



HAL
open science

Des tests du Modele Standard a la recherche d'ondes gravitationnelles

Edwige Tournefier

► **To cite this version:**

Edwige Tournefier. Des tests du Modele Standard a la recherche d'ondes gravitationnelles. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Savoie, 2006. tel-00193159

HAL Id: tel-00193159

<https://theses.hal.science/tel-00193159>

Submitted on 30 Nov 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



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

Introduction	1
1 Mesure des paramètres du Modèle Standard à LEP	3
1.1 Introduction	3
1.2 Mesures électrofaibles à LEP	4
1.2.1 Les corrections radiatives	4
1.2.2 Extraction de α_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 α_s avec les événements hadroniques à LEP	13
1.4 Conclusion	14
2 Etudes pour la recherche du boson de Higgs au LHC	15
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
3 Réglages et caractérisation de l'interféromètre Virgo	25
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
Bibliographie		64
A Electroweak results from LEP and SLC and Tests of the Standard Model		69
B Results from the 1999 Beam Test of a Preshower Prototype		71
C Upgrade of the detection benches : optics and mechanics		73
D Measurement of the optical parameters of the Virgo interferometer		75

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 α_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 π^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 α_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 α_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 α_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 Γ_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 α_s et électromagnétique α_{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 α_s .

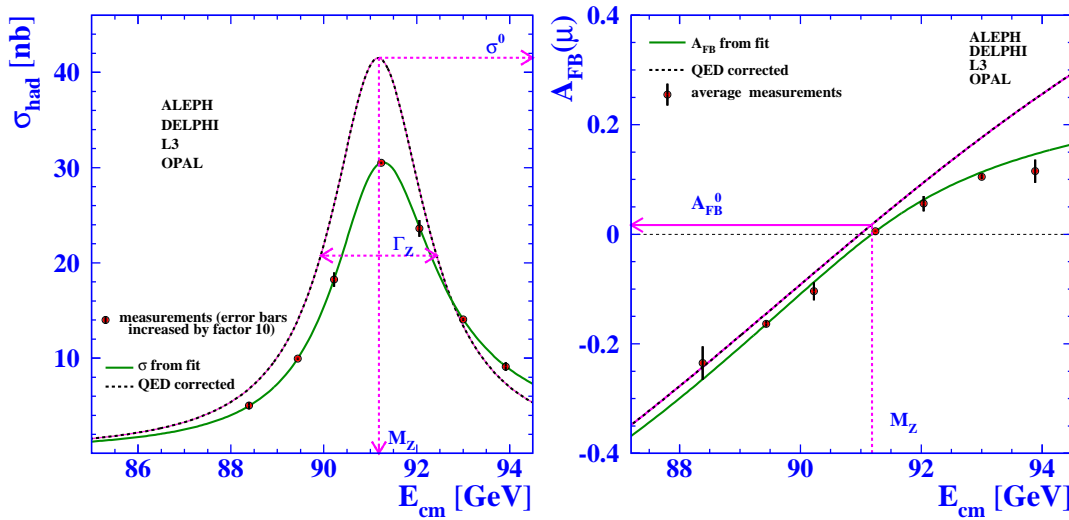


FIG. 1.1 – *Figure de gauche : section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les barres d'erreur expérimentales sont multipliées par 10. Figure de droite : asymétries avant-arrière pour l'état final $\mu^+\mu^-$. Dans les deux figures, après 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 Γ_f , et de sa largeur totale, Γ_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 (θ), 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 α , $g_{V,f}$, $g_{A,f}$ 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 Γ_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)).

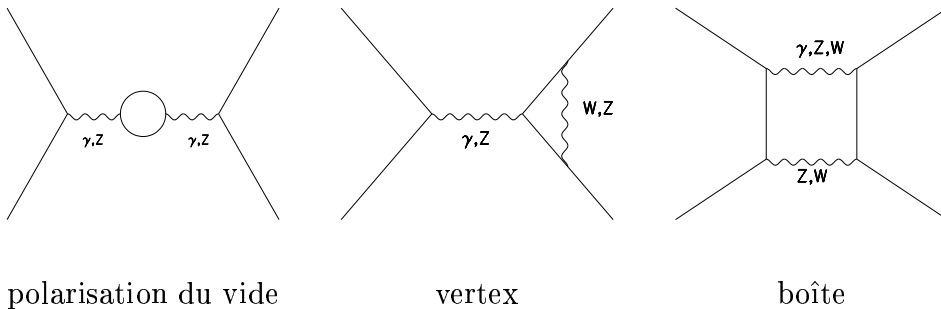


FIG. 1.2 – Diagrammes introduisant des corrections électrofaibles.

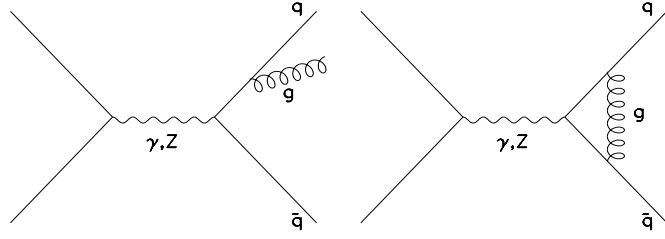


FIG. 1.3 – Corrections fortes par émission de gluons réels ou virtuels.

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 α_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 α_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.

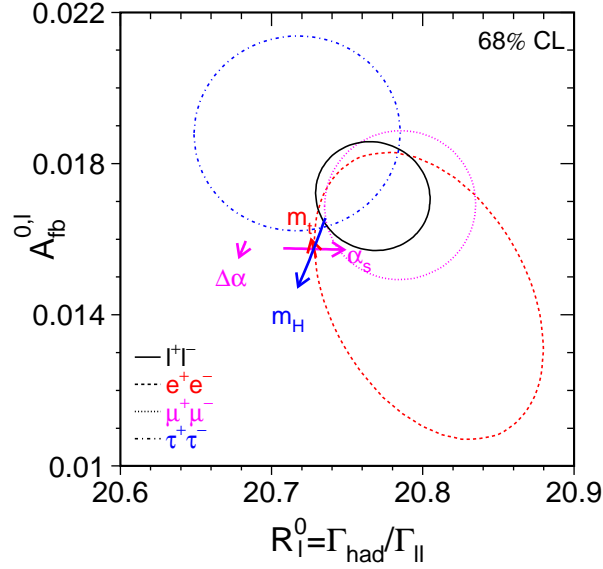


FIG. 1.4 – Mesures de $A_{FB}^{0,l}$ et R_l à LEP (à 60% de probabilité) pour les états finals e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ et tous leptons combinés. Les lignes avec flèches correspondent à la prédiction du Modèle Standard pour $m_t = 178.0 \pm 4.3$ GeV, $m_H = 300_{-186}^{+700}$ GeV et $\alpha_s(M_Z^2)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

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 , Γ_Z , σ_{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 α_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 σ_{had}^0 est peu sensible à α_s car cette dépendance a tendance à s'annuler dans le rapport Γ_{had}/Γ_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 σ_{had}^0 et à σ_l^0 on a préféré utiliser le rapport de ces grandeurs, R_l , qui même si moins sensible à α_s que σ_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 σ_l^0 plus puissant que R_l dans la détermination de α_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 σ_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_τ 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 , Γ_Z , σ_{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, Γ_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 Γ_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 α_s , et $A_{FB}^{0,l}$ dans celle de M_H , cela résulte en une corrélation entre α_s et la masse du Higgs extraites par l'ajustement global.

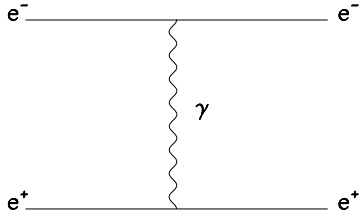


FIG. 1.5 – Exemple de diagramme supplémentaire contribuant à l'état final e^+e^- : échange d'un photon dans la voie t .

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 τ qui donne une mesure précise de A_τ (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 α_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 α_s . Ceci a en parti-

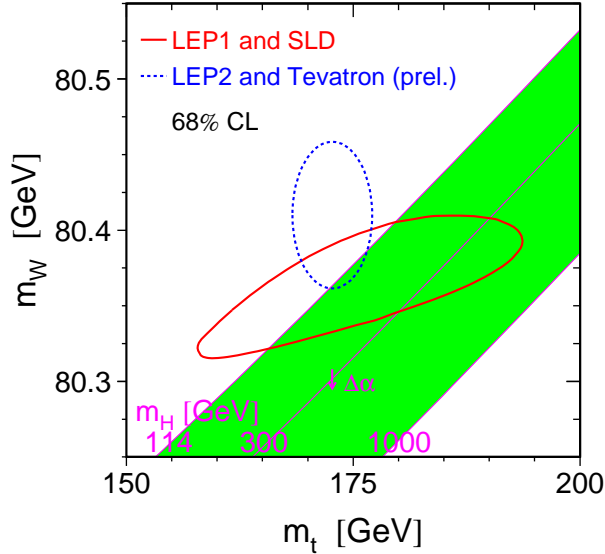


FIG. 1.6 – Contours à 68% de probabilité dans le plan (m_t, m_W) : mesure directe (ligne pointillée) et indirecte (ligne continue) de m_W et m_t . La bande pleine verte montre la prédiction du Modèle Standard pour m_W en fonction des valeurs de m_t et m_H .

culier mené à la prédiction de la masse du quark top ($m_t = 166_{-29}^{+25}$ 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] :

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

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 α_s avec les événements hadroniques à LEP

Une mesure plus directe de la constante de couplage fort α_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 α_s afin d'en extraire une détermination. Une valeur de α_s peut ainsi être effectuée à chaque point d'énergie, permettant aussi de vérifier la variation de α_s avec l'énergie.

Ces mesures sont entachées d'incertitudes théoriques assez importantes. Ceci est lié à la relativement grande valeur de α_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 α_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 α_s , on m'a confié la présentation de la mesure des fonctions spectrales étranges du lepton τ 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_τ , voir 1.2.2) défini par le rapport des largeurs partielles du τ 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 α_s comme R_τ , 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

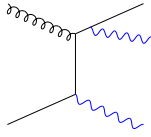
Etudes pour la recherche du boson de Higgs au LHC

2.1 Introduction

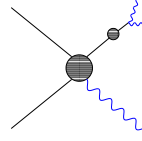
Le LHC fournira dès 2007 des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV. Le but principal des expériences ATLAS et CMS construites sur le LHC est la découverte (ou l'exclusion) du boson de Higgs et la recherche de physique au-delà du Modèle Standard. Les recherches 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 Bremmstrahlung, d'autre part, les événements hadroniques dont les jets contiennent un (ou plusieurs) π^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 π^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 π^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

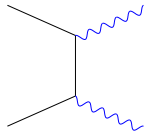


Jets : π^0 identifié comme γ



Bruit de fond irréductible

Annihilation de quarks



Fusion de gluons

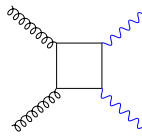


FIG. 2.1 – *Processus contribuant au bruit de fond dans la recherche du Higgs en deux photons.*

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 π^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 π^0 énergétiques (voir Figure 2.1). Afin de rejeter ce bruit de fond, il est nécessaire de bien identifier les π^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 π^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

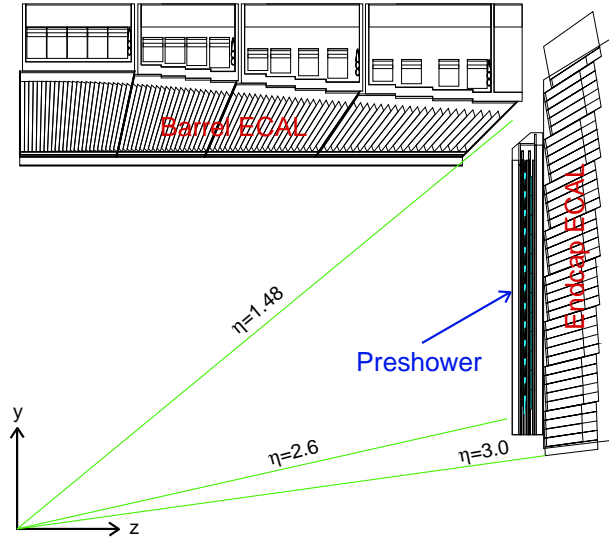


FIG. 2.2 – Vue d'un quadrant du calorimètre électromagnétique de CMS avec le détecteur de pied de gerbe (Preshower) dans la partie bouchon.

de PbWO_4 de section 2.2×2.2 cm dans la partie centrale et 3.0×3.0 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 π^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 $0.9X_0$ 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 π^0 d'un facteur trois, ce dernier ne représente ainsi qu'environ 10% du bruit de fond total. En plus de l'identification des π^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.

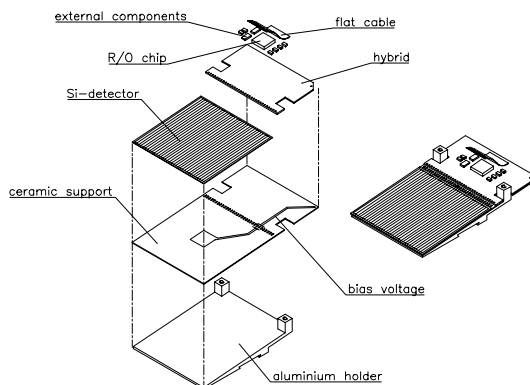


FIG. 2.3 – *Vue éclatée d'un détecteur au silicium.*

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 γ (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 α 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 $1/5^{\text{eme}}$ 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.

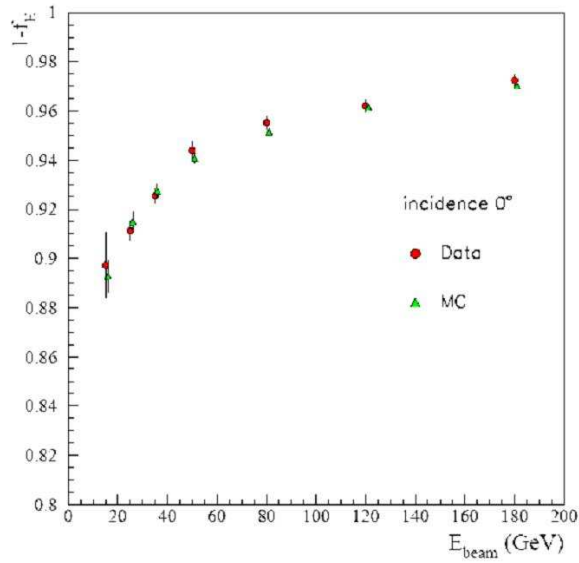


FIG. 2.4 – Fraction d'énergie déposée dans le Preshower en fonction de l'énergie de l'électron incident : données (points) et simulation (triangles).

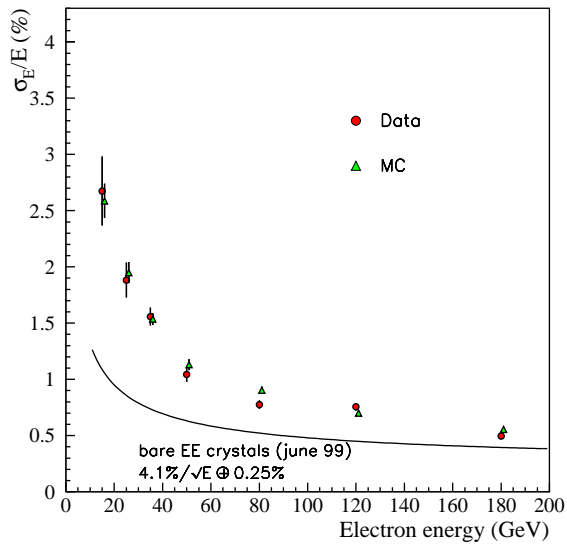


FIG. 2.5 – Exemple de résolution du calorimètre à cristaux combiné au détecteur de pied de gerbe mesurée en faisceau test en 1999 : données (points) et simulation (triangles). La courbe pleine donne la résolution mesurée pour les cristaux seuls.

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 2×10^{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

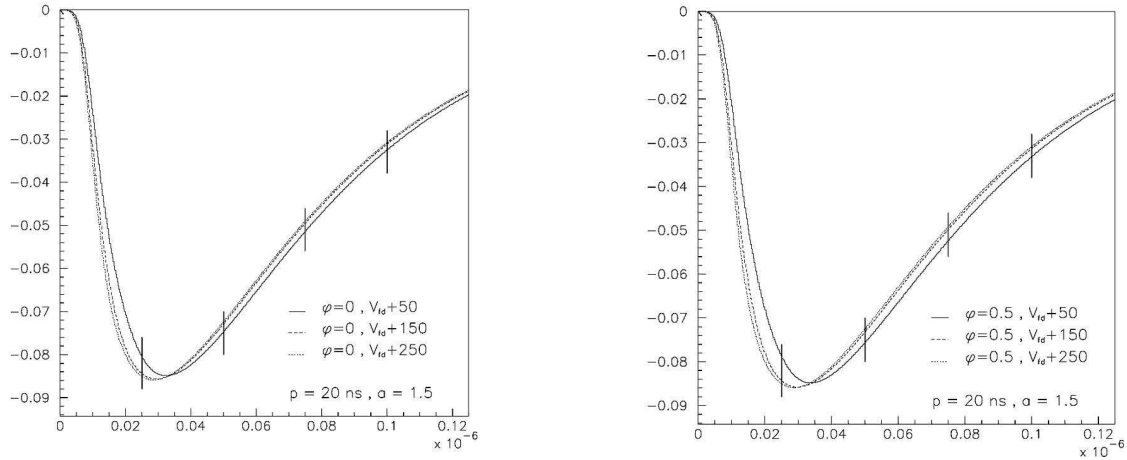


FIG. 2.6 – *Forme du signal attendu en sortie du détecteur au silicium (l'axe horizontal est donné en secondes) en fonction de la tension de polarisation et de la dose de radiation à laquelle a été soumis le détecteur : sans radiation (figure de gauche) et après $\phi = 5 \times 10^{14}$ neutrons/cm² (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

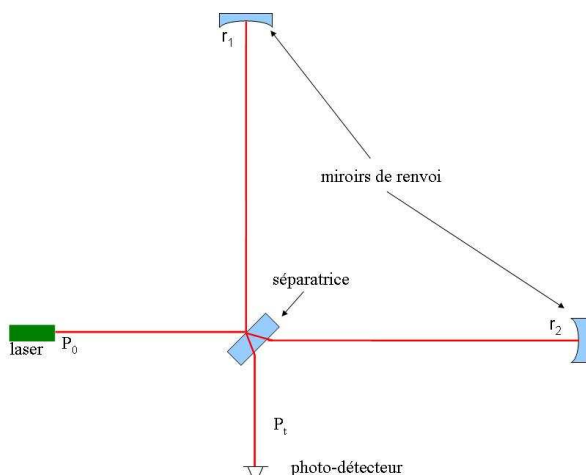


FIG. 3.1 – *Interféromètre de Michelson.*

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 ΔL entre les deux bras :

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

λ étant la longueur d'onde du laser (dans la suite on note ν 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 ϕ_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 δL 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 :

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

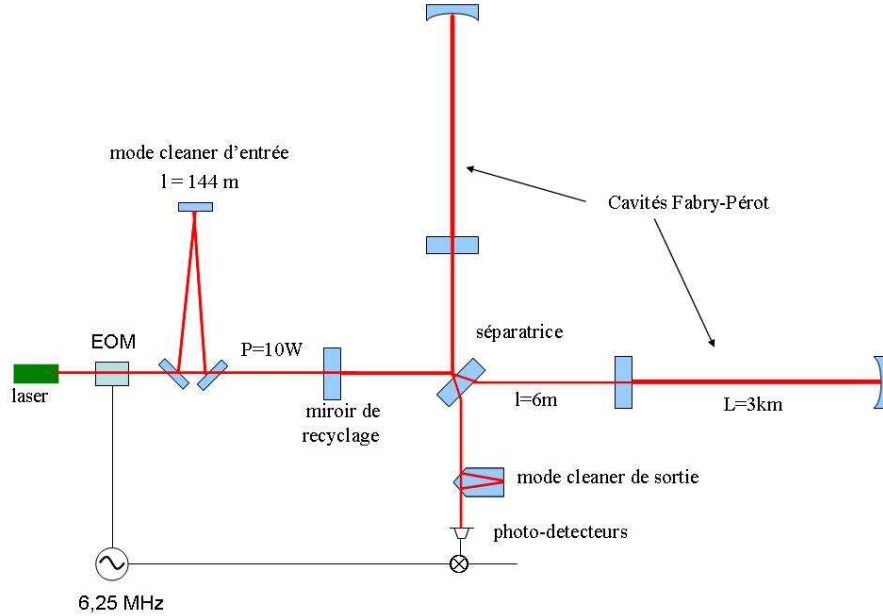


FIG. 3.2 – Configuration optique de Virgo.

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 :

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

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}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.

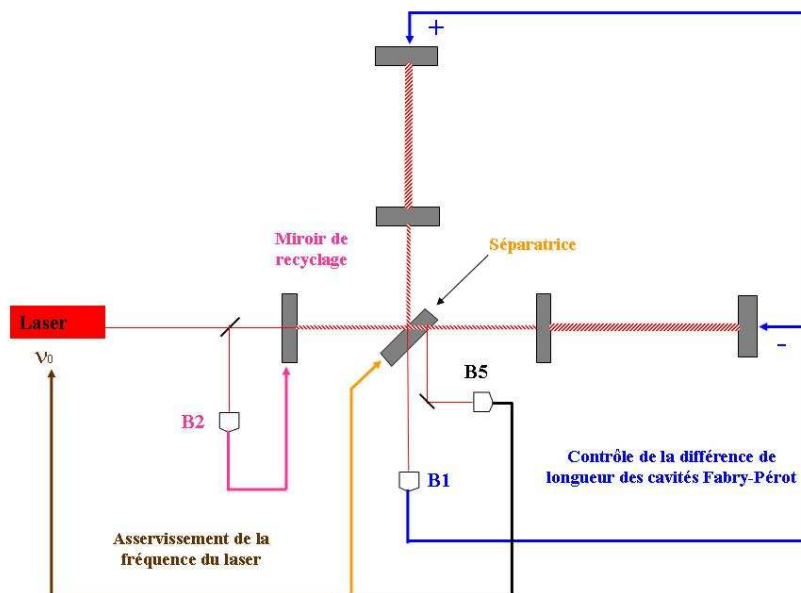


FIG. 3.3 – Stratégie de contrôle des degrés de liberté longitudinaux de Virgo.

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 :

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

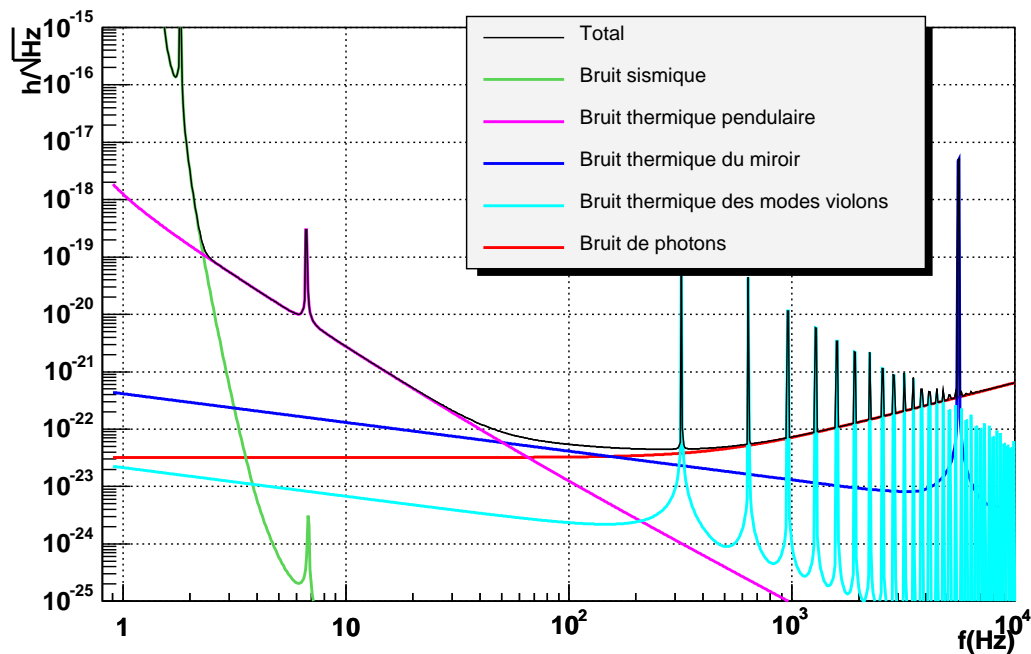


FIG. 3.4 – Les bruits fondamentaux définissant la sensibilité nominale de Virgo.

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.

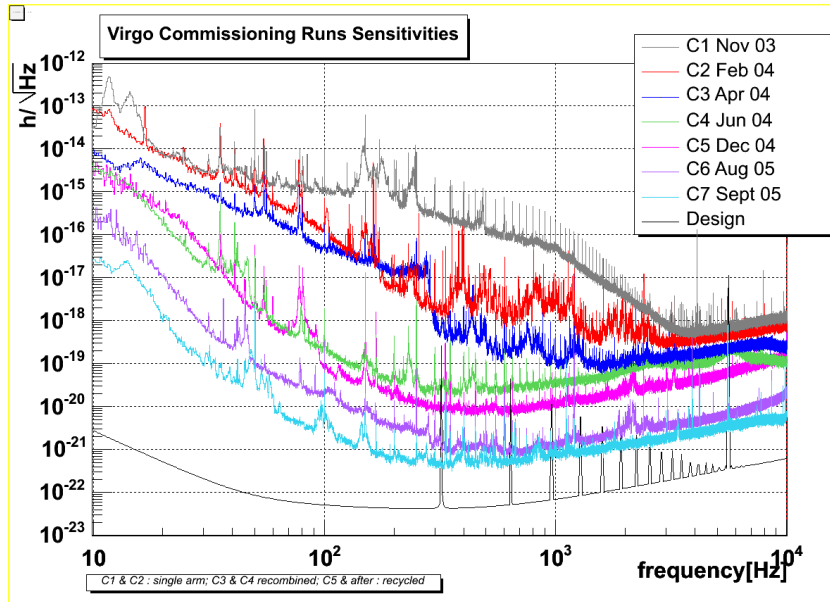


FIG. 3.5 – Sensibilité de Virgo obtenue lors des runs techniques (h représente la variation de longueur relative). La puissance incidente sur l'interféromètre était d'environ 8 Watts de C1 à C4 (configuration cavité simple pour C1 et C2, recombinaison pour C3 et C4) et seulement 0.8 Watts de C5 à C7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

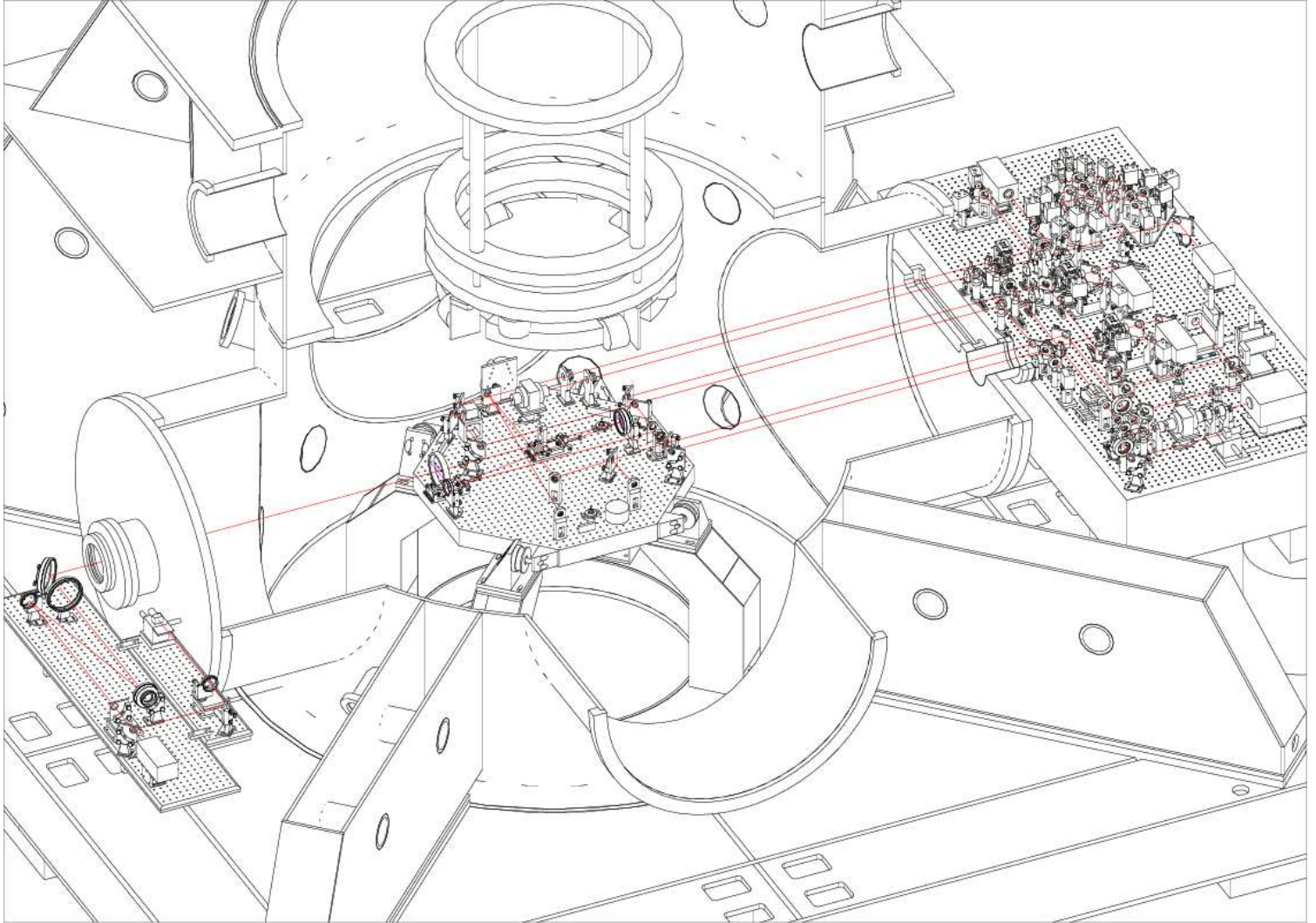


FIG. 3.6 – Vue du système de détection avec son banc de test (collimateur). A gauche est situé le collimateur permettant de générer 2 faisceaux presque superposés identiques à ceux émergeant de l'interféromètre Virgo ; au milieu le banc suspendu, à l'intérieur de la tour, recevant ces faisceaux et supportant 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 émergent 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 TEM_{00} avec une précision de $\lambda/3000$ (λ 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 TEM₀₀). 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 TEM₀₀) 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 TEM₀₁ ($\chi_{01}^2 < 10$), un scan en température est donc démarré dans la direction du mode TEM₀₀. Lorsque ce mode est reconnu ($\chi_{00}^2 < 10$) et que la puissance détectée

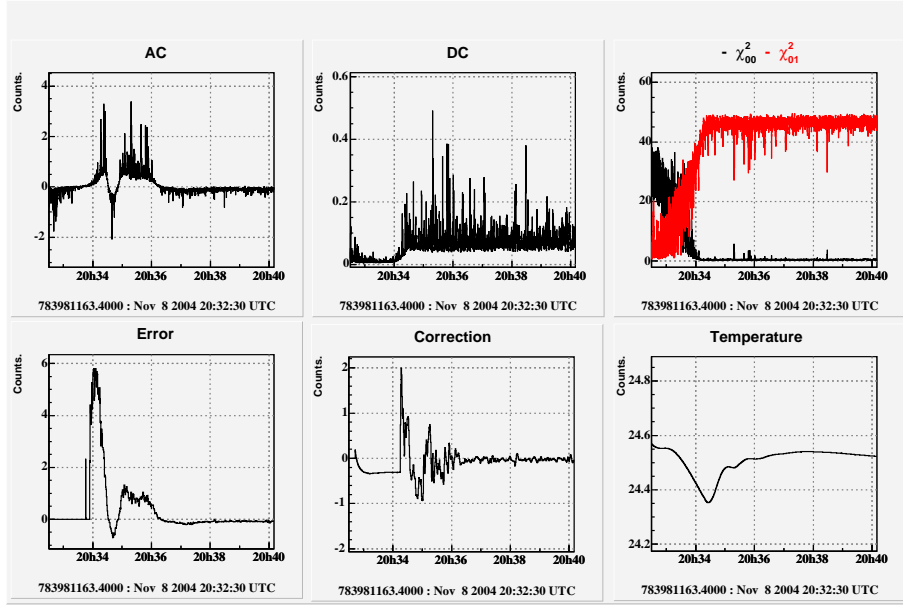


FIG. 3.7 – Exemple de verrouillage du mode cleaner de sortie.

(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 λ 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 :

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

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 ϕ_{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 TEM₀₁ dans les cavités Fabry-Perot

Pour le bon fonctionnement de l'alignement global il est nécessaire que le mode TEM₀₁ 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 ± 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

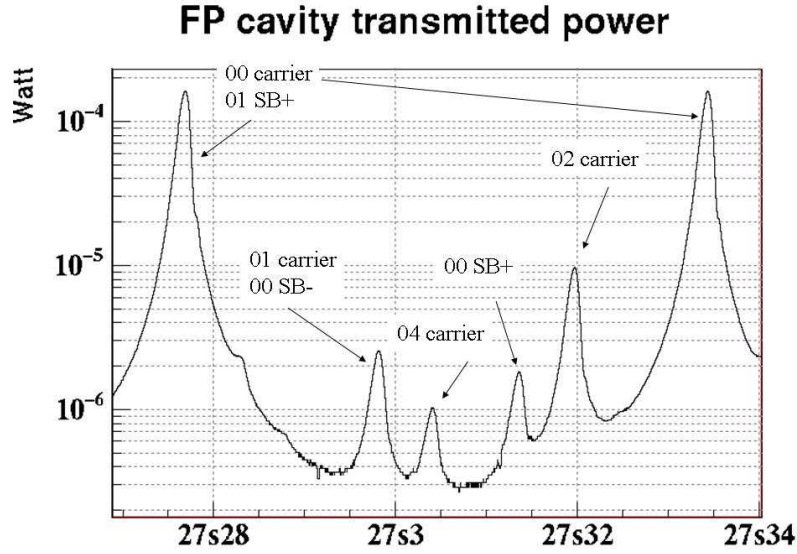


FIG. 3.8 – Puissance transmise par une cavité Fabry-Perot libre en fonction du temps.

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

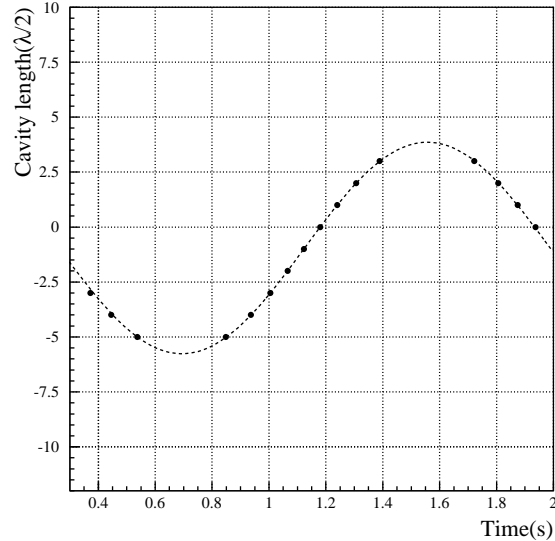


FIG. 3.9 – Exemple de la mesure de la vitesse d’une cavité Fabry-Perot. Les points représentent les positions des résonances TEM_{00} et la ligne pointillée la longueur $l(t)$ ajustée sur ces points.

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 $f_{\text{mod}}^{\text{opt},N} = 6264420 \pm 100$ Hz pour la cavité nord et $f_{\text{mod}}^{\text{opt},W} = 6264340 \pm 200$ 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 ± 20	m+n=1 3563 ± 20
	m+n=2 3550 ± 10	m+n=2 3558 ± 10
	m+n=4 3585 ± 10	
West cavity	m+n=1 3570 ± 40	m+n=1 3643 ± 20
	m+n=2 3540 ± 20	m+n=2 3614 ± 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.

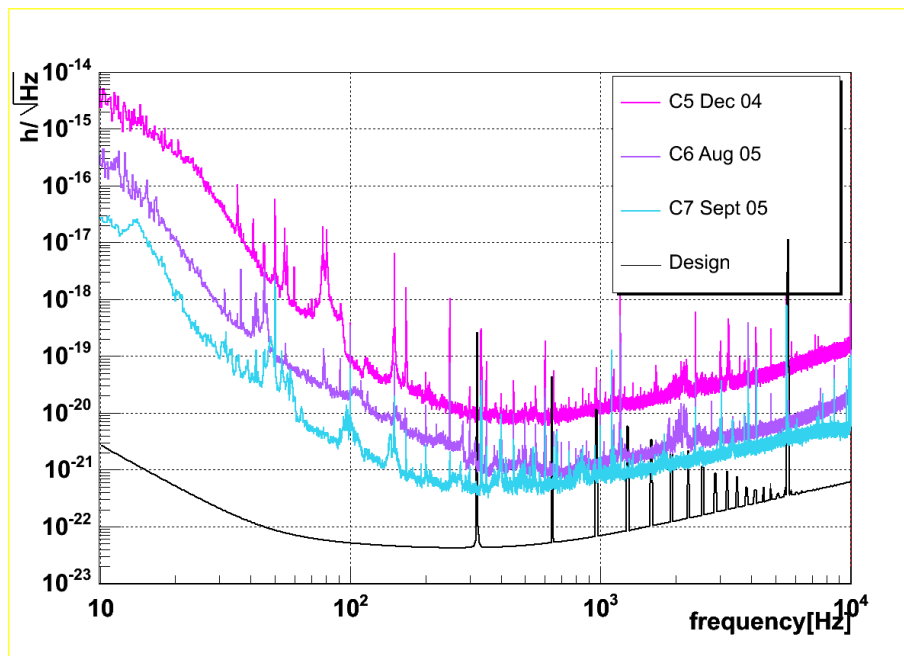


FIG. 3.10 – Sensibilités des runs C5, C6 et C7 comparées au design. Le design est donné pour une puissance incidente de 10 Watts. La puissance incidente pour ces runs était 0.8 Watts.

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

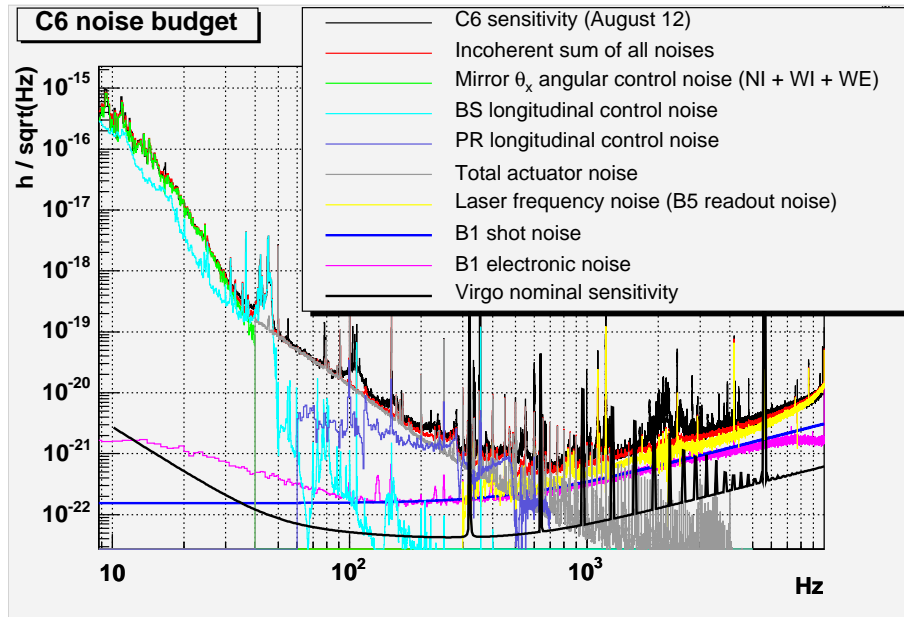


FIG. 3.11 – Budget de bruit pour la sensibilité du run C6. La courbe noire donne la sensibilité et les courbes de couleur les contributions des bruits identifiés, la courbe jaune est la somme incohérente de tous ces bruits.

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 2Ω 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 Ω 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 ACp. 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

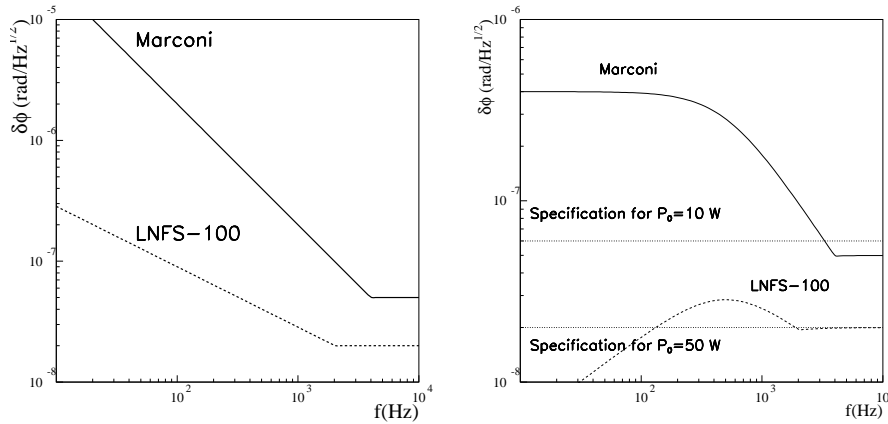


FIG. 3.12 – *A gauche : bruit de phase intrinsèque des générateurs utilisés pour la modulation (Marconi jusqu'à fin 2005, LNFS-100 après). A droite : bruit de phase après démodulation pour ces mêmes générateurs. Les spécifications sont aussi données pour une puissance incidente de 10 ou 50 Watts et un 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 δP 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 δL_- est le déplacement induit par une éventuelle onde gravitationnelle. Une fluctuation de la puissance incidente δP 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 2×10^{-13} et 5×10^{-12} m. En utilisant l'équation (3.29) on montre que certaines structures de bruit

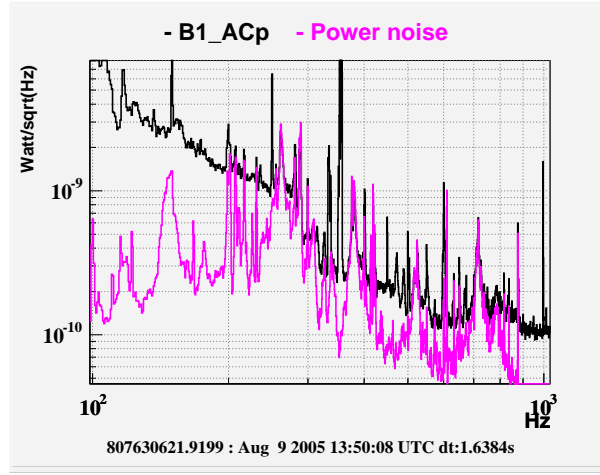


FIG. 3.13 – Contribution du bruit en puissance (courbe rose) au signal de frange noire (courbe noire) pendant le run C6.

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 (3×10^{-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 δL 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, $\alpha_{N(W)}^2 \simeq 94\%$, 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

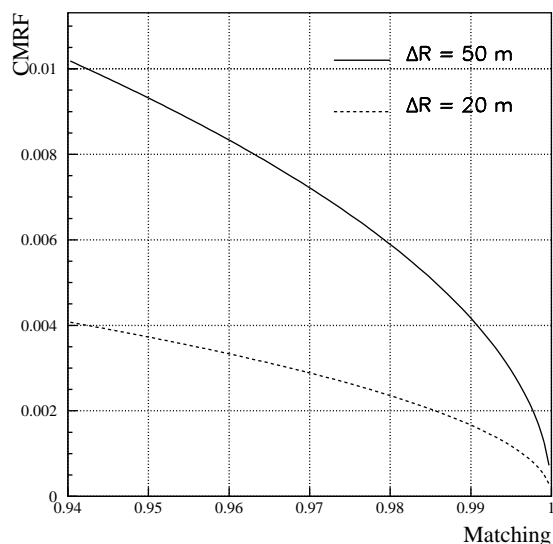


FIG. 3.14 – Valeur du CMRF en fonction du défaut de couplage du faisceau aux cavités pour des différences de rayons de courbure de 20 m et 50 m.

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 inexistantes.

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

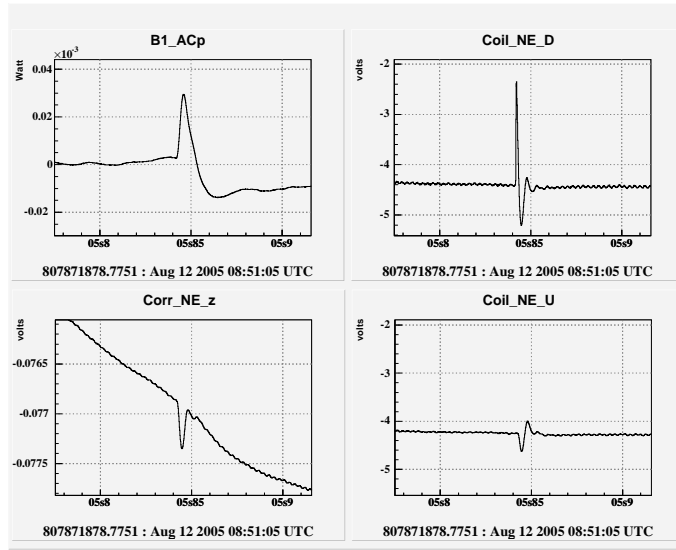


FIG. 3.15 – Exemple de transition rapide liée à un dysfonctionnement du DAC utilisé pour envoyer le signal de correction ($Corr_NE_z$) aux bobines ($Coil_NE_D$ et $Coil_NE_U$). Le glitch dans le courant de la bobine D génère un déplacement du miroir mesuré par le signal de frange noire $B1_ACp$ pouvant 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 τ spectral functions and determination of $\alpha_s(M_\tau^2)$ from hadronic τ 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 τ 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 A***289**, 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.

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.

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.

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.

