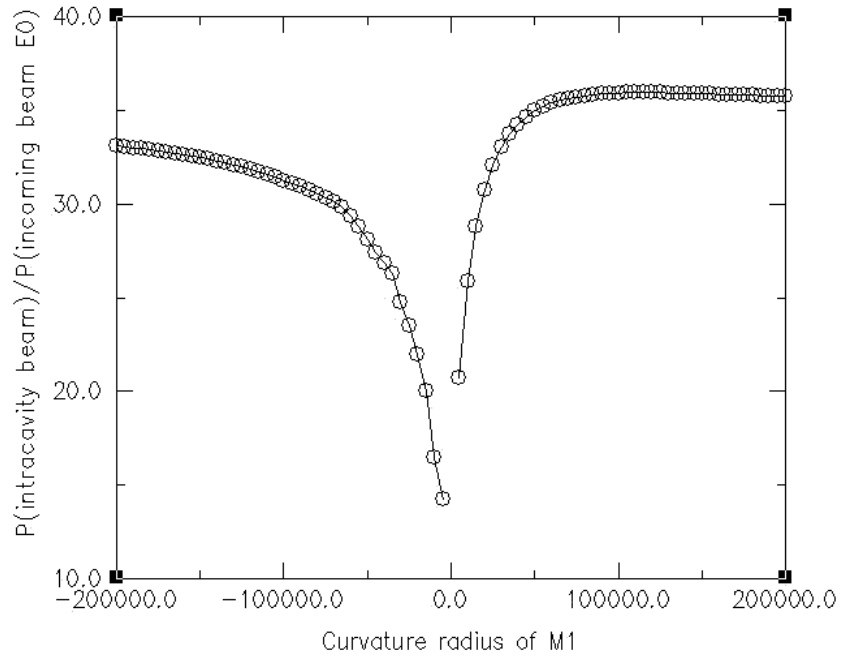


Fig. 11. *Recycling gain of the sidebands as predicted by simulation as a function of the radius of curvature (in meters) of the power recycling mirror. The simulation is done for a simple cavity, the mirror transmissions are set respectively to 7.8% and 1.4% so that the expected gain corresponds to the maximum gain of the sidebands in Virgo ( $G=36$ ).*

## 9. Contrast defect

The contrast defect is defined by twice the ratio of the carrier transmitted power to the power incident on the beam splitter mirror. Since the interferometer is locked on the dark fringe it should be null for a perfect interferometer. However there is always a small contrast defect due to the mirror defects, mode mismatch to the cavities and the alignment imperfections (due to finite gain of the alignment loops): these create higher order modes which are not on the dark fringe.

Taking into account only the asymmetry of the Fabry-Perot field reflectivities which, from simulations is expected to be of the order of 0.2%, the resulting contrast defect is of the order of few  $10^{-6}$ . A full simulation including higher order modes shows that a typical contrast defect is of the order of  $10^{-2}$ . As can be seen on Figure 2 the shot noise limited sensitivity improves significantly if the contrast defect is reduced below  $10^{-4}$ .

The contrast is improved in Virgo by means of an output mode cleaner<sup>14,15</sup> which rejects higher order modes. In the following the contrast before and after the output mode cleaner (OMC) are given for two optical configurations: the so-called recombined and recycled configurations. In the recombined configuration the recycling technique is not used: the power recycling mirror is misaligned, the Fabry-Perot cavities are kept at resonance and the Michelson on the dark fringe. The recycled configuration refers to the full Virgo, i.e. including the power recycling technique.

### 9.A. Recombined interferometer

For the recombined interferometer the total DC power on the dark fringe is given by

$$P_{DC} = P_0 \left( J_0(m)^2 \frac{1-C}{2} + 2T_{\text{recomb}} J_1(m)^2 \right) \quad (25)$$

where, in this case  $T_{\text{recomb}}$ , the transmission of the sidebands is here given by  $T_{\text{recomb}} = \sin^2\left(\frac{\Omega \Delta l}{c}\right)$ . The second term is the power of the sidebands and is estimated from the expected value of  $T_{\text{recomb}}$ . This term is negligible compared to the power on the dark fringe before the output mode cleaner and the contrast defect is easily deduced from the measurement of the DC power:  $1 - C = 3 \times 10^{-4}$  before the output mode cleaner. After the output mode cleaner the total power is comparable to the expected contribution of the sidebands, therefore only an upper limit has been put:  $1 - C < 10^{-4}$ .

### 9.B. Recycled interferometer

When the interferometer is in the recycled configuration the total DC power on the dark fringe is the sum of a contribution of the carrier and of the sidebands:

$$P_{DC} = P_0 \left( G J_0(m)^2 \frac{1-C}{2} + 2T J_1(m)^2 \right) \quad (26)$$

The second term is identical to the power demodulated at twice the modulation frequency (see 8.C) and can be subtracted to determine the contrast defect  $(1 - C)$ . The mean power before the OMC is 6.6 mW whereas after it is reduced to 1.6 mW out of which  $(1.2 \pm 0.2)$  mW is the sidebands contribution. Therefore the contrast defect is:  $1 - C = 3 \times 10^{-4}$  before the OMC and  $1 - C = 3 \times 10^{-5}$  after. The observed contrast defect before the output mode cleaner is quite good, while it was predicted to be 1% by the simulation. This difference is not yet understood.

Nevertheless, as illustrated in Figure 2, using the OMC allows to improve the sensitivity by 35% for a modulation index  $m \approx 0.15$ . Without an output mode cleaner the modulation depth would have to be increased up to its maximum tunable value (around 0.4) in order not to reduce the sensitivity by more than 10%.

## 10. Optical gain for the gravitational wave signal

The optical gain which converts the interferometer differential arm length variation (in meters) into the output port photodiode signal (in Watts) is given by:

$$OG = 4P_{in}^{00} T_{df} J_0(m) J_1(m) \frac{2F}{\pi} \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{GT} \text{ W/m} \quad (27)$$

where  $P_{in}^{00}$ , the incident power coupled to the TEM<sub>00</sub> mode, is given by the product of the input power  $P_{in}$  and of the beam matching to the cavities  $M$ . During the first period of the recycled interferometer commissioning which is studied in this article (until end 2005), the power exiting the input mode cleaner was reduced by a factor 10 before entering the interferometer. The input power was deduced from the output port power measurements and from the input mode cleaner transmittance (see section 5):  $P_{in} = (0.9 \pm 0.1)$  W.  $T_{df}$  is the transmission from the interferometer output port to the photodiodes measuring the dark fringe signal:  $T_{df} = 0.85 \pm 0.05$ . It is mainly given by the transmission of the output mode cleaner (90%) and that of the Faraday isolator (96%) located between the output mode cleaner and the photodiodes. The measurement of the other parameters entering in the expression (27) are reported in this paper:  $M = 0.94$ ,  $m = 0.16 \pm 0.01$ ,  $G = 33 \pm 1$ ,  $T = 0.12 \pm 0.03$  and  $F = 50 \pm 1$ . Therefore the expected optical gain is  $OG = (0.8 \pm 0.2) \times 10^8$  W/m.

The optical gain has been measured with the calibration procedure. To this purpose permanent lines (at frequencies around 350 Hz) are added to the correction sent to the cavities end mirror. The amplitude of these lines is converted into meters using the actuator electronic and mechanical transfer function. The optical gain is then the ratio of the amplitude of the signal measured on the dark fringe at this frequency to the amplitude of the mirror displacement. The optical gain measured with this procedure was  $OG = (0.71 \pm 0.15) \times 10^8$  W/m where the uncertainty reflects the uncertainty on the mirror actuator transfer function. Therefore the measured optical gain agrees with the expected optical gain.

At the end of 2005, before the commissioning run called C7, the modulation index was increased by roughly a factor 2. Its value was measured with the same method as described in Section 4.A:  $m = 0.30 \pm 0.01$ . In this case the expected optical gain is  $OG = (1.5 \pm 0.3) \times 10^8$  W/m. This value is compatible with the measured optical gain  $OG = (1.0 \pm 0.2) \times 10^8$  W/m.

## 11. Conclusion

The techniques developed for the measurement of the Virgo optical parameters have been presented in this paper. The good agreement observed between these measurements and the predictions made with the simulation using the measured mirror maps allows the understanding of the optical characteristics of the interferometer and gives confidence in the simulation for future upgrade studies.

It has been shown that, except for the recycling gain, the measured optical parameters meet the design specifications reported in.<sup>2</sup> It can in particular be noticed that the contrast defect of the interferometer is good, and better than expected. Nevertheless, the use of an output mode cleaner leads to an improvement of the sensitivity by about 35%. Concerning the smaller value of the recycling gain, it was possible to understand that this gain was limited by losses inside the Fabry-Perot cavities. Some upgrades can therefore be designed based on these observations. In particular since the power recycling mirror has been changed recently, its reflectivity has been increased in order to obtain a higher recycling gain. This value was fixed on the basis of the measurement of the Fabry-Perot reflectivities. Moreover, it was shown that the main contribution to losses is due to long range surface defects of the mirrors inside the Fabry-Perot cavities. When these mirrors will be changed a corrective coating could be performed in order to obtain a more regular surface and therefore reduce these losses.

Following each modification in the Virgo optical configuration the techniques presented here will be used in order to measure the interferometer optical properties.

## References

1. C. Bradaschia *et al.*, NIM in Physics Research **A289**, 518-525(1990)
2. The Virgo Collaboration, Final Design Report (1997), Virgo technical note VIR-TRE-DIR-1000-13.
3. F Acernese *et al.*, *The status of Virgo*, PoS(HEP2005)029.
4. D. Sigg, Class. Quantum Grav **23** (2006) S51.
5. H. Lueck *et al.*, Class. Quantum Grav. **23** (2006) S71.
6. K. Hayama, M. Fujimoto, Class. Quantum Grav. **23** (2006) S9.
7. M. E. Gersenshtem, V.I. Pustovoit, Sov. Phys. - JETP 16 (1963) 433.

8. R. Weiss, Quaterly progress report of the research laboratory electronics, MIT 105 (1972) 379.
9. R. W. P. Drever, in: T. Piran, N. Deruelle (Eds), Gravitational Radiation Proc, Les Houches Summer Institute, North-Holland, Amsterdam, 1982, p.321.
10. R. V. Pound, *Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators*, Rev Sci. Instrum. **17** 490-505 (1946)
11. R. W. P. Drever *et al.*, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B:Photophys. Laser Chem. **31** (1983) 97-105
12. T.M. Niebauer *et al.*, *Nonstationary shot noise and its effect on the sensitivity of interferometers*. Phys. Rev. A **43**, 5022 (1991)
13. F. Beauville *et al.*, *The VIRGO large mirrors: a challenge for low loss coatings*, Class. Quantum Grav. **21** (2004) S935-S945
14. The Virgo Collaboration, *Interferometer signal detection system for the VIRGO experiment*, Class. Quantum Grav. **19** (2002) 1857-1863.
15. F. Beauville *et al.*, *Improvement in the shot noise of a laser interferometer gravitational wave detector by means of an output mode-cleaner*, Class. Quantum Grav. **23** (2006) 3235-3250
16. D. Babusci, H. Fang, G. Giordano, G. Matone, L. Matone and V. Sannibale, *Alignment procedure for the VIRGO interferometer: experimental results from the Frascati prototype* Phys. Lett A **226** (1997) 31.
17. D. Z. Anderson, *Alignment of resonant optical cavities*, Appl. Opt. **23** 2944-2949 (1984)
18. J-Y. Vinet, P. Hello, C.N. Man, A. Brillet, *A high accuracy method for the simulation of non-ideal optical cavities*, J. Phys. I **2**, 1287-1303 (1992).
19. A. Brillet, J-Y. Vinet, V. Lorette, J-M. Mackowski, L. Pinard, A. Remillieux, *Virtual gravitational wave interferometers with actual mirrors*, Phys. Rev. D **67** (2003) 102006.
20. F. Bondu and O. Debieu, *Formulae for Fabry-Perot cavity accurate parameter measurement via optical transfer function*, submitted to Applied Optics.
21. B. Caron *et al.*, *A time domain, general purpose simulation program for the VIRGO experiment*, Astropart. Phys., **10** (1999) 369-386.
22. A. Freise, G. Heinzl, H. Luck, R. Schilling, B. Willke and K. Danzmann, *Frequency domain interferometer simulation with higher-order spatial modes* Class. Quantum Grav. **21** (2003) 1067-1074.
23. F. Acernese *et al.*, *The commissioning of the central interferometer of the Virgo gravitational wave detector*, Astropart. Phys. **21** (2004) 1-22