

LAPP-T-2006-02

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

Thèse

présentée à

l'Université de Savoie

pour obtenir le titre de

Docteur en sciences,

Spécialité: Physique des particules

par

Romain GOUATY

Analyse de la sensibilité

du détecteur d'ondes gravitationnelles Virgo

Soutenue le 2 Mai 2006 devant le jury composé de

E. AUBOURG	Examineur
L. BLANCHET	Rapporteur
J. COLAS	Président du jury
F. FIDECARO	Rapporteur
R. FLAMINIO	Co-directeur de thèse
B. MOURS	Directeur de thèse
E. TOURNEFIER	Co-directrice de thèse

Table des matières

Introduction	1
1 Détection des ondes gravitationnelles par interférométrie	5
1.1 Introduction	5
1.2 Les ondes gravitationnelles	6
1.2.1 Les ondes gravitationnelles dans la relativité générale . . .	6
1.2.2 Les sources d'ondes gravitationnelles	7
1.3 La détection par interférométrie	10
1.3.1 Principe de détection avec un interféromètre de Michelson	10
1.3.2 Sensibilité d'un interféromètre	13
1.3.3 Interféromètre avec cavités Fabry-Pérot	15
1.3.4 Recyclage de la puissance	18
1.3.5 Les interféromètres dans le monde	20
2 L'interféromètre Virgo	23
2.1 Introduction	23
2.2 Description de l'interféromètre Virgo	23
2.2.1 Configuration optique	23
2.2.2 Les suspensions des miroirs	27
2.2.3 Le système de vide	30
2.2.4 Extraction du signal	31
2.2.5 Bruits fondamentaux et sensibilité nominale	35
2.3 Contrôle de l'interféromètre	37
2.3.1 Contrôles locaux	38
2.3.2 Contrôle longitudinal des miroirs	40
2.3.3 Alignement linéaire des miroirs	44
2.4 Le commissioning de Virgo	45
3 Les bruits instrumentaux de Virgo	51
3.1 Introduction	51
3.2 Bruit de lecture	51
3.2.1 La chaîne électronique de détection et ses sources de bruit	52
3.2.2 Réduction de l'impact des bruits de lecture	55

3.3	Bruit de démodulation	55
3.3.1	Génération du bruit de démodulation	55
3.3.2	Bruit de phase de la carte LO	57
3.3.3	Bruit de phase du générateur	58
3.4	Bruit en fréquence du faisceau	60
3.5	Bruit en puissance du faisceau	65
3.5.1	Bruit à la fréquence de modulation	66
3.5.2	Bruit dans la bande passante de Virgo	67
3.6	Bruit de contrôle	70
3.6.1	Bruit des actionneurs des miroirs	70
3.6.2	Bruit introduit par les boucles de contrôle longitudinal	73
3.6.3	Bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire	75
3.7	Bruit d'environnement	77
3.8	Conclusion	79
4	Les techniques d'analyse de la sensibilité	81
4.1	Introduction	81
4.2	Analyse des données de l'interféromètre	81
4.2.1	Mesure de la sensibilité de l'interféromètre	81
4.2.2	Identification des sources de bruit avec la cohérence	83
4.2.3	Description des mécanismes de propagation	86
4.2.4	Projection des bruits sur la courbe de sensibilité	87
4.3	Analyse en simulation	89
4.4	Conclusion	92
5	Analyse de la sensibilité d'une cavité simple	93
5.1	Introduction	93
5.2	Les runs de commissioning C1 et C2	94
5.3	Bruits de lecture des photodiodes	96
5.4	Bruit en fréquence du faisceau	97
5.4.1	Contrôle du système d'injection	97
5.4.2	Génération et propagation du bruit en fréquence	99
5.4.3	Bruit en fréquence pendant le run C1	102
5.4.4	Bruit en fréquence pendant le run C2	103
5.5	Bruit aux fréquences intermédiaires pendant le run C2	105
5.5.1	Bruit en puissance du faisceau	105
5.5.2	Bruit d'environnement généré par les pompes	107
5.6	Bruit de contrôle angulaire du miroir d'entrée de la cavité	109
5.7	Conclusion	111

6	Analyse de la sensibilité de l'interféromètre recombéné	115
6.1	Introduction	115
6.2	Les runs de commissioning C4 et C5	116
6.3	Le facteur de rejet du mode commun	118
6.3.1	Effet d'une asymétrie entre les cavités : Calcul général . . .	120
6.3.2	Effet d'une asymétrie de finesse	120
6.3.3	Effet d'une asymétrie des modules des réflectivités	124
6.3.4	Effet d'une asymétrie des pertes dans les cavités	128
6.4	Analyse de la sensibilité du run C4	129
6.4.1	Bruit de lecture du signal de frange noire	130
6.4.2	Bruit en fréquence du faisceau	131
6.4.3	Bruit des actionneurs des miroirs	134
6.4.4	Bruits de contrôle de la séparatrice	137
6.4.5	Budget de bruit du run C4	150
6.5	Analyse de la sensibilité du run C5	150
6.5.1	Bruits de lecture	150
6.5.2	Bruit des actionneurs des miroirs	152
6.5.3	Bruits de contrôle de la séparatrice	154
6.5.4	Budget de bruit du run C5	155
6.6	Conclusion	155
7	Analyse de la sensibilité de l'interféromètre recyclé	157
7.1	Introduction	157
7.2	Les runs de commissioning C5, C6 et C7	158
7.3	Le facteur de rejet du mode commun	161
7.3.1	Impact d'une asymétrie de finesse	161
7.3.2	Impact d'une asymétrie de pertes	163
7.4	Analyse de la sensibilité du run C5	165
7.4.1	Bruit de lecture du signal de frange noire	165
7.4.2	Bruit de démodulation	166
7.4.3	Bruit des actionneurs des miroirs	170
7.4.4	Bruit introduit par les boucles de contrôle	171
7.4.5	Budget de bruit du run C5	176
7.5	Analyse de la sensibilité du run C6	177
7.5.1	Bruit de lecture du signal de frange noire	177
7.5.2	Bruit de démodulation	177
7.5.3	Bruit en fréquence du faisceau laser	180
7.5.4	Bruit d'environnement	183
7.5.5	Bruit des actionneurs des miroirs	189
7.5.6	Bruit introduit par les boucles de contrôle	193
7.5.7	Budget de bruit du run C6	200
7.6	Analyse de la sensibilité du run C7	201

7.7	Bruits de lecture	202
7.7.1	Bruit d'environnement	204
7.7.2	Bruit des actionneurs	205
7.7.3	Bruit introduit par les boucles de contrôle	207
7.7.4	Budget de bruit du run C7	210
7.8	Conclusion	211
Conclusion		215
A Densité spectrale d'un signal de la forme $u(t) = x(t).y(t)$		217
Bibliographie		220

Introduction

Les ondes gravitationnelles sont une conséquence directe de la théorie de la relativité générale élaborée par A. Einstein [1]. Il s'agit de perturbations de la métrique de l'espace-temps induites par des mouvements de matière et se propageant à la vitesse de la lumière. L'amplitude de ces perturbations étant très faible, ce n'est qu'à partir des années 1960 que des physiciens ont commencé à envisager leur détection. Toutefois les ondes gravitationnelles n'ont toujours pas pu, à ce jour, être mises en évidence de manière directe. Mais une excellente preuve indirecte de leur existence a été fournie par l'observation du pulsar en système binaire 1913+16, découvert en 1974 par J. H. Taylor et R. A. Hulse [2]. Régulièrement mesurée depuis cette date, la décroissance de la période orbitale de ce système binaire est en accord avec une perte d'énergie par émission d'ondes gravitationnelles.

Les enjeux scientifiques qui motivent les expériences de détection des ondes gravitationnelles sont multiples. Outre le fait de confirmer leur existence, la détection des ondes gravitationnelles pourrait permettre de vérifier leurs propriétés, telles que la propagation à la vitesse de la lumière ou la présence de deux états de polarisation. L'analyse des propriétés des ondes gravitationnelles, émises par des trous noirs ou des étoiles à neutrons, permettrait des tests supplémentaires de la relativité générale et pourrait conduire à une meilleure compréhension de l'interaction gravitationnelle. D'autre part, la détection des ondes gravitationnelles, qui diffèrent de par leur nature même des ondes électromagnétiques, ouvre la voie vers un nouveau mode d'observation de l'univers, complémentaire des autres messagers. Emises par des mouvements de grandes masses et peu absorbées par la matière, elles permettraient aussi l'observation de régions de l'univers inaccessibles aux ondes électromagnétiques.

Depuis les années 1960, les physiciens ont construit des détecteurs d'ondes gravitationnelles - d'abord des barres résonnantes puis des interféromètres - de plus en plus sensibles. Les détecteurs interférométriques sont conçus pour mesurer la variation de la distance entre des masses libres induite par une onde gravitationnelle. A l'heure actuelle, les performances des interféromètres kilométriques LIGO, aux Etats-Unis, et Virgo, en Italie, permettent d'envisager une détection dans un proche avenir.

La construction de l'interféromètre Virgo s'est achevée en 2003. Depuis, cette expérience est entrée dans une phase de réglages et d'ajustements. Etant donné

qu'il s'agit d'un détecteur d'un nouveau genre et d'une grande complexité, des difficultés inédites doivent être surmontées au cours de sa mise en route. En particulier, pour amener l'instrument à sa sensibilité nominale, il est au préalable nécessaire d'identifier et de comprendre les bruits instrumentaux qui limitent la sensibilité, afin de pouvoir les combattre. Inscrit dans ce contexte, ce travail de thèse porte sur l'analyse des bruits instrumentaux limitant la sensibilité de l'interféromètre Virgo au cours de sa phase de mise en service. Celle-ci se déroule par étapes successives au fur et à mesure de la mise en place progressive des nombreux systèmes d'asservissement qui sont nécessaires pour maintenir l'interferomètre sur son point de fonctionnement. Pour chacune de ces étapes, l'analyse des bruits instrumentaux a fourni des indications contribuant à la mise en place de certaines améliorations du détecteur.

Après une brève présentation des propriétés des ondes gravitationnelles et des principales sources astrophysiques susceptibles d'émettre des ondes gravitationnelles dans la bande passante de Virgo, le premier chapitre de ce mémoire explique le principe de la détection par interférométrie.

Les principales caractéristiques de l'interféromètre Virgo sont ensuite présentées dans le chapitre 2. L'accent est mis sur la description des systèmes d'asservissement de la position des miroirs, dont la compréhension est essentielle pour l'analyse des bruits instrumentaux du détecteur. Les étapes de la phase de mise en route de Virgo sont également précisées dans ce chapitre, ainsi que ses principales avancées depuis 2003.

Le chapitre 3 a pour objectif de donner un aperçu des bruits instrumentaux que l'on sait susceptibles de limiter la sensibilité de l'interféromètre. L'origine de ces bruits est précisée, et les mécanismes par lesquels ils se propagent dans l'interféromètre sont expliqués.

Le chapitre 4 expose les techniques et les méthodes qui ont permis d'analyser les bruits instrumentaux du détecteur. Une fois l'origine des bruits identifiée, le mécanisme de propagation est validé par l'élaboration de modèles analytiques. Cette analyse, appliquée directement aux données de l'interféromètre, a été complétée par des études utilisant une simulation du détecteur.

Les chapitres suivants présentent les résultats de l'analyse de la sensibilité de l'interféromètre obtenue au cours des différentes prises de données techniques. Chaque chapitre est dédié à une configuration optique spécifique, respectant ainsi la chronologie de la mise en route de Virgo.

La première étape de cette mise en route s'est consacrée au contrôle des cavités Fabry-Pérot placées dans les bras de l'interféromètre. L'analyse des bruits instrumentaux limitant la sensibilité obtenue avec une seule cavité asservie fait l'objet du chapitre 5.

Le chapitre 6 est dédié à l'analyse de la sensibilité obtenue dans une configuration optique plus avancée, appelée l'interféromètre recombinaison.

Enfin, le chapitre 7 présente les résultats de l'analyse de la sensibilité de l'interféromètre dans la configuration optique finale de Virgo.

Les perspectives au terme de ce travail sont données en conclusion.

Chapitre 1

Détection des ondes gravitationnelles par interférométrie

1.1 Introduction

Le concept d'onde gravitationnelle est une conséquence de la théorie de la relativité générale élaborée par A. Einstein [1]. On peut montrer que, dans l'approximation d'un champ gravitationnel faible, les équations d'Einstein liant la métrique de l'espace-temps à la matière prennent la forme caractéristique de l'équation de propagation d'une onde. On appelle donc les solutions de cette équation des ondes gravitationnelles. Quatre-vingt-dix ans après l'élaboration de la théorie de la relativité générale, il reste encore à détecter les ondes gravitationnelles. La difficulté de cette mise en évidence expérimentale réside dans le fait que même les ondes gravitationnelles émises par les événements astrophysiques les plus violents de l'univers produisent des effets très faibles. Cependant, les performances atteintes par la génération actuelle de détecteurs basés sur l'interférométrie permettent désormais d'envisager une détection.

Ce chapitre présente tout d'abord, dans la section 1.2, le formalisme mathématique de la relativité générale qui conduit à la prédiction des ondes gravitationnelles, et précise leurs caractéristiques principales, notamment la nature des sources astrophysiques capables de générer des ondes d'amplitudes suffisamment grandes pour être détectées. On explique ensuite dans la section 1.3 le principe de la détection par interférométrie, et on présente quelques unes des principales techniques employées pour améliorer les performances des détecteurs interférométriques.

1.2 Les ondes gravitationnelles

1.2.1 Les ondes gravitationnelles dans la relativité générale

Dans la théorie de la relativité générale, l'équation d'Einstein, liant la métrique de l'espace-temps au contenu énergétique de l'univers, s'écrit :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

Dans les termes de gauche de l'égalité précédente, qui décrivent la géométrie, $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci et R le scalaire de courbure. Ils sont tous les deux fonction du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ et de ses dérivées.

A droite de l'égalité (1.1), $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion, qui est une généralisation de la masse. Il représente la source de l'interaction gravitationnelle, alors que le tenseur métrique est l'équivalent d'un potentiel gravitationnel.

La relation (1.1) peut être linéarisée dans l'approximation du champ faible, c'est à dire dans l'hypothèse où la métrique est proche d'un espace plat. On écrit alors :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (1.2)$$

où $\eta_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique de l'espace de Minkowski et $h_{\mu\nu}$ est un terme perturbatif tel que $h_{\mu\nu} \ll 1$.

L'équation (1.1) est développée au premier ordre en $h_{\mu\nu}$. En se plaçant dans un milieu sans source ($T_{\mu\nu} = 0$), et en utilisant un système de coordonnées dites harmoniques [3], on obtient une simple équation d'onde :

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)h_{\mu\nu} = 0 \quad (1.3)$$

$h_{\mu\nu}$ représente donc la perturbation de la métrique induite par la propagation d'une onde gravitationnelle.

La solution générale de l'équation (1.3) est une superposition d'ondes planes monochromatiques de la forme : $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}^* e^{ik_\alpha x^\alpha}$. L'amplitude de l'onde, notée $h_{\mu\nu}^*$, est une matrice 4×4 symétrique qui possède a priori 10 éléments indépendants, mais le choix des conditions de jauge réduit la matrice à seulement deux composantes indépendantes qui correspondent aux deux polarisations de l'onde gravitationnelle.

Considérons l'exemple d'une onde se propageant dans la direction z . La solution sous forme d'onde plane de l'équation (1.3) s'écrit comme la superposition de deux états orthogonaux de polarisation :

$$h = (h_+ \epsilon_+ + h_\times \epsilon_\times) e^{ik(ct-z)} \quad (1.4)$$

La Figure 1.1 illustre l'effet de deux ondes gravitationnelles de polarisations respectives ϵ_+ et $\epsilon_\times$ sur des masses libres disposées en cercle dans le plan transverse à la direction de propagation. Chacune de ces deux ondes modifie les distances qui séparent les masses libres et le processus s'effectue en opposition de phase sur deux axes orthogonaux. Par exemple, si on considère l'effet de la polarisation ϵ_+ sur la Figure 1.1, on constate que lorsque l'onde éloigne les masses selon l'axe x , elle les rapproche selon l'axe y . Notons que l'effet d'une onde de polarisation $\epsilon_\times$ est identique à celui d'une onde de polarisation ϵ_+ si on applique une rotation de 45° .

Si, comme indiqué sur la Figure 1.1, on note L le diamètre du cercle initial de masses libres et δL sa variation maximale sous l'effet de l'onde gravitationnelle, l'amplitude h de cette onde est donnée par : $h = \frac{2\delta L}{L}$.

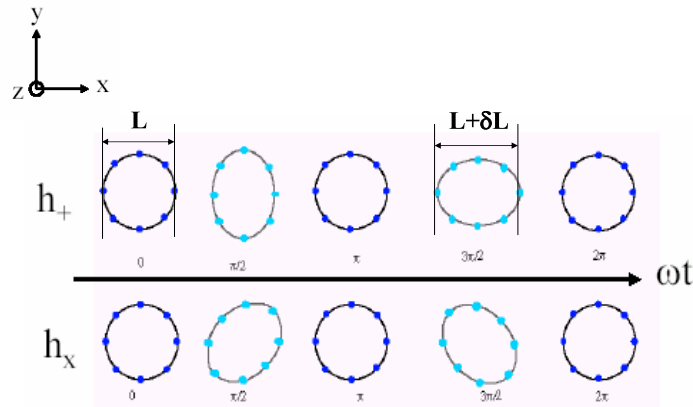


FIG. 1.1 – Effet d'une onde gravitationnelle se propageant dans la direction z sur des masses libres disposées en cercle dans le plan (x, O, y) .

1.2.2 Les sources d'ondes gravitationnelles

En présence de matière l'équation d'onde (1.3) devient :

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T_k^k \right) \quad (1.5)$$

Par un raisonnement s'appuyant sur l'équation précédente, on peut montrer que le rayonnement gravitationnel correspond à un rayonnement de quadrupôle. Une estimation de la puissance P rayonnée par un quadrupôle de masse M , de dimension

R , et de vitesse caractéristique V est donnée par la formule :

$$P \approx k_a \left(\frac{V}{c} \right)^6 \left(\frac{r_{Sch}}{R} \right)^2 \quad (1.6)$$

où r_{Sch} est le rayon de Schwarzschild de la source ($r_{Sch} = \frac{GM}{c^2}$), et k_a est un facteur homogène à une puissance et dépendant de l'asymétrie de la source.

La relation (1.6) montre que le rayonnement d'ondes gravitationnelles est favorisé pour des sources compactes et relativistes. A partir de cette constatation, il est possible de dresser un inventaire des sources les plus prometteuses (dont une description détaillée peut être trouvée dans [4]).

Supernovae

L'effondrement d'une étoile massive pour former une étoile à neutrons ou un trou noir, ainsi que l'éjection de matière qui s'ensuit, peuvent générer des ondes gravitationnelles à condition qu'ils se produisent de façon asymétrique.

Les supernovae étant de fortes sources lumineuses, leur taux est bien estimé : il est de quelques événements par siècle dans notre galaxie. Pour pouvoir espérer quelques événements par an, un détecteur d'ondes gravitationnelles doit être sensible aux supernovae situées jusque dans l'amas de la Vierge, à environ 15 Mpc . Cependant, l'asymétrie de ce type de phénomènes est assez mal connue, et il est par conséquent difficile de prévoir la forme et l'amplitude du signal d'onde gravitationnelle émis par une supernova. Ainsi, selon les modèles actuellement utilisés, l'amplitude de l'onde peut varier de plusieurs ordres de grandeur, de $h = 10^{-21}$ à $h = 10^{-25}$ (cf. [5] et [6]), pour une source située dans l'amas de la Vierge. Il est prévu que l'onde gravitationnelle émise ait une durée de quelques millisecondes. La forme du signal n'est pas bien connue, mais on s'attend à ce que son spectre couvre une bande de fréquences allant jusqu'à 1 kHz.

Pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide qui émettent un rayonnement radio de manière périodique. Si un pulsar n'est pas symétrique par rapport à son axe de rotation, il émet alors une onde gravitationnelle périodique, à la fréquence double de sa fréquence de rotation, qui se situe entre quelques Hertz et 1 kHz d'après les pulsars connus.

L'asymétrie des pulsars est difficile à estimer. Cependant on peut obtenir une limite supérieure sur l'amplitude des ondes gravitationnelles émises en considérant que la perte d'énergie des pulsars est due uniquement au rayonnement gravitationnel. En appliquant cette hypothèse aux pulsars connus, on obtient des amplitudes maximales de l'ordre de $h = 10^{-24}$ pour le pulsar du Crabe ou Vela [4]. Bien que ces amplitudes soient très faibles, la périodicité du phénomène devrait permettre d'intégrer le signal sur plusieurs mois ou années et rendre possible sa détection.

Les coalescences d'étoiles binaires compactes

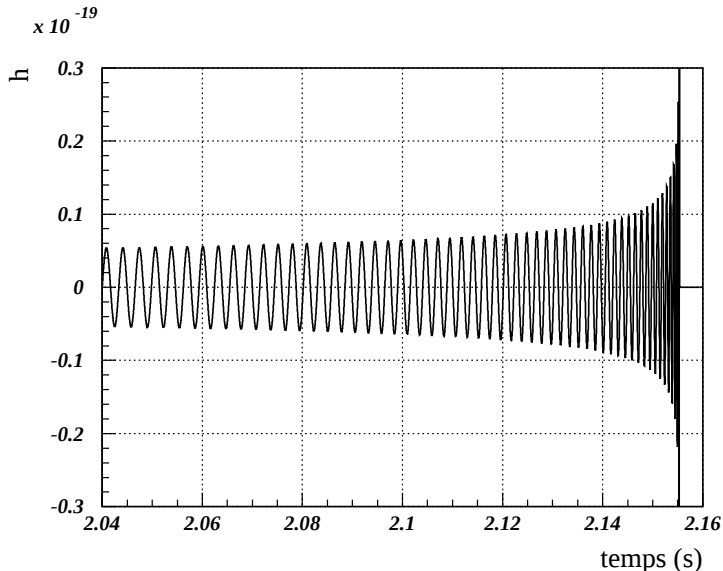


FIG. 1.2 – *Signal reçu lors d'une coalescence de deux étoiles à neutrons de 1.4 masses solaires, situées à 10 Mpc.*

Les systèmes binaires d'objets astrophysiques compacts (étoiles à neutrons, trous noirs) semblent être des sources idéales d'ondes gravitationnelles de par leur grande asymétrie. La perte d'énergie du système par émission d'ondes gravitationnelles entraîne une diminution de la distance séparant les deux objets, et par conséquent une augmentation de leur vitesse de rotation. A partir de ce constat on peut ainsi prédire la forme du signal attendu : Il s'agit d'un signal quasi-sinusoïdal dont la fréquence (au double de la fréquence orbitale) et l'amplitude augmentent en fonction du temps. Dans les dernières secondes qui précèdent la fusion des deux étoiles, la fréquence du signal d'onde gravitationnelle passe de quelques Hertz à quelques centaines de Hertz, entrant ainsi dans la région de fréquences accessible aux détecteurs terrestres tels que Virgo (qui, comme on le montrera dans le chapitre 2, commence à partir d'environ 10 Hz). A titre d'exemple, on peut visualiser sur la Figure 1.2 l'évolution en fonction du temps de la fréquence de l'onde émise par un système binaire d'étoiles à neutron de 1.4 masses solaires dans la phase finale de la coalescence. Notons que la forme du signal émis par ce type d'événement a la particularité d'être prédictible, ce qui rend sa détection plus aisée.

Compte-tenu du fait qu'aucun trou noir en système binaire n'a jamais été observé, et que l'on ne dispose à ce jour que de quelques exemples de systèmes binaires d'étoiles à neutron pouvant servir de référence (parmi lesquels le système binaire 1913+16, et le système binaire J0737-3039 découvert en 2003 [7]), une grosse incertitude plane sur le taux d'évènements de coalescence (cf. [8] et [9]). Pour les détecteurs actuels les plus performants (cf. section 1.3.5) qui atteignent

une sensibilité de l'ordre de $10^{-22} / \sqrt{Hz}$ dans une bande en fréquence s'étendant de quelques dizaines de Hertz à plus de 1 kHz, ce taux varie de l'ordre d'un évènement par siècle à quelques évènements par an selon les modèles et les objets considérés (étoiles à neutrons ou trous noirs).

1.3 La détection par interférométrie

Deux méthodes de détection ont été à ce jour envisagées pour détecter les ondes gravitationnelles, donnant ainsi naissance à deux grandes familles de détecteur : les barres résonnantes et les interféromètres.

Les premières barres résonnantes ont été construites dans les années 60 sous l'impulsion du physicien américain J. Weber [10]. Ces détecteurs sont constitués d'un cylindre métallique dont les modes propres d'oscillation peuvent être excités par une onde gravitationnelle dont la fréquence est proche de la fréquence de résonance de la barre. Leur sensibilité est essentiellement limitée par le bruit sismique et le bruit thermique. C'est pourquoi les barres résonnantes actuelles sont toutes suspendues et refroidies par un système cryogénique. Des détecteurs résonnants de forme sphérique sont également en cours de développement. Cette géométrie donne accès à la polarisation des ondes gravitationnelles et permet au détecteur d'être sensible à toutes les directions de propagation.

La bande passante des détecteurs résonnants est restreinte à quelques Hertz autour de leur fréquence de résonance (située autour du kilo-Hertz). Cette limitation rend l'interférométrie indispensable pour la détection des ondes gravitationnelles car elle permet d'étudier une large gamme de fréquences. Cette technique de détection, dont le développement a débuté dans les années 70 avec notamment la réalisation par R. Weiss du premier descriptif précis d'un détecteur interférométrique [11], est présentée dans la suite.

1.3.1 Principe de détection avec un interféromètre de Michelson

Un interféromètre de Michelson simple (comme schématisé sur la Figure 1.3) est constitué d'une source laser, d'une séparatrice, de deux miroirs de renvoi, et d'un photo-détecteur. La séparatrice est un miroir semi-réfléchissant incliné à 45° par rapport au faisceau émis par la source laser. La moitié de la puissance lumineuse incidente est donc transmise selon l'axe x et l'autre moitié est réfléchie dans une direction perpendiculaire, indiquée par l'axe y . Les deux faisceaux ainsi obtenus se propagent dans les bras de l'interféromètre jusqu'à atteindre les miroirs de renvoi sur lesquels ils subissent une réflexion. Après un aller-retour dans les bras, les deux faisceaux se recombinent sur la séparatrice et interfèrent. La puissance

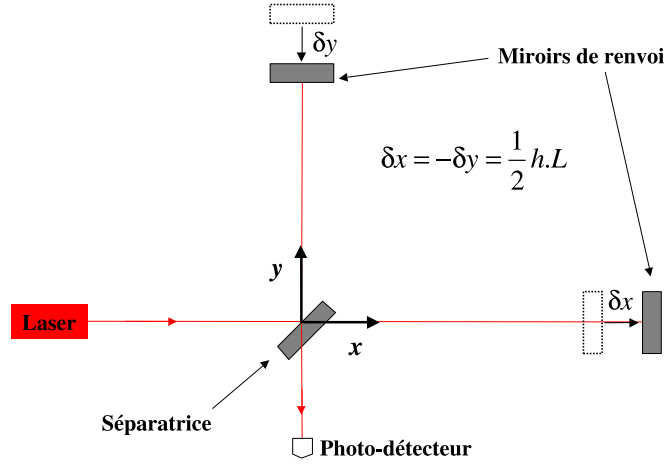


FIG. 1.3 – Détection d'une onde gravitationnelle avec un interféromètre de Michelson.

du faisceau résultant de cette interférence est mesurée par le photo-détecteur.

Le phénomène physique que l'on cherche à mettre en évidence avec les interféromètres est la variation de la distance entre des masses libres, engendrée par le passage d'une onde gravitationnelle. Les masses considérées sont les miroirs, et on mesure la variation de longueur relative entre les deux bras de l'interféromètre en comparant les temps mis par le faisceau laser pour les parcourir. Les miroirs sont suspendus au moyen d'un pendule : si la fréquence de résonance de ce pendule est suffisamment basse par rapport à la fréquence de l'onde gravitationnelle, les miroirs peuvent ainsi être assimilés à des masses libres dans le plan transversal au pendule.

Considérons une onde de polarisation ϵ_+ se propageant selon l'axe perpendiculaire au plan de l'interféromètre. Comme cela a été montré dans la section 1.2.1, les variations des longueurs selon les axes x et y sont en opposition de phase. Ainsi, l'effet de l'onde est d'allonger un des bras de l'interféromètre pendant que l'autre se contracte. Ce phénomène affecte la différence de longueur des chemins optiques parcourus par les faisceaux laser dans chacun des bras de l'interféromètre, et génère ainsi une variation de la différence de phase entre les deux faisceaux qui interfèrent au niveau de la séparatrice. Si on note δx et δy les variations de longueur des bras, la variation de la différence de phase $\delta\phi$ est donnée par :

$$\delta\phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda}(\delta x(t) - \delta y(t)) \quad (1.7)$$

où λ est la longueur d'onde du laser.

Pour une onde gravitationnelle d'amplitude $h(t)$, les variations de longueur des bras vérifient la relation¹: $\delta x(t) = -\delta y(t) = \frac{1}{2}h(t).L$, où L est la longueur moyenne des bras. En remplaçant dans la relation (1.7) $\delta x(t)$ et $\delta y(t)$ par leur expression, on obtient :

$$\delta\phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda}h(t).L \quad (1.8)$$

Notons $\phi(t)$ la différence mutuelle de phase entre les deux faisceaux qui interfèrent : $\phi(t) = \phi_0 + \delta\phi(t)$, où ϕ_0 représente le déphasage entre les faisceaux dû à la différence de longueur statique entre les deux bras. La puissance P_{det} mesurée par le photo-détecteur est donnée par :

$$P_{det}(t) = \frac{P_0}{2}(1 - C.\cos(\phi(t))) \quad (1.9)$$

où P_0 est la puissance du faisceau incident et C est le contraste de l'interféromètre. Ce paramètre dépend de l'asymétrie entre les deux miroirs de renvoi. Pour un interféromètre de Michelson idéal (c'est à dire un interféromètre dont les deux miroirs de renvoi sont strictement identiques), le contraste est égal à un. Dans un cas plus réaliste, si les deux miroirs de renvoi ne présentent pas exactement les mêmes réflectivités² (notées r_a et r_b), le contraste est inférieur à un. Pour des réflectivités proches de un et une faible asymétrie, on peut utiliser l'expression approchée du contraste :

$$C = 1 - 2\Delta r^2 \quad (1.10)$$

où $\Delta r = \frac{r_a - r_b}{2}$ est l'asymétrie de réflectivité.

La variation $\delta\phi(t)$ du déphasage entre les faisceaux produit une variation de la puissance mesurée en sortie de l'interféromètre que l'on obtient en dérivant la relation (1.9):

$$\delta P_{det}(t) = \frac{dP_{det}}{d\phi}.\delta\phi(t) = \frac{P_0}{2}.C.\sin(\phi_0).\delta\phi(t) \quad (1.11)$$

En remplaçant dans la relation précédente $\delta\phi(t)$ par son expression donnée en (1.8), on obtient finalement :

$$\delta P_{det}(t) = \frac{P_0}{2}.C.\sin(\phi_0).\frac{4\pi}{\lambda}.L.h(t) \quad (1.12)$$

1. En toute rigueur, pour une onde gravitationnelle sinusoïdale de fréquence f , on ne peut écrire cette relation que si le temps de propagation du faisceau laser dans les bras de l'interféromètre est négligeable par rapport à la période de l'onde gravitationnelle. Cette condition se traduit mathématiquement par : $\frac{L}{c} \ll \frac{1}{2\pi f}$

2. Tout au long de ce document, on indiquera respectivement par les lettres minuscules r et t les coefficients de réflectivité et de transmission en amplitude d'un miroir. Si l'on désigne par P les pertes de puissance de ce miroir, r , t et P sont liés par la relation : $r^2 + t^2 + P = 1$

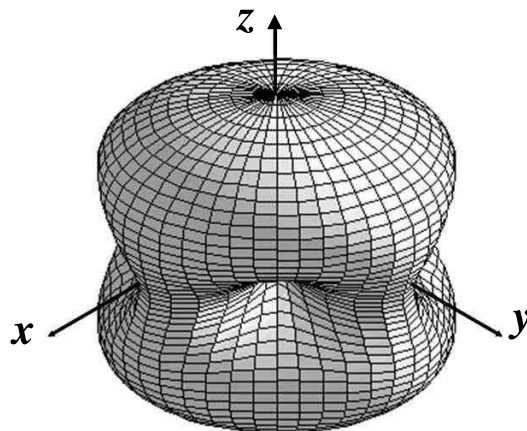


FIG. 1.4 – *Sensibilité d'un interféromètre en fonction de la direction de propagation de l'onde gravitationnelle. Les bras de l'interféromètre sont orientés selon les axes x et y .*

Notons que la relation précédente a été obtenue en considérant l'effet d'une onde se propageant dans la direction perpendiculaire au plan de l'interféromètre, ce qui correspond à la situation la plus favorable à la détection. Dans le cas général d'une onde se propageant dans une direction quelconque, la sensibilité du détecteur diminue, comme on peut le visualiser sur la Figure 1.4. Elle est par exemple nulle lorsque la direction de l'onde est contenue dans le plan de l'interféromètre et inclinée de 45° par rapport aux bras. Néanmoins, à l'exception de ce cas particulier, l'interféromètre permet tout de même une assez bonne couverture des directions d'arrivée possibles.

La relation (1.12) montre que le passage d'une onde gravitationnelle se traduit par une variation de la puissance détectée en sortie de l'interféromètre, qui est proportionnelle à l'amplitude de cette onde, ainsi qu'à la longueur des bras de l'interféromètre.

1.3.2 Sensibilité d'un interféromètre

Pour évaluer les performances du détecteur, c'est à dire sa sensibilité, on doit comparer sa réponse à une onde gravitationnelle, donnée par la relation (1.12), au bruit fondamental qui limite cette mesure, à savoir le bruit de photons.

Bruit de photons

Le bruit de photons résulte de l'incertitude sur le dénombrement des photons qui frappent le photodétecteur. La distribution de ce nombre de photons suit une loi de probabilité Poissonienne. Par conséquent, pour une moyenne de N photons reçus par le photodétecteur, l'incertitude σ_N sur le nombre de photons comptés est :

$$\sigma_N = \sqrt{N} \quad (1.13)$$

Il en résulte une incertitude σ_P sur la puissance détectée, donnée par :

$$\sigma_P = \sigma_N \cdot \frac{h_p \nu}{T} = \sqrt{N} \cdot \frac{h_p \nu}{T} \quad (1.14)$$

où h_p est la constante de Planck, ν est la fréquence du laser, et T est la durée pendant laquelle on détecte une moyenne de N photons.

Si le photodétecteur reçoit une puissance P_{det} , le nombre moyen de photons détectés est donné par :

$$N = \frac{P_{det} \cdot T}{h_p \nu} \quad (1.15)$$

En combinant les relations (1.14) et (1.15), on obtient :

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{h_p \nu \cdot P_{det}}{T}} \quad (1.16)$$

La densité spectrale $\delta \tilde{n}_{photon}$ ³ du bruit de photons exprimée en $W/\sqrt{Hz}$ est donc⁴ :

$$\delta \tilde{n}_{photon} = \sqrt{2 h_p \nu \cdot P_{det}} = \sqrt{h_p \nu \cdot P_0 \cdot (1 - C \cdot \cos(\phi_0))} \quad (1.17)$$

Dans la relation précédente le facteur $\sqrt{2}$ est dû au fait que l'on somme quadratiquement les fréquences négatives et les fréquences positives de la densité spectrale. On peut retenir de la relation (1.17) que les fluctuations de la puissance détectée induites par le bruit de photons augmentent comme la racine carrée de la puissance reçue par le photodétecteur.

Condition de frange noire

Pour qu'une onde gravitationnelle d'amplitude h soit détectée, il faut que la densité spectrale $\delta \tilde{P}_{det}$ du signal induit par cette onde gravitationnelle soit supérieure à la densité spectrale du bruit de photons : $\delta \tilde{P}_{det} > \delta \tilde{n}_{photon}$. En explicitant

3. La densité spectrale d'une grandeur x est désignée par la notation $\tilde{x}$.

4. L'expression de la densité spectrale est obtenue en considérant que le bruit de photons est blanc

l'expression de $\delta\tilde{P}_{det}$, qui se déduit immédiatement de la relation (1.12), et celle de $\delta\tilde{n}_{photon}$ donnée par la relation (1.17), on obtient la condition :

$$\frac{P_0}{2} \cdot C \cdot \sin(\phi_0) \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot L \cdot \tilde{h} > \sqrt{h_p \nu \cdot P_0 \cdot (1 - C \cdot \cos(\phi_0))} \quad (1.18)$$

La sensibilité du détecteur est définie comme l'amplitude de la plus petite onde gravitationnelle détectable. A partir de la condition (1.18), on en déduit que la sensibilité s'écrit :

$$\tilde{h} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{h_p \nu}{P_0}} \cdot \frac{\sqrt{1 - C \cdot \cos(\phi_0)}}{C \cdot \sin(\phi_0)} \quad (1.19)$$

On peut régler la différence de longueur statique entre les deux bras (c'est à dire le déphasage ϕ_0), afin d'optimiser la sensibilité. Pour un interféromètre présentant un contraste parfait ($C = 1$), la meilleure sensibilité est obtenue pour $\phi_0 = 2\pi q$ (où q est un entier), c'est à dire lorsque la différence de longueur entre les deux bras est égale à un multiple de la demi-longueur d'onde du faisceau laser. Dans ce cas la puissance transmise au photo-détecteur est nulle ; on dit que l'interféromètre est réglé sur la frange noire de la figure d'interférence. La sensibilité est alors donnée par :

$$\tilde{h} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{h_p \nu}{2P_0}} \quad (1.20)$$

En pratique, le contraste étant inférieur à un, la sensibilité optimale est obtenue en s'écartant légèrement de la condition stricte de frange noire. Dans ce cas, la sensibilité optimale est donnée par :

$$\tilde{h} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{h_p \nu}{2P_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \sqrt{1 - C^2}}} \quad (1.21)$$

Les relations (1.20) et (1.21) montrent que la sensibilité d'un interféromètre peut être améliorée en augmentant la longueur de ses bras (et plus généralement en augmentant la longueur du chemin optique effectif entre la séparatrice et les miroirs de renvoi) et en augmentant la puissance du faisceau laser. Comme cela est expliqué dans les sections suivantes, on peut obtenir de meilleures performances en utilisant des configurations plus sophistiquées que l'interféromètre de Michelson simple.

1.3.3 Interféromètre avec cavités Fabry-Pérot

Pour augmenter la longueur effective du chemin optique entre la séparatrice et les miroirs de renvoi, on peut placer dans chaque bras de l'interféromètre une cavité Fabry-Pérot [12]. On obtient alors la configuration schématisée sur la Figure 1.5. Chaque cavité Fabry-Pérot est constituée de deux miroirs : le miroir d'entrée et le miroir de renvoi. Pour accroître la longueur du chemin optique parcourue

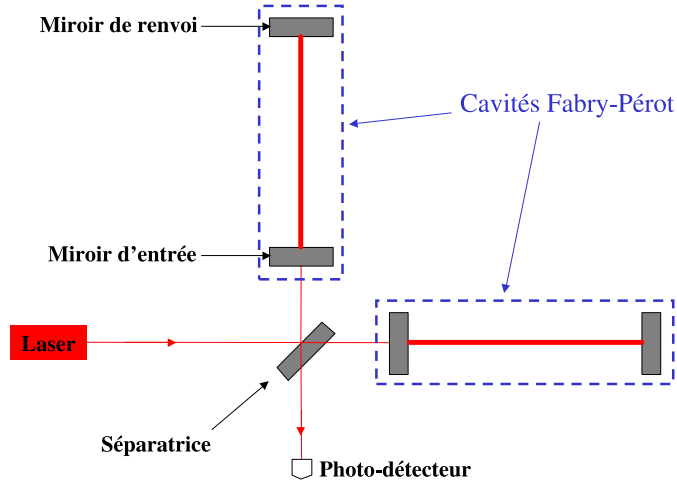


FIG. 1.5 – Interféromètre doté de cavités Fabry-Pérot.

par le faisceau, il faut ajuster la longueur de la cavité à un multiple de la demi-longueur d'onde du laser. Lorsque cette condition est vérifiée, le faisceau résonne dans la cavité. Il parcourt alors un nombre d'allers-retours moyen égal à $\frac{2F}{\pi}$, où F est la finesse de la cavité. Ce paramètre dépend de la réflectivité du miroir d'entrée r_1 et de celle du miroir de renvoi r_2 , selon la relation :

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (1.22)$$

De petites fluctuations δL de la longueur de la cavité Fabry-Pérot induisent des fluctuations de la phase ϕ_{FP} du faisceau réfléchi par cette cavité, qui sont amplifiées par le nombre d'allers-retours dans la cavité :

$$\phi_{FP} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{2F}{\pi} \delta L \quad (1.23)$$

Dans le cas où le temps de propagation du faisceau dans la cavité n'est plus négligeable par rapport à la période de l'onde gravitationnelle, l'effet des fluctuations δL est moyenné sur plusieurs allers-retours. Ce phénomène est pris en compte dans le domaine fréquentiel en remplaçant la relation (1.23) par :

$$\tilde{\phi}_{FP}(f) = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{2F}{\pi} \frac{\delta \tilde{L}}{1 + i\left(\frac{f}{f_{cav}}\right)} \quad (1.24)$$

où $f_{cav} = \frac{c}{4FL}$ est le pôle de la cavité. A haute fréquence, l'effet des variations de longueur est donc filtré par la cavité.

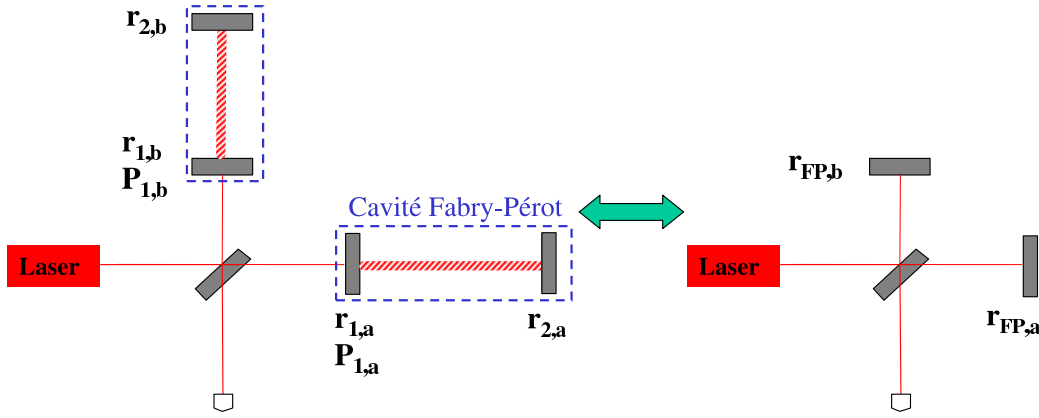


FIG. 1.6 – Modélisation des cavités Fabry-Pérot.

Comme indiqué sur la Figure 1.6, une cavité Fabry-Pérot peut-être modélisée par un simple miroir, positionné à la place du miroir d'entrée et possédant une réflectivité complexe :

$$r_{FP} = -\rho_{FP}e^{i\phi_{FP}} \quad (1.25)$$

Pour une cavité vérifiant la condition de résonance, la phase de cette réflectivité est définie à partir de la relation (1.23) et son module est donné par :

$$\rho_{FP} = \left| \frac{r_1 - (1 - P_1)r_2}{1 - r_1r_2} \right| \quad (1.26)$$

où P_1 désigne les pertes de puissance sur le miroir d'entrée. On se ramène ainsi à une situation analogue à celle décrite dans la section (1.3.1) pour un interféromètre de Michelson simple. Par conséquent, la densité spectrale des variations de puissance mesurées en sortie de l'interféromètre se déduit immédiatement de la relation (1.11) :

$$\delta\tilde{P}_{det}(f) = \frac{P_0}{2}.C.\sin(\phi_0).\delta\tilde{\phi}(f) \quad (1.27)$$

Pour le calcul de $\delta\tilde{\phi}$, on peut négliger la différence de phase accumulée le long du chemin optique séparant la séparatrice des miroirs d'entrée des cavités, et ne

considérer que l'effet des variations de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot. Notons δL_a et δL_b les fluctuations de longueur des deux cavités induites par l'onde gravitationnelle: $\delta L_a = -\delta L_b = -\frac{1}{2}h.L$. Notons $\phi_{FP,a}$ et $\phi_{FP,b}$ les variations de phase correspondantes dans chaque bras, que l'on obtient à partir de la relation (1.24). La variation de la différence de phase entre les faisceaux qui interfèrent est donnée, dans le domaine fréquentiel, par :

$$\delta\tilde{\phi}(f) = \tilde{\phi}_{FP,a}(f) - \tilde{\phi}_{FP,b}(f) = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{2F}{\pi} \frac{L.\tilde{h}}{1 + i\left(\frac{f}{f_{cav}}\right)} \quad (1.28)$$

En combinant les relations (1.27) et (1.28), on obtient la réponse de l'interféromètre à une onde gravitationnelle, qui s'écrit :

$$\delta\tilde{P}_{det}(f) = \frac{P_0}{2}.C.\sin(\phi_0).\frac{4\pi}{\lambda} \frac{2F}{\pi} \frac{L.\tilde{h}}{1 + i\left(\frac{f}{f_{cav}}\right)} \quad (1.29)$$

Dans la relation précédente, le contraste est donné par: $C \approx 1 - 2\Delta\rho_{FP}^2$, où $\Delta\rho_{FP}$ est l'asymétrie entre les modules des réflectivités des cavités Fabry-Pérot: $\Delta\rho_{FP} = \frac{\rho_{FP,a} - \rho_{FP,b}}{2}$.

Par un raisonnement identique à celui développé dans la section 1.3.2 qui consiste à comparer la réponse du détecteur, donnée par la relation (1.29), au spectre du bruit de photons (cf. relation (1.17)), on montre que la sensibilité optimale s'écrit maintenant :

$$\tilde{h}(f) = \frac{\pi}{2F} \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{h_p \nu}{2P_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \sqrt{1 - C^2}}} \left(1 + i\frac{f}{f_{cav}}\right) \quad (1.30)$$

La comparaison entre les relations (1.21) et (1.30) montre que l'utilisation des cavités Fabry-Pérot permet d'améliorer la sensibilité à basse fréquence d'un facteur $\frac{2F}{\pi}$. Pour des fréquences supérieures au pôle de la cavité, la sensibilité du détecteur est détériorée par l'effet de filtrage de la cavité.

1.3.4 Recyclage de la puissance

On a montré dans la section 1.3.2 que pour un interféromètre présentant un assez bon contraste, la sensibilité optimale est obtenue en réglant l'interféromètre sur la frange noire de la figure d'interférence. Dans ce cas la puissance transmise en sortie de l'interféromètre est nulle; l'essentiel de la puissance réfléchi par les bras de l'interféromètre est renvoyée vers le laser. Si, comme indiqué sur la Figure 1.7, on ajoute un miroir partiellement réfléchissant, appelé miroir de recyclage, entre la source laser et la séparatrice, on peut réinjecter une partie de la puissance dans l'interféromètre et ainsi accroître le niveau de puissance atteignant la séparatrice. On forme ainsi une nouvelle cavité, appelée cavité de recyclage [12], dont le miroir

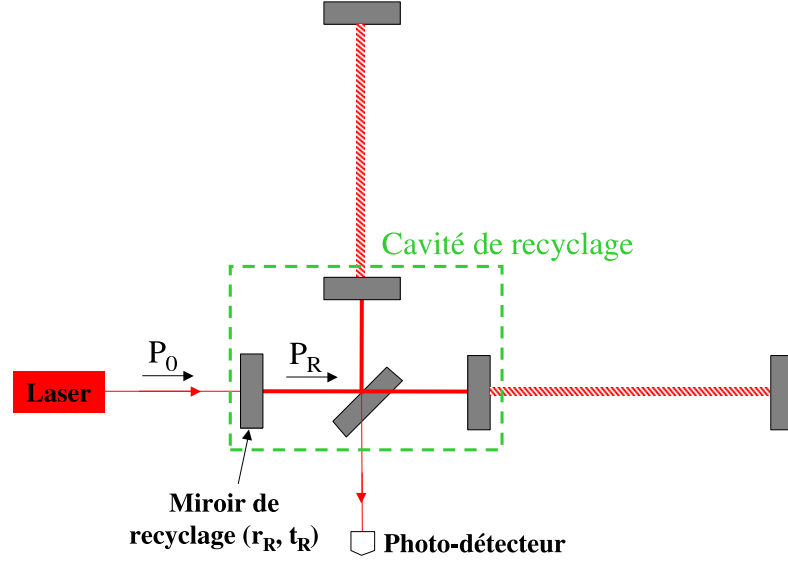


FIG. 1.7 – Interféromètre avec une cavité de recyclage.

d'entrée est le miroir de recyclage, l'interféromètre jouant le rôle du miroir de renvoi. Lorsque la longueur de cette cavité est ajustée pour que le faisceau y soit résonnant, la puissance accumulée dans la cavité, notée P_R , est alors donnée par : $P_R = G_R \cdot P_0$, où P_0 est la puissance du faisceau incident (cf. Figure 1.7) et G_R est un paramètre, appelé facteur de recyclage, qui permet de quantifier l'effet d'amplification de la puissance due à la cavité de recyclage. Ce paramètre est donné par la relation :

$$G_R = \frac{t_R^2}{(1 - r_R \rho_{FP})^2} \quad (1.31)$$

où t_R et r_R désignent respectivement le facteur de transmission et la réflectivité du miroir de recyclage, et ρ_{FP} est la moyenne des modules des réflectivités des cavités Fabry-Pérot. La relation (1.31) montre que l'efficacité de cette technique dépend des caractéristiques du miroir de recyclage ainsi que de la réflectivité des Fabry-Pérot, qui, comme l'indique la relation (1.26), est limitée par les pertes de puissance dans ces cavités.

En permettant d'augmenter la puissance du faisceau incident sur la séparatrice bien au-delà de la puissance maximale de la source laser, la technique du recyclage de la puissance contribue à l'amélioration de la sensibilité du détecteur. Celle-ci

se déduit immédiatement de la relation (1.30) :

$$\tilde{h}(f) = \frac{\pi}{2F} \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{h_p \nu}{2G_R P_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \sqrt{1 - C^2}}} \left(1 + i \frac{f}{f_{cav}} \right) \quad (1.32)$$

L'amélioration de la sensibilité est donc proportionnelle à la racine carrée du gain de recyclage.

1.3.5 Les interféromètres dans le monde

Le premier détecteur interférométrique, d'une longueur effective de 4.25 m, fut construit en 1972 par R. L. Forward [13]. La sensibilité de ce prototype était de $\tilde{h} \approx 2 \cdot 10^{-16} / \sqrt{Hz}$ au dessus de 3 kHz. Depuis, d'autres interféromètres ont été construits, dont les performances ont nettement progressé, notamment grâce à l'augmentation de la longueur des bras et l'utilisation des techniques mentionnées dans les sections 1.3.3 et 1.3.4. Une première génération d'interféromètres kilométriques basés sur ces techniques vient ainsi de voir le jour dans le cadre des collaborations LIGO et Virgo. Ces détecteurs sont conçus pour atteindre des sensibilités de quelques $10^{-23} / \sqrt{Hz}$ entre 100 Hz et 1 kHz, ce qui correspond à la région de fréquences attendue pour les sources astrophysiques mentionnées dans la section 1.2.2. De telles performances permettent désormais d'envisager une détection.

Plusieurs interféromètres sont actuellement en phase d'opération :

- La collaboration Virgo [14] a développé à Cascina (Italie) un interféromètre dont les bras font 3 km de long. Cet interféromètre est doté de cavités Fabry-Pérot et utilise la technique du recyclage de la puissance. Une description détaillée en sera faite dans le chapitre 2. Cette expérience est en train d'achever sa phase de mise en route.
- Trois interféromètres kilométriques, utilisant la même configuration optique que Virgo, ont été construits aux Etats-Unis par la collaboration LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) [15]. Deux d'entre eux (de 4 km et 2 km) sont situés à Hanford, et le troisième, de 4 km, est situé à Livingston. Ces trois détecteurs sont actuellement en phase de prise de données.
- La collaboration Germano-Britannique GEO [16] a construit un interféromètre de 600 m, près de Hanovre. Ce détecteur est utilisé comme prototype pour développer, entre autre, de nouvelles configurations optiques.
- La collaboration Japonaise TAMA [17] a construit un interféromètre de 300 m à Tokyo, dont la configuration optique est similaire à celle de Virgo. Ce détecteur sert de prototype en vue de la construction d'un interféromètre sous-terrain et cryogénique. Cet interféromètre sera beaucoup moins affecté

par le bruit sismique et le bruit thermique, qui, comme on l'expliquera dans le chapitre 2, limitent les performances des interféromètres actuels en dessous de quelques centaines de Hertz.

- En Australie, on trouve l'interféromètre AIGO, dont les bras font pour l'instant 80 m de long. Une extension à 2 km est proposée.

Un véritable réseau d'interféromètres est donc en train de se développer à la surface de la Terre. L'utilisation combinée de l'ensemble de ces détecteurs permettrait de déterminer les paramètres physiques des ondes gravitationnelles, tels que leur direction de propagation ou leur polarisation.

Chapitre 2

L'interféromètre Virgo

2.1 Introduction

Issu d'une collaboration Franco-Italienne, le détecteur Virgo est l'un des quatre interféromètres kilométriques actuellement dédiés à la recherche des ondes gravitationnelles. Il est conçu pour pouvoir atteindre une sensibilité inférieure à $10^{-21} / \sqrt{Hz}$ dans une bande passante s'étendant de 10 Hz à 10 kHz.

Ce chapitre donne une description détaillée de l'interféromètre Virgo, en mettant en avant les principaux dispositifs optiques et mécaniques qui devraient permettre à ce détecteur d'atteindre sa sensibilité nominale (cf. section 2.2). Pour maintenir l'interféromètre sur son point de fonctionnement, la position absolue des miroirs doit être contrôlée avec une précision qui peut atteindre jusqu'à $10^{-12} m$; les systèmes d'asservissement mis en place pour répondre à ce défi technologique sont décrits dans la section 2.3. Depuis l'automne 2003, l'expérience Virgo est dans une phase de mise en route dont l'objectif ultime est d'amener l'interféromètre à sa sensibilité nominale. Les principales étapes de cette mise en route sont présentées dans la section 2.4.

2.2 Description de l'interféromètre Virgo

2.2.1 Configuration optique

Une vue schématisée des principaux éléments constituant l'interféromètre est présentée sur la Figure 2.1.

La source laser

Virgo utilise comme source de lumière un laser Nd:YAG ($\lambda = 1064 nm$) dont la puissance continue est de 20 W. Le dispositif laser est installé sur un banc op-

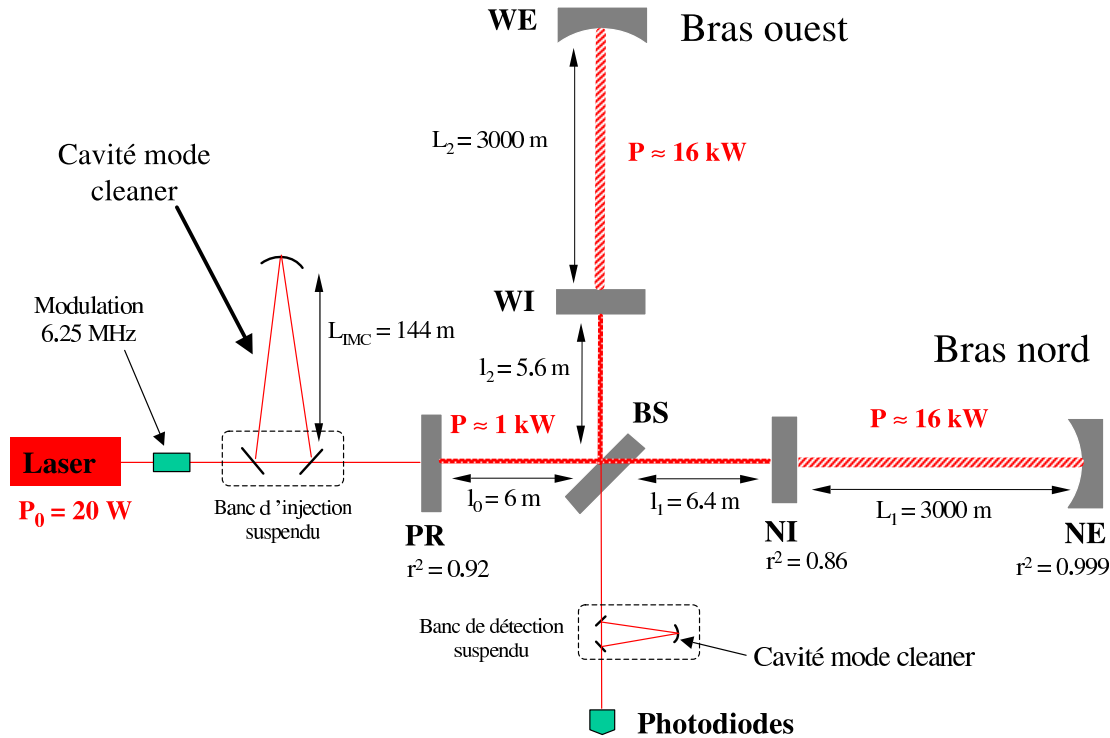


FIG. 2.1 – Schéma de la configuration optique de l'interféromètre Virgo.

tique, appelé banc laser. Comme on l'expliquera dans la section 2.2.4, la phase du faisceau est modulée à une fréquence d'environ 6.25 MHz à l'aide d'un dispositif de modulation également placé sur le banc laser.

La cavité mode cleaner d'entrée

Le banc laser n'étant pas isolé, des vibrations sismiques ou acoustiques peuvent générer des fluctuations de la position du faisceau. Ces fluctuations limiteraient la sensibilité de l'interféromètre. De plus, il faut noter que le faisceau émis par la source laser présente des imperfections géométriques, que l'on peut décrire comme une superposition de plusieurs modes Transverses Electro-Magnétiques (TEM) [18].

Afin d'atténuer ces phénomènes, le faisceau émergeant du banc laser est d'abord filtré par une cavité optique triangulaire, appelée le mode cleaner d'entrée [19], avant d'être envoyé dans l'interféromètre. Le miroir d'entrée et le miroir de sortie de la cavité mode cleaner sont tout deux installés sur un banc optique suspendu, appelé banc d'injection (cf. Figure 2.1). Le miroir de renvoi de la cavité possède

son propre système de suspension, localisé à une distance de 144 m du banc d'injection.

On trouve également sur le banc d'injection suspendu un télescope permettant d'ajuster la taille du faisceau envoyé dans l'interféromètre.

A la sortie du banc d'injection suspendu, on obtient un faisceau ayant un profil de puissance gaussien, correspondant au mode fondamental, appelé TEM_{00} , des cavités Fabry-Pérot.

Les cavités Fabry-Pérot

Chaque bras de l'interféromètre est constitué d'une cavité Fabry-Pérot plan-courbe, de 3 km de long, et de finesse $F = 50$. Comme cela a été montré dans la section 1.3.3, cette technique permet d'augmenter le chemin optique d'un facteur $\frac{2F}{\pi} \approx 32$, et ainsi d'améliorer la sensibilité. Le pôle de ces cavités est situé vers 500 Hz.

La cavité de recyclage

Le miroir placé en amont de la séparatrice permet de former une cavité de recyclage, de longueur $l_r = l_0 + \frac{l_1+l_2}{2} = 12$ m. La réflectivité de ce miroir ($r^2 = 0.92$) doit permettre d'atteindre un gain de recyclage de la puissance d'environ 50 en l'absence de pertes dans les cavités Fabry-Pérot.

Les miroirs de Virgo

On trouve donc au total six miroirs principaux (tous suspendus) :

- le miroir de recyclage (PR) ;
- la séparatrice (BS) ;
- le miroir d'entrée de la cavité nord (NI) et son miroir de renvoi (NE) ;
- le miroir d'entrée de la cavité ouest (WI) et son miroir de renvoi (WE).

Ces miroirs sont des cylindres de silice revêtus d'un traitement de surface réalisé par le Laboratoire des Matériaux Avancés de Lyon. La conception de ces miroirs a dû satisfaire les exigences suivantes :

- Afin d'éviter des problèmes d'effet de bord, les diamètres doivent être au moins cinq fois supérieurs à la taille du faisceau. Celle-ci est de 2 cm à l'entrée des cavités Fabry-Pérot et de 5 cm à leur extrémité. Ainsi, le diamètre des miroirs des cavités Fabry-Pérot a été porté à 35 cm. De plus, comme le faisceau qui entre dans les cavités Fabry-Pérot est divergent, le rayon de courbure des miroirs de renvoi doit être adapté à la courbure du faisceau pour que celui résonne dans les cavités. Ces rayons de courbure sont de l'ordre de 3600 m.

- Les miroirs doivent en outre présenter une bonne uniformité sur une large surface afin de ne pas déformer le faisceau, ce qui pourrait dégrader le contraste de l'interféromètre. Les défauts de planéité des miroirs de Virgo n'excèdent pas quelques nanomètres dans leur partie centrale.
- Les miroirs ont été conçus de manière à minimiser les pertes par absorption et par diffusion. Il est par exemple indispensable de limiter les pertes dans les cavités Fabry-Pérot pour ne pas dégrader le gain de recyclage (cf. section 1.3.4), mais aussi parce que les pertes par absorption dans le substrat conduisent à des déformations des miroirs par échauffement. Des mesures réalisées par le Laboratoire des Matériaux Avancés de Lyon indiquent que les pertes dans les substrats n'excèdent pas une partie par million par centimètre. Une simulation utilisant les cartes des substrats de miroir et les cartes de leur revêtement de surface [42] montre que les pertes globales des miroirs, incluant les phénomènes de diffusion dus aux défauts de surface, sont de l'ordre de quelques centaines de parties par million.

Le système de détection

Comme indiqué sur la Figure 2.1, le faisceau obtenu en sortie de l'interféromètre est d'abord filtré par une cavité mode cleaner avant d'être détecté. Cette cavité est monolithique et mesure 2.5 cm de long [20]. Sa longueur optique est ajustée thermiquement pour que le mode TEM_{00} du faisceau résonne dans la cavité. Son utilisation permet d'éliminer les défauts de géométrie accumulés par le faisceau au cours de sa propagation dans l'interféromètre, et améliore ainsi le contraste du faisceau de sortie, comme cela a été étudié dans [21]. La cavité mode cleaner de sortie est placée sur un banc optique suspendu et sous vide, appelé banc de détection suspendu. On trouve également sur le banc de détection suspendu l'optique d'adaptation qui permet de réduire la taille du faisceau à 1 mm.

Une fois adapté et filtré, le faisceau est détecté par des photodiodes InGaAs, dont la surface photosensible fait 3 mm de diamètre, et dont l'efficacité quantique est de l'ordre de 90 % [22]. Ces photodiodes sont placées sur un banc optique à l'air et solidaire du bâti, appelé banc de détection externe.

Il faut noter que le système de détection n'est pas seulement utilisé pour la mesure du faisceau de frange noire, mais aussi pour celle d'autres faisceaux auxiliaires qui, comme on le montrera dans la section 2.3.2, sont utilisés pour le contrôle des miroirs de l'interféromètre. C'est pourquoi on trouve d'autres bancs externes en bout de bras, sur lesquels des photodiodes reçoivent la puissance transmise par les miroirs de renvoi des cavités Fabry-Pérot, ainsi qu'un banc externe à l'entrée de l'interféromètre (près du banc laser) qui réceptionne le faisceau réfléchi par l'interféromètre. Une description plus détaillée des principaux faisceaux de l'interféromètre sera faite dans la section 2.3.2.

Les signaux électriques délivrés par les photodiodes sont ensuite traités par

une chaîne électronique analogique avant d'être numérisés. Cette électronique sera décrite dans la section 3.2.1.

2.2.2 Les suspensions des miroirs

Les super-atténuateurs

Pour pouvoir être assimilés à des masses libres dans le plan de l'interféromètre, les miroirs doivent être suspendus. De plus, pour pouvoir atteindre une sensibilité de quelques $10^{-23} / \sqrt{Hz}$ entre $100 Hz$ et $1 kHz$, les déplacements des miroirs générés par l'activité sismique naturelle et humaine ne doivent pas excéder quelques $10^{-19} m / \sqrt{Hz}$. Or le bruit sismique mesuré sur le site de Virgo [23] présente une densité spectrale approximativement donnée par : $\tilde{X} \approx \frac{10^{-7}}{f^2} m / \sqrt{Hz}$, soit environ huit ordres de grandeur au dessus des spécifications de Virgo. Le système de suspension a donc été conçu afin d'isoler les miroirs du bruit sismique.

Le principe utilisé pour atténuer les déplacements en translation des miroirs est celui du pendule. Dans le cas d'un pendule simple, dont la résonance serait placée à une fréquence f_0 faible par rapport à la bande passante du détecteur, l'atténuation du déplacement transversal du miroir x_{mir} par rapport au déplacement du point d'attache x_0 est donnée par la fonction de transfert :

$$||M_{pendule}(f)|| = ||\frac{\tilde{x}_{mir}}{\tilde{x}_0}|| \approx \frac{f_0^2}{f^2} \quad (2.1)$$

Chaque miroir est en fait suspendu à un super-atténuateur, dont un schéma est présenté sur la Figure 2.2. Ce super-atténuateur est constitué d'une série de sept pendules en cascade, ce qui permet une atténuation du bruit sismique bien plus efficace que celle d'un pendule simple. La fonction de transfert quantifiant l'atténuation des déplacements transverses entre le sommet de la suspension (filtre 0) et le miroir varie en $\frac{1}{f^{14}}$ pour les fréquences supérieures à quelques Hertz.

On peut noter que le sommet de la suspension repose sur un système de pendule inversé (cf. Figure 2.2), constitué de trois pieds de $6 m$ de hauteur, qui assure une préstabilisation de la chaîne de suspension à partir de quelques dizaines de milli-Hertz (la fréquence de résonance du pendule inversé étant située vers $30 mHz$).

En raison de la courbure de la Terre, les axes verticaux des suspensions du miroir d'entrée et du miroir de renvoi d'une cavité Fabry-Pérot ne sont pas parallèles, mais forment un angle $\alpha = \frac{L}{R_{terre}} \approx 4.7 \cdot 10^{-4} rad$, où R_{terre} est le rayon terrestre. Le faisceau résonnant dans la cavité n'est donc pas tout à fait perpendiculaire à l'axe vertical des suspensions. En conséquence, il existe un couplage entre les mouvements verticaux des suspensions et la longueur du chemin optique parcouru par le faisceau, dont l'ordre de grandeur est fourni par l'angle α . C'est la raison pour laquelle les mouvements verticaux induits par le bruit sismique doivent également

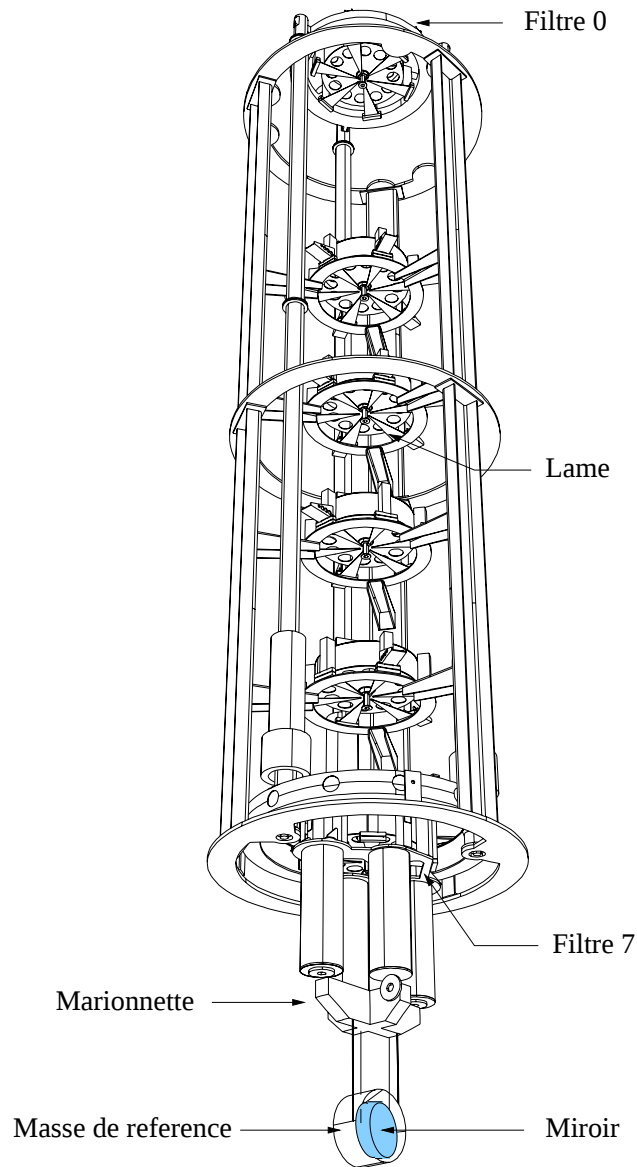


FIG. 2.2 – Le super-atténuateur des miroirs de Virgo entouré de son armature de sécurité (solidaire du bâti).

être atténués. Dans ce but, les six premiers étages du super-atténuateur agissent comme des ressorts, grâce à des lames accrochées sous chaque masse, qui servent de point d'attache au fil de suspension de l'étage suivant (cf. Figure 2.2). Les fréquences de résonance du système constitué de l'ensemble des ressorts verticaux sont inférieures à 2 Hz .

Les super-atténuateurs permettent donc de filtrer le bruit sismique au dessus de quelques Hertz. Mais à plus basse fréquence, un contrôle actif de la position des miroirs est nécessaire pour atténuer les mouvements de grande amplitude dans la région des fréquences de résonance de la chaîne de suspension. Les spécifications requises pour la stabilisation des miroirs à basse fréquence seront exposées dans la section 2.3.

Contrôle de la position des miroirs : les actionneurs

Pour contrôler la position des miroirs, on utilise des actionneurs constitués de bobines et d'aimants. En faisant circuler un courant dans ces bobines, on génère un champ magnétique qui agit sur les aimants fixés sur le miroir ou sur la suspension. Les forces de contrôle peuvent être appliquées à trois niveaux différents de la suspension :

- Au sommet de la suspension, trois bobines placées sur un anneau de l'armature de sécurité permettent d'exercer des forces sur des aimants solidaires du filtre 0 (cf. Figure 2.2). Ce dispositif autorise le contrôle des mouvements de translation horizontaux et de rotation autour de l'axe vertical du pendule inversé.
- L'avant dernier étage de la suspension est constitué d'un dispositif appelé marionnette qui est suspendu au filtre 7 (cf. Figure 2.2). Quatre bobines accrochées sous le filtre 7 agissent sur des aimants fixés sur la marionnette (ces aimants sont indiqués sur la Figure 2.3). Ces actionneurs permettent un contrôle de la position angulaire (pour les rotations autour de l'axe horizontal ou de l'axe vertical) et de la position longitudinale (selon l'axe z) de la marionnette.
- Au bas de la suspension, on trouve le miroir et sa masse de référence qui sont tous deux suspendus à la marionnette [24], comme le montre la Figure 2.3. L'ensemble miroir - masse de référence constitue donc un système mécanique isolé. Des bobines fixées sur la masse de référence permettent d'exercer des forces sur les aimants collés au miroir. Par réaction, la masse de référence est soumise à des forces de même amplitude et de signe opposé, de telle sorte que le centre de gravité de l'ensemble miroir-masse de référence reste fixe. L'intérêt de ce dispositif est de pouvoir agir sur les miroirs sans exciter les résonances des étages supérieurs de la suspension. Quatre bobines orientées selon l'axe orthogonal au miroir (l'axe z sur la Figure 2.3) peuvent être

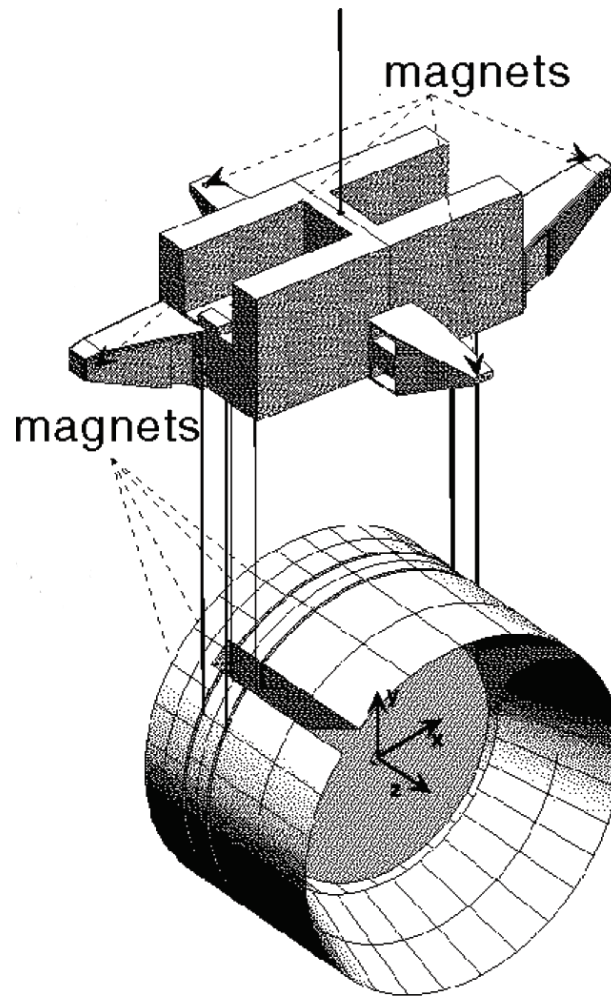


FIG. 2.3 – *Le dernier étage des suspensions : marionnette, miroir et masse de référence.*

utilisées pour contrôler la position longitudinale ou la position angulaire du miroir.

Les courants des bobines sont pilotés à partir de signaux de correction numériques.

2.2.3 Le système de vide

A l'exception du banc laser et des bancs optiques sur lesquels sont installées les photodiodes, l'ensemble de l'interféromètre est placé dans une enceinte dans laquelle règne un vide de l'ordre de 10^{-8} mbar. Cette enceinte à vide est nécessaire car :

- Elle permet de s'affranchir des fluctuations d'indice de l'air qui généreraient

des fluctuations de la phase du faisceau laser.

- Elle permet d'isoler les miroirs et leur suspension du bruit acoustique.
- Elle permet de limiter les frottements des molécules de l'air avec la suspension, et ainsi de réduire l'impact du bruit thermique (cf. section 2.2.5).
- Elle permet également de préserver les propriétés optiques des miroirs en évitant que des impuretés de l'air ne viennent salir leurs surfaces.

2.2.4 Extraction du signal

Dans le cas où le signal d'onde gravitationnelle est directement mesuré à partir de la puissance transmise par la séparatrice, on a montré dans la section 1.3.2 que la sensibilité optimale est obtenue en s'écartant de la condition stricte de frange noire (à cause du défaut de contraste). En conséquence, comme la puissance transmise en détection n'est pas nulle, l'interféromètre est sensible aux fluctuations de puissance du laser. Pour les fréquences correspondant à la bande passante de Virgo, ces fluctuations de puissance dominent le bruit de photons. Cependant, à plus haute fréquence, les fluctuations de puissance du laser diminuent : à 6 MHz, le bruit en puissance du laser libre est réduit d'environ un facteur 1000 par rapport au bruit entre 100 Hz et 1 kHz. C'est pourquoi, pour abaisser l'impact du bruit en puissance du laser en dessous du bruit de photons, on porte la mesure à haute fréquence en utilisant une technique de détection synchrone. Cette technique consiste à moduler la phase du faisceau émis par la source laser, et à extraire le signal à partir de la puissance à la fréquence de modulation reçue par les photodiodes.

Principe de la modulation frontale

Pour moduler la phase du faisceau laser, on utilise une cellule de Pockels installée sur le banc laser. Une cellule de Pockels est constituée d'un cristal dont l'indice de réfraction varie en fonction de la tension appliquée sur ce cristal. On peut ainsi modifier la phase du faisceau qui traverse la cellule de Pockels. Pour une tension sinusoïdale de fréquence ν_{mod} , le déphasage introduit par la cellule de Pockels est égal à $m \cdot \sin(2\pi\nu_{mod}t)$, où m , la profondeur de modulation, dépend du cristal utilisé et de l'amplitude de la tension appliquée. L'expression du champ transmis par la cellule et envoyé vers l'interféromètre s'écrit donc :

$$E(t) = Ae^{i2\pi\nu t} e^{im \sin(2\pi\nu_{mod}t)} \quad (2.2)$$

où ν est la fréquence du laser, et A est l'amplitude du faisceau incident. En développant la relation précédente avec les deux premières fonctions de Bessel (notées J_0 et J_1), on obtient l'expression approchée :

$$E(t) \approx A.J_0(m).e^{i2\pi\nu t} + A.J_1(m).e^{i2\pi(\nu+\nu_{mod})t} - A.J_1(m).e^{i2\pi(\nu-\nu_{mod})t} \quad (2.3)$$

La modulation de la phase du faisceau fait donc apparaître trois composantes distinctes : une composante à la fréquence ν appelée porteuse, une composante à la fréquence $\nu + \nu_{mod}$ appelée bande latérale droite, et une composante à la fréquence $\nu - \nu_{mod}$ appelée bande latérale gauche.

Ces composantes se propageant linéairement dans l'interféromètre, l'expression du champ obtenu à la sortie de l'interféromètre est de la forme :

$$E^{out}(t) \approx A_0^{out} . e^{i2\pi\nu t} + A_+^{out} . e^{i2\pi(\nu+\nu_{mod})t} + A_-^{out} . e^{i2\pi(\nu-\nu_{mod})t} \quad (2.4)$$

où A_0^{out} et $A_{\pm}^{out}$ désignent respectivement l'amplitude de la porteuse et l'amplitude des bandes latérales obtenues en sortie de l'interféromètre.

La puissance atteignant les photodiodes se décompose alors en un terme continu, un terme à la fréquence de modulation, et des termes aux harmoniques de la fréquence de modulation. La puissance continue est donnée par :

$$P_{DC} = A_0^{out} \bar{A}_0^{out} + A_+^{out} \bar{A}_+^{out} + A_-^{out} \bar{A}_-^{out} \quad (2.5)$$

Et la puissance à la fréquence de modulation est donnée par :

$$P_{mod}(t) = (A_+^{out} \bar{A}_0^{out} + A_0^{out} \bar{A}_-^{out}) e^{i2\pi\nu_{mod}t} + (A_0^{out} \bar{A}_+^{out} + A_-^{out} \bar{A}_0^{out}) e^{-i2\pi\nu_{mod}t} \quad (2.6)$$

Le signal de mesure est extrait à partir de la composante à la fréquence de modulation, qui, comme le montre la relation (2.6) résulte d'un battement entre la porteuse et les bandes latérales. Pour que cette composante soit non nulle lorsqu'une onde gravitationnelle induit une variation de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot, la porteuse et les bandes latérales ne doivent pas être simultanément résonnantes dans ces cavités. Ainsi seule la porteuse résonne dans les cavités Fabry-Pérot.

D'autre part, afin de maximiser l'amplitude du signal mesuré en sortie de l'interféromètre, on fait résonner la porteuse ainsi que les bandes latérales dans la cavité de recyclage.

Pour que la porteuse soit résonnante, la longueur de la cavité de recyclage doit correspondre à un multiple de la demi-longueur d'onde du laser. En utilisant, comme pour les Fabry-Pérot, le critère de la largeur à mi-hauteur de la résonance, on peut montrer que la précision de la longueur de la cavité de recyclage doit être de quelques dixièmes de nanomètres. Cette condition fixe donc la longueur de la cavité à l'échelle microscopique.

Pour que les bandes latérales soient résonnantes, la longueur d'onde associée à la fréquence de modulation ($\lambda_{mod} = \frac{c}{\nu_{mod}}$) doit être ajustée par rapport à la longueur de la cavité de recyclage. Pour une cavité de recyclage d'environ 12 m, la condition de résonance des bandes latérales est vérifiée pour une longueur d'onde λ_{mod} de 48 m, ce qui correspond à une fréquence de modulation d'environ 6.25 MHz. Dans ce cas la précision requise sur la longueur de la cavité n'est que de quelques centimètres. Il s'agit donc d'une condition macroscopique.

Signal de frange noire

Pour minimiser l'impact du bruit de photon, l'interféromètre est réglé, pour la porteuse, sur la frange noire de la figure d'interférence. Un calcul mené dans [21] montre que l'amplitude de la porteuse en sortie de l'interféromètre (après interférence entre les faisceaux réfléchis par les deux bras) est donnée par :

$$A_0^{out} = -A.J_0(m).\sqrt{G_R}.e^{i\frac{2\pi\nu l_r}{c}}.\Delta r \quad (2.7)$$

où :

- $\Delta r = \frac{r_{FP,O} - r_{FP,N}}{2}$ est l'asymétrie de réflectivité complexe, pour la porteuse, entre la cavité Fabry-Pérot du bras ouest et celle du bras nord.
- G_R est le gain de la cavité de recyclage (cf. relation (1.31))

L'amplitude des bandes latérales en sortie de l'interféromètre est donnée par [21] :

$$A_{\pm}^{out} = -i.A.J_1(m).\sqrt{T}.e^{i\frac{2\pi(\nu \pm \nu_{mod})l_r}{c}} \quad (2.8)$$

où T est appelé le facteur de transmission des bandes latérales ; il est donné par :

$$T = \left(\frac{t_R.r_{bl}.\sin\left(\frac{2\pi\nu_{mod}l_-}{c}\right)}{1 - r_R.r_{bl}.\cos\left(\frac{2\pi\nu_{mod}l_-}{c}\right)} \right)^2 \quad (2.9)$$

où l_- est la différence de longueur entre les bras du petit Michelson formé par la séparatrice et les miroirs d'entrée des cavités Fabry-Pérot : $l_- = l_2 - l_1$. Cette différence de longueur est de l'ordre de 85 cm. Elle a été choisie pour favoriser la transmission des bandes latérales en détection.

En développant la relation (2.5) à partir des expressions de A_0^{out} , A_+^{out} et A_-^{out} données par les relations (2.7) et (2.8), on montre que la puissance continue obtenue en sortie de l'interféromètre est donnée par :

$$P_{DC} = P_0(J_0^2(m).G_R.\frac{1-C}{2} + 2J_1^2(m).T) \quad (2.10)$$

où C est le contraste de l'interféromètre ; celui-ci dépend de l'asymétrie des modules de réflectivité des cavités Fabry-Pérot (cf. section 1.3.3). Dans la relation (2.10) le premier terme représente la contribution de la porteuse dans la puissance continue, qui est proportionnelle au défaut de contraste $1 - C$. Le deuxième terme représente la puissance des bandes latérales. On peut remarquer que même pour un contraste parfait ($C = 1$), la puissance reçue par les photodiodes n'est pas nulle en raison de la contribution des bandes latérales.

A partir des relations (2.6), (2.7) et (2.8), on obtient, pour la puissance à la fréquence de modulation, l'expression suivante :

$$P_{mod}(t) = 4A^2 \cdot J_0(m) \cdot J_1(m) \cdot \sqrt{G_R \cdot T} \cdot \text{Re}(-i\Delta r) \cdot \cos(2\pi\nu_{mod}t) \quad (2.11)$$

Le signal électrique obtenu en sortie de chaque photodiode est envoyé sur une carte électronique de démodulation, dont l'un des rôles est de démoduler le signal à la fréquence de modulation pour le ramener à basse fréquence. L'opération de démodulation sera décrite dans la section 3.2.1. Après démodulation, le signal S_p extrait de la composante P_{mod} de la puissance s'écrit :

$$S_p = 4A^2 \cdot J_0(m) \cdot J_1(m) \cdot \sqrt{G_R \cdot T} \cdot \text{Re}(-i\Delta r) \quad (2.12)$$

Une onde gravitationnelle génère une variation de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot, et par conséquent, induit une différence de phase entre les réflectivités complexes des cavités (cf. section 1.3.3). L'asymétrie de réflectivité entre les cavités Fabry-Pérot s'écrit alors :

$$\Delta r = \frac{\rho_{FP}}{2} (e^{i\phi_{FP,N}} - e^{i\phi_{FP,O}}) \approx i \cdot \frac{\rho_{FP}}{2} \cdot (\phi_{FP,N} - \phi_{FP,O}) \quad (2.13)$$

où ρ_{FP} est la moyenne des modules de réflectivité pour les deux cavités Fabry-Pérot, $\phi_{FP,N}$ et $\phi_{FP,O}$ désignent respectivement la phase de la réflectivité de la cavité nord et celle de la cavité ouest.

En remplaçant dans la relation (2.13) la différence de phase $\phi_{FP,N} - \phi_{FP,O}$ par son expression pour une variation de la différence de longueur $\delta l = h \cdot L$ entre les cavités Fabry-Pérot (cf. relation (1.28)), on obtient dans le domaine fréquentiel :

$$\Delta \tilde{r}(f) = i \cdot \frac{\rho_{FP}}{2} \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{2F}{\pi} \cdot \frac{\delta \tilde{l}}{1 + i\left(\frac{f}{f_{cav}}\right)} \quad (2.14)$$

Le signal généré en sortie de l'interféromètre par une onde gravitationnelle s'obtient en combinant les relations (2.12) et (2.14) :

$$\tilde{S}_p(f) = 4A^2 \cdot J_0(m) \cdot J_1(m) \cdot \sqrt{G_R \cdot T} \cdot \rho_{FP} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2F}{\pi} \cdot \frac{\delta \tilde{l}}{1 + i\left(\frac{f}{f_{cav}}\right)} \quad (2.15)$$

On peut remarquer que le signal démodulé induit par une variation de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot ne dépend pas du contraste de l'interféromètre. C'est la raison pour laquelle, avec la technique de modulation frontale, l'interféromètre est réglé sur la condition stricte de frange noire, même pour un contraste inférieur à un.

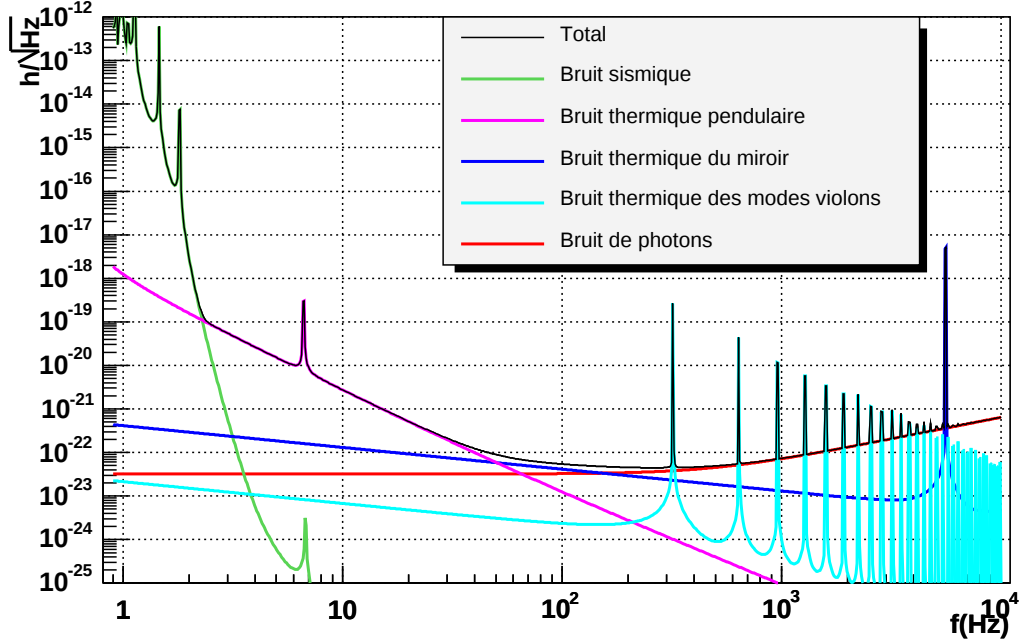


FIG. 2.4 – Contribution des bruits fondamentaux du détecteur dans la courbe de sensibilité nominale.

2.2.5 Bruits fondamentaux et sensibilité nominale

Parmi les bruits fondamentaux limitant la sensibilité du détecteur, on peut distinguer les bruits qui génèrent des déplacements des miroirs, tels que le bruit sismique ou le bruit thermique, et les bruits qui affectent la mesure du signal de frange noire sans générer de réels déplacements, tels que le bruit de photons. Les contributions théoriques de chacun de ces bruits fondamentaux (exprimées¹ en $h/\sqrt{Hz}$) définissent la sensibilité nominale [25] qui est représentée sur la Figure 2.4.

Bruit sismique

L'impact du bruit sismique, d'origine naturelle ou humaine, est atténué par les suspensions des miroirs (cf. section 2.2.2). La contribution des fluctuations de position de chaque miroir des bras, induites par le bruit sismique, est donnée par :

$$||\tilde{h}(f)|| = \frac{1}{L} \tilde{X}(f) ||\tilde{M}_{susp}(f)|| \quad (2.16)$$

1. Au lieu d'exprimer la sensibilité en amplitude d'onde gravitationnelle ($h/\sqrt{Hz}$), on peut également l'exprimer en $m/\sqrt{Hz}$. La sensibilité désigne alors la plus petite variation de la différence de longueur entre les cavités Fabry-Pérot que l'on peut détecter. Pour passer des $h/\sqrt{Hz}$ aux $m/\sqrt{Hz}$ il suffit de multiplier par la longueur des bras ($L = 3000\text{ m}$).

où :

- $\tilde{X}(f)$ est la densité spectrale du bruit sismique sur le site Virgo.
- $\tilde{M}_{susp}(f)$ est la fonction de transfert mécanique de l'ensemble de la suspension.
- L est la longueur des bras de Virgo.

Les performances des super-atténuateurs sont telles que le bruit sismique ne limite la sensibilité qu'à très basse fréquence (en dessous de 3 Hz), comme le montre la Figure 2.4. Cette très bonne isolation sismique, qui constitue l'une des spécificités de Virgo, le dote d'une meilleure sensibilité à basse fréquence que les autres interféromètres de sa génération.

Bruit thermique

Le bruit thermique [26] est un mouvement aléatoire des miroirs et de leurs suspensions relié à la dissipation d'énergie thermique. Le déplacement total du miroir généré par le bruit thermique s'obtient par une somme quadratique sur les différents modes propres du miroir et de sa suspension :

$$\tilde{x}_{tot} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{4k_B \cdot T_e \cdot Q_i}{m_i \cdot (2\pi f_i)^2 \cdot (2\pi f) \cdot (1 + Q_i^2 \cdot (f^2/f_i^2 - 1)^2)}} \quad (2.17)$$

où f_i , m_i , Q_i désignent respectivement la fréquence, la masse effective et le facteur de qualité du mode i , k_B est la constante de Boltzman et T_e est la température dans les tours de suspension ($T_e \approx 300 \text{ K}$). La contribution dans la sensibilité du bruit thermique de chaque miroir des bras est donnée par : $||\tilde{h}|| = \frac{\tilde{x}_{tot}}{L}$. Comme le montre la Figure 2.4, différents modes ont un impact sur la sensibilité :

- Le bruit thermique pendulaire, qui désigne les mouvements de pendule de l'ensemble miroir-suspension, et dont la fréquence de résonance est placée vers 0.6 Hz, limite la sensibilité entre 3 et 50 Hz. Pour minimiser l'impact de ce bruit, on maximise le facteur de qualité des fils de suspension, par le choix du matériau et par la qualité de leurs points d'attache.
- Le bruit thermique des miroirs limite la sensibilité entre 50 et 200 Hz. Ce bruit est également responsable de la résonance à 5600 Hz visible sur la Figure 2.4. Celle-ci correspond à la fréquence de résonance du premier mode interne des miroirs.
- Les modes de vibration des fils de suspension, appelés modes violons, qui correspondent à une séquence d'harmoniques dont la fréquence fondamentale est voisine de 300 Hz, sont également visibles sur la courbe de sensibilité nominale (cf. Figure 2.4).

Bruit de photons

Le bruit de photons a pour origine les fluctuations statistiques sur le dénombrement des photons qui atteignent les photodiodes. La densité spectrale du bruit de photon après démodulation est donnée par (cf. section 1.3.2) :

$$\delta\tilde{n}_{\text{photon}} = \sqrt{2} \sqrt{2 \frac{h_p \nu}{\eta} \cdot P_{DC}} \quad (2.18)$$

où le facteur $\sqrt{2}$ est dû au processus de démodulation, et le symbole η désigne l'efficacité quantique des photodiodes.

En comparant le signal de frange noire $\tilde{S}_p$, donné par (2.15) à la densité spectrale du bruit de photons, on en déduit que la sensibilité de l'interféromètre (dans la région pour laquelle le bruit dominant est le bruit de photon) est donnée par :

$$\|\tilde{h}(f)\| = \frac{\pi}{2F} \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{\rho_{FP} L} \sqrt{\frac{h_p \nu}{2\eta \cdot G_R \cdot P_0}} \frac{\sqrt{J_0^2(m) \cdot G_R \cdot (1-C) + 4J_1^2(m) \cdot T}}{2J_0(m) \cdot J_1(m) \cdot \sqrt{T}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{cav}}\right)^2} \quad (2.19)$$

Dans le cas d'un contraste parfait ($C = 1$), on retrouve la même sensibilité que celle obtenue avec un interféromètre n'utilisant pas la technique de modulation frontale (cf. relation (1.32)), à savoir :

$$\|\tilde{h}(f)\| = \frac{\pi}{2F} \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{\rho_{FP} L} \sqrt{\frac{h_p \nu}{2\eta \cdot G_R \cdot P_0}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{cav}}\right)^2} \quad (2.20)$$

Comme on peut le voir sur la Figure 2.4, le bruit de photons limite la sensibilité nominale à partir de 200 Hz.

2.3 Contrôle de l'interféromètre

Le point de fonctionnement du détecteur est obtenu lorsque les cavités sont à leur résonance, et lorsque l'interféromètre est réglé sur la frange noire. Pour que ces conditions soient vérifiées et pour que les signaux des photodiodes n'excèdent pas la dynamique autorisée par l'électronique du système de détection, l'amplitude du déplacement longitudinal des miroirs (suivant l'axe du faisceau) ne doit pas excéder quelques 10^{-12} m. De plus, selon la position du faisceau par rapport aux miroirs, les déplacements angulaires de ces derniers peuvent se coupler au signal de frange noire. Pour que le bruit de déplacement angulaire ne limite pas la sensibilité, la position des miroirs doit être stabilisée avec une précision allant jusqu'à quelques 10^{-9} rad.

L'utilisation des super-atténuateurs permet d'abaisser les fluctuations de la position des miroirs dues au bruit sismique au-dessous de $10^{-16} \text{ m}/\sqrt{Hz}$ pour

des fréquences supérieures à 3 Hz. Mais à plus basse fréquence (entre 30 mHz et 2 Hz), le bruit sismique excite les résonances mécaniques des suspensions, ce qui génère des déplacements en translation des miroirs de l'ordre² de 10^{-5} m et des déplacements angulaires de l'ordre de 10^{-5} rad. Il est donc indispensable de mettre en place des systèmes d'asservissement permettant de contrôler la position des miroirs à basse fréquence.

Pour agir sur les miroirs, on utilise les actionneurs qui ont été décrits dans la section 2.2.2. Les signaux de correction permettant de piloter ces actionneurs sont déterminés à partir d'une mesure des déplacements des miroirs et de leurs suspensions. Cette mesure peut être obtenue par deux méthodes distinctes :

- On peut utiliser des capteurs placés sur les suspensions ou à proximité. Dans ce cas, les déplacements sont mesurés par rapport au référentiel local de la tour dans laquelle le miroir et son super-atténuateur sont installés. Cette stratégie, que l'on désigne par le qualificatif de contrôle local, est décrite dans la section 2.3.1. Elle permet d'effectuer une première étape de l'alignement.
- On peut également mesurer les déplacements des miroirs les uns par rapport aux autres à partir des signaux des photodiodes qui reçoivent les faisceaux de l'interféromètre. Il s'agit alors d'un contrôle global. Cette stratégie est décrite dans les sections 2.3.2 et 2.3.3.

2.3.1 Contrôles locaux

Contrôle du pendule inversé

Les variations de vitesse du pendule inversé sont mesurées à partir de trois accéléromètres [27] placés sur le filtre 0. Les signaux délivrés par ces accéléromètres sont traités par un logiciel de lecture qui détermine les signaux de correction à envoyer sur les actionneurs du filtre 0. Cet asservissement, appelé amortissement inertiel [28], permet d'amortir une partie des modes de résonance de la suspension entre 30 mHz et 5 Hz. Le fait d'utiliser des accéléromètres qui ne sont pas liés au sol (puisque le filtre 0 est déjà pré-isolé par le pendule inversé) permet de limiter la réinjection de bruit sismique par le système de contrôle.

D'autres capteurs (cette fois-ci placés sur l'armature de sécurité) mesurent le déplacement du filtre 0 par rapport au référentiel du sol. Ils sont utilisés pour éliminer les mouvements lents du pendule inversé (en dessous de 30 mHz).

Contrôle local du miroir et de la marionnette

Comme l'amortissement inertiel ne permet pas de contrôler certains modes de résonance angulaires internes du super-atténuateur, un autre système de contrôle local est mis en place au niveau des deux derniers étages de la suspension.

2. Lorsque les conditions météorologiques sont défavorables (vent très fort), ces déplacements peuvent même atteindre jusqu'à 10^{-4} m.

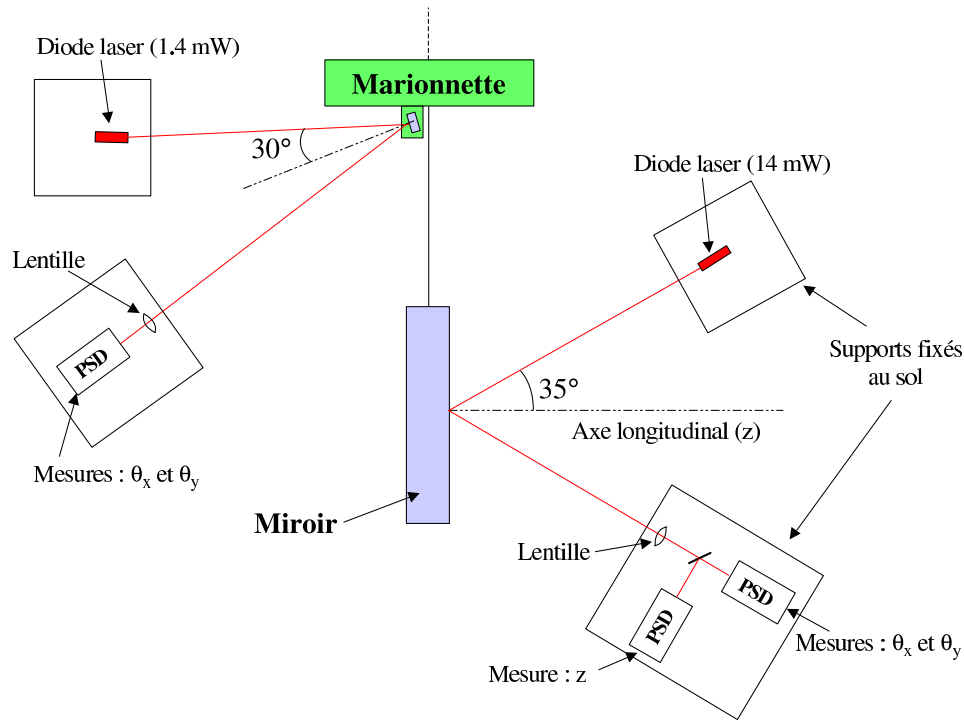


FIG. 2.5 – *Leviers optiques utilisés pour la mesure de la position du miroir et de la marionnette.*

La position du miroir est mesurée au moyen d'un levier optique schématisé sur la Figure 2.5. Ce dispositif utilise un laser de faible puissance (14 mW) combiné à deux capteurs de position de type PSD (Position Sensor Devices). Le laser émet un faisceau de lumière rouge en direction du miroir. Après avoir subi une réflexion sur ce miroir, le faisceau traverse une lentille avant d'être réparti sur les deux PSD au moyen d'une lame semi-réfléchissante. Un des PSD, localisé dans le plan image de la lentille, mesure le déplacement longitudinal du miroir (suivant l'axe z). L'autre PSD, localisé dans le plan focal de la lentille, mesure les déplacements angulaires du miroir (c'est à dire la rotation θ_x autour de l'axe horizontal, et la rotation θ_y autour de l'axe vertical).

De même, la position de la marionnette est mesurée au moyen d'un second levier optique également représenté sur la Figure 2.5. Le faisceau laser est réfléchi sur un petit miroir fixé à la marionnette, puis est mesuré par un PSD placé dans le plan focal d'une lentille. Ce dispositif permet la mesure des déplacements angulaires de la marionnette en θ_x et θ_y .

Notons que les diodes laser et les PSD utilisés pour ces leviers optiques sont placés à l'extérieur de la tour abritant le miroir à contrôler (donc à l'air) et sont liés au sol.

En pratique ces systèmes de mesure servent au contrôle local de la position du

miroir [29] pour amortir certains modes de résonance angulaires et pendulaires des suspensions ; les corrections sont appliquées via les actionneurs de la marionnette et de la masse de référence.

Performances des contrôles locaux

Les contrôles locaux sont utilisés pour préaligner et préstabiliser les miroirs de l'interféromètre. L'amortissement inertiel mis en place au niveau du pendule inversé permet d'abaisser les déplacements en translation des miroirs à quelques 10^{-7} m. De plus, le contrôle local au bas de la suspension réduit l'amplitude des déplacements angulaires des miroirs à environ 10^{-6} rad. Ce niveau de stabilisation des miroirs est suffisant pour obtenir des interférences entre les faisceaux.

Les contrôles locaux sont limités par la précision de leurs capteurs et ne permettent de stabiliser la position des miroirs que par rapport au référentiel local de chaque tour de suspension. Or, pour maintenir les cavités résonnantes, il faut contrôler la position des miroirs les uns par rapport aux autres. Dès lors que les miroirs sont suffisamment stabilisés pour que les faisceaux interfèrent, on peut obtenir une mesure des déplacements relatifs des miroirs à partir des photodiodes recevant les faisceaux de l'interféromètre. Les signaux démodulés de ces photodiodes sont alors utilisés pour asservir l'interféromètre avec une plus grande précision. Cette méthode est utilisée pour le contrôle longitudinal des miroirs (cf. section 2.3.2), ainsi que pour l'alignement en θ_x et θ_y des miroirs (cf. section 2.3.3).

2.3.2 Contrôle longitudinal des miroirs

Longueurs à contrôler et signaux d'erreur

Pour que la porteuse soit sur la frange noire et résonne dans les trois cavités, quatre longueurs doivent être contrôlées (cf. Figure 2.6) :

- le mode différentiel des cavités Fabry-Pérot, c'est à dire la différence de longueur entre les deux cavités : $L_1 - L_2$; il s'agit du mode sensible aux ondes gravitationnelles ;
- le mode commun des cavités Fabry-Pérot, c'est à dire la somme des longueurs des deux cavités³ : $L_1 + L_2$;
- le mode différentiel du petit Michelson : $l_1 - l_2$;
- la longueur de la cavité de recyclage : $l_r = l_0 + \frac{l_1 + l_2}{2}$

Les variations des longueurs énumérées précédemment se traduisent par des variations de la phase des faisceaux dans l'interféromètre. Elles peuvent être mesurées

3. On verra dans la section 6.2 qu'au lieu de contrôler la somme des longueurs des cavités Fabry-Pérot, on peut de manière équivalente contrôler la fréquence du laser.

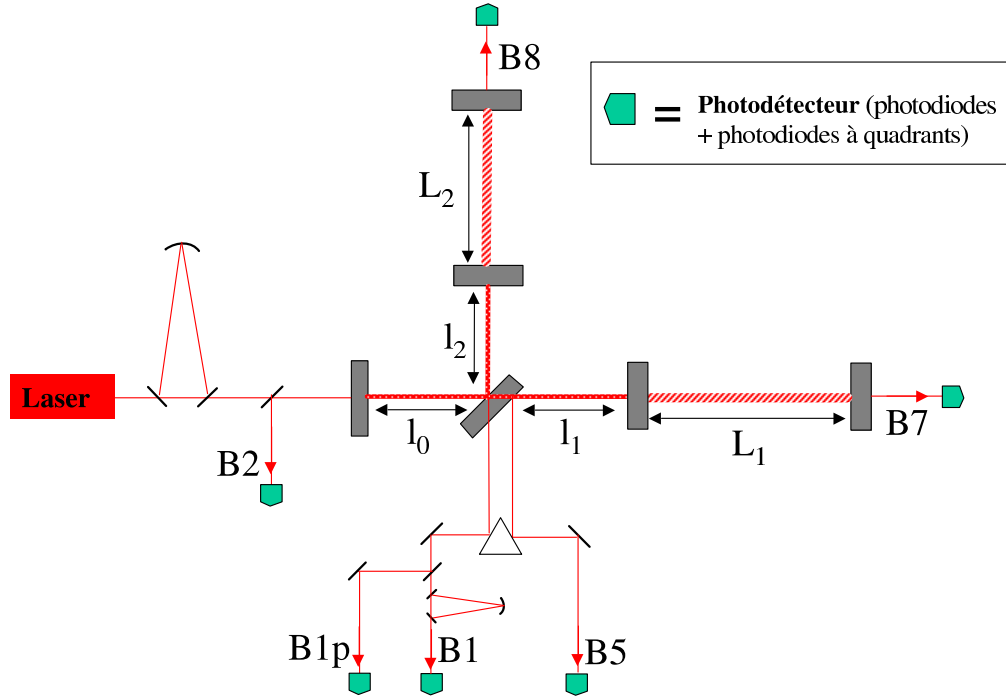


FIG. 2.6 – Longueurs caractéristiques à contrôler et principaux faisceaux de l'interféromètre (sur le schéma les proportions ne sont pas respectées).

à partir des signaux démodulés des photodiodes qui reçoivent ces faisceaux. Sur la Figure 2.6 on peut visualiser les principaux faisceaux de l'interféromètre :

- Le faisceau B1 résulte de l'interférence sur la face semi-réfléchissante de la séparatrice entre les faisceaux réfléchis par chaque bras. Le faisceau B1 est filtré par la cavité mode cleaner de sortie avant d'être mesuré par les photodiodes du banc de détection externe. C'est à partir de ce faisceau que l'on extrait le signal démodulé sensible aux ondes gravitationnelles (appelé signal de frange noire).
- Environ 1 % de la puissance du faisceau B1 est prélevée en amont de la cavité mode cleaner pour être directement transmise vers le banc externe. Le faisceau correspondant, nommé B1p, est également sensible aux ondes gravitationnelles mais avec un contraste moins bon.
- Le faisceau B5 provient de la réflexion du faisceau issu du bras nord sur la deuxième face de la séparatrice (qui présente une réflectivité : $r_{0,BS}^2 \approx 5 \cdot 10^{-4}$).
- A l'extrémité de chaque bras, des photodiodes mesurent le faisceau transmis par le miroir de renvoi de la cavité Fabry-Pérot (qui transmet une fraction de puissance de l'ordre de 40 ppm). Ces faisceaux sont nommés respectivement

B7 et B8 pour le bras nord et le bras ouest.

- Une fraction du faisceau réfléchi par l'interféromètre vers le laser est prélevée à l'aide d'un miroir partiellement réfléchissant placé entre le mode cleaner d'entrée et le miroir de recyclage. Le faisceau correspondant, nommé B2, est lu par une photodiode installée sur un banc optique externe voisin du banc laser (appelé banc d'injection externe).

Pour déterminer les corrections longitudinales à appliquer sur les miroirs, on doit choisir quatre signaux d'erreur appropriés à la mesure des quatre longueurs à contrôler. Les résultats d'un calcul analytique des signaux obtenus en sortie des photodiodes, effectué pour chacun des quatre modes de déplacement, sont présentés dans [30]. Ils montrent que les différents faisceaux ne sont pas sensibles de la même façon à chaque mode de déplacement des miroirs. Par exemple c'est le signal de frange noire qui est le plus sensible à une variation de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot. Ce signal peut donc être utilisé comme signal d'erreur du mode différentiel des cavités. Les trois autres signaux d'erreur sont choisis selon des critères analogues parmi les signaux démodulés des différents faisceaux. Notons toutefois que la matrice liant les quatre signaux d'erreur aux quatre longueurs n'est pas diagonale : il existe donc des couplages entre les différentes boucles de contrôle longitudinal. A titre d'exemple, le signal de frange noire n'est pas sensible uniquement au mode différentiel des Fabry-Pérot, mais aussi au mode différentiel du petit Michelson, le premier dominant le second d'environ un facteur 32 (ce facteur correspond à l'amplification due aux cavités Fabry-Pérot, égale à $\frac{2F}{\pi}$).

Les signaux d'erreur des photodiodes sont numérisés puis traités par un algorithme [31] qui détermine ainsi les signaux de correction à envoyer sur les miroirs. Pour contrôler les longueurs des cavités Fabry-Pérot on agit sur les miroirs de renvoi ; le mode différentiel du petit Michelson est contrôlé en agissant sur la séparatrice ; la longueur de la cavité de recyclage est contrôlée en agissant sur le miroir de recyclage (cf. [30] et [32]). Le schéma standard des boucles de contrôle des miroirs est décrit de manière plus détaillée dans la section 3.6.2.

Contrôle hiérarchique

Les corrections sont réparties, en fonction de la fréquence, entre les actionneurs des différents étages de la suspension, comme le montre la Figure 2.7 :

- La partie à très basse fréquence des corrections (en dessous de 10 mHz) est appliquée au niveau du pendule inversé (actionneurs du filtre 0), car celui-ci autorise des déplacements de quelques centaines de microns qui sont nécessaires pour compenser les variations lentes de longueur des cavités induites par les marées.

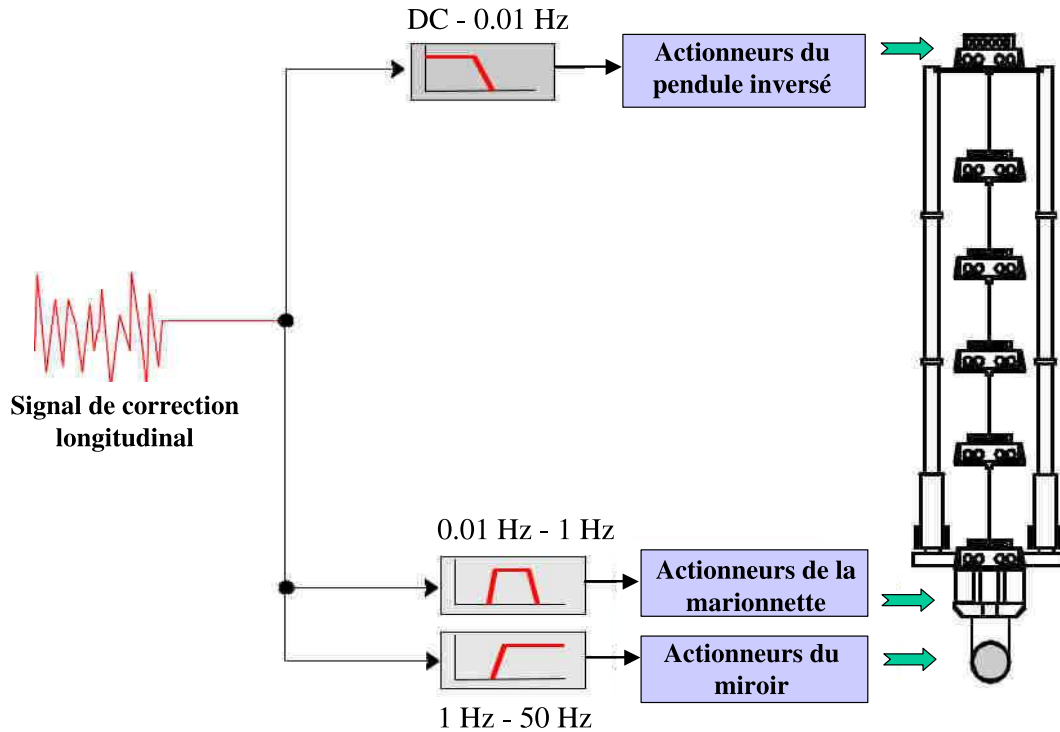


FIG. 2.7 – Répartition du contrôle longitudinal sur l'ensemble de la suspension.

- Entre 10 mHz et quelques Hertz, les corrections sont envoyées sur les actionneurs de la marionnette.
- A partir de quelques Hertz, les forces de contrôle les plus faibles sont appliquées directement sur les miroirs, via les actionneurs de la masse de référence. La limite supérieure de la bande en fréquence utile des contrôles est généralement placée à quelques dizaines de Hertz.

L'intérêt de cette stratégie, nommée le contrôle hiérarchique des suspensions, est double :

- cela permet d'envoyer à chaque point d'action de la suspension des corrections dont l'amplitude est adaptée à la dynamique de positionnement de l'étage concerné.
- De plus, comme on l'expliquera dans la section 3.6.1, l'électronique des actionneurs génère du bruit qui est susceptible d'affecter le mouvement longitudinal des miroirs. Or cette électronique est d'autant plus bruyante qu'elle est adaptée à de grands signaux de correction. La stratégie du contrôle hiérarchique autorise l'utilisation d'une électronique à faible bruit pour le pilotage des bobines de la masse de référence, tandis que l'électronique de plus forte

puissance est réservée aux actionneurs de la marionnette et du pendule inversé, pour lesquels le bruit est filtré mécaniquement.

La configuration du contrôle longitudinal des miroirs a évolué au cours de la mise en route de l'interféromètre, en fonction de la configuration optique, et aussi en fonction de l'impact sur la sensibilité du bruit introduit par les contrôles. Le choix des signaux d'erreur retenus pour chaque configuration optique sera précisé dans les chapitres 5, 6, et 7.

2.3.3 Alignement linéaire des miroirs

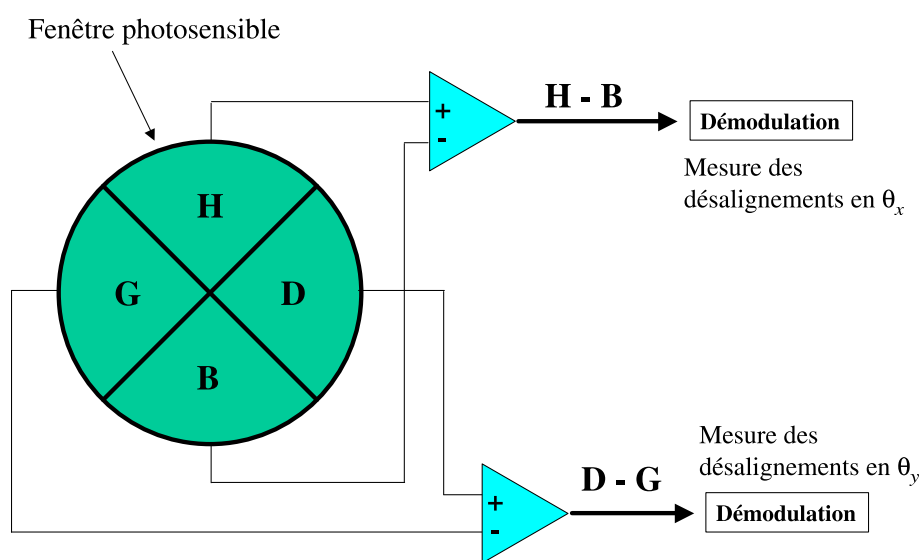


FIG. 2.8 – Vue de face d'une photodiode à quadrants et principe de construction des signaux d'erreur.

Un asservissement analogue au contrôle longitudinal des miroirs est nécessaire pour maintenir les miroirs alignés les uns par rapport aux autres. Cet asservissement porte le nom d'alignement linéaire. Pour chacun des six miroirs de l'interféromètre deux degrés de liberté sont à contrôler : la rotation du miroir autour de son axe horizontal (θ_x), et la rotation autour de l'axe vertical (θ_y). Au total douze degrés de liberté doivent donc être contrôlés.

Pour mesurer les déplacements angulaires des miroirs à partir des faisceaux de l'interféromètre, on utilise des photodiodes qui sont divisées en quatre parties, comme représenté sur la Figure 2.8, d'où le nom de photodiodes à quadrants. La différence entre la puissance reçue par le quadrant du haut et le quadrant du bas fournit un signal d'erreur sensible aux déplacements angulaires en θ_x des miroirs (une fois démodulé à la fréquence de modulation). De même, la différence entre la puissance reçue par le quadrant de droite et le quadrant de gauche fournit un signal d'erreur sensible aux déplacements angulaires en θ_y . A chaque faisceau sont associées deux photodiodes à quadrants. Au total on dispose de seize signaux d'erreur (deux par photodiode à quadrants) pour contrôler tous les degrés de liberté angulaires.

Les corrections angulaires à appliquer sur chaque miroir sont déterminées par logiciel. Elles s'obtiennent par une combinaison linéaire des signaux d'erreur des photodiodes à quadrants. Les forces de correction sont appliquées à partir des actionneurs de la marionnette. Une description plus détaillée du système d'alignement peut être trouvée dans [33] et [34].

2.4 Le commissioning de Virgo

Objectifs du commissioning

La phase de mise en service de l'interféromètre, appelée commissioning, a débuté dans la seconde moitié de l'année 2003. En raison de la complexité des asservissements utilisés pour contrôler la position des miroirs, de nombreux ajustements ont été nécessaires avant de pouvoir contrôler la configuration optique finale de Virgo à l'automne 2004. Depuis, les activités du commissioning se sont poursuivies dans le but d'améliorer la stabilité de l'interféromètre ainsi que sa sensibilité.

Il faut noter que la sensibilité nominale présentée dans la section 2.2.5 est obtenue en ne considérant que les bruits fondamentaux qui limitent la détection des ondes gravitationnelles. Mais au cours de la mise en route de l'interféromètre, la sensibilité est en fait limitée par des bruits instrumentaux qui sont progressivement éliminés par l'optimisation des différents sous-systèmes du détecteur, notamment les systèmes d'asservissement. L'objectif ultime du commissioning est de réduire suffisamment l'impact de ces bruits instrumentaux pour atteindre la sensibilité nominale.

Déroulement du commissioning

Les avancées du commissioning sont régulièrement ponctuées par des prises de données continues de quelques jours, appelées runs techniques, qui permettent de vérifier l'évolution des performances du détecteur, d'analyser l'impact des bruits

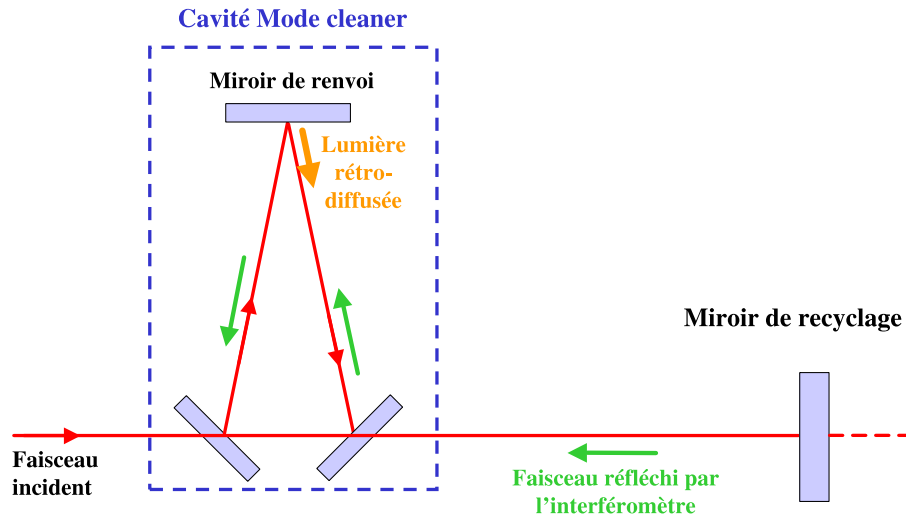


FIG. 2.9 – Schéma simplifié du chemin optique entre la cavité mode cleaner d'entrée et le miroir de recyclage.

instrumentaux, et de préparer l'analyse des données.

La première étape du commissioning s'est consacrée à la configuration cavité simple, dans laquelle seule une cavité Fabry-Pérot est maintenue alignée et verrouillée sur sa longueur de résonance. Trois runs techniques ont été réalisés pour valider les techniques de contrôle utilisées dans cette configuration :

- le run C1 : 4 jours en Novembre 2003 avec la cavité Fabry-Pérot du bras nord maintenue à la résonance ;
- le run C2 : 3 jours en Février 2004 avec la cavité nord maintenue à la résonance et placée sous alignement linéaire, et 1 jour avec la cavité ouest maintenue à la résonance ;
- le run C3 : 4 jours en Avril 2004, pendant lesquels la cavité nord était maintenue à la résonance en agissant sur la fréquence du laser au lieu d'agir sur la position des miroirs.

L'étape suivante du commissioning a consisté à maintenir simultanément les deux cavités Fabry-Pérot à la résonance, tout en contrôlant la position de la séparatrice afin que les faisceaux issus des deux bras interfèrent pour former une frange noire. Cette configuration, appelée interféromètre recombinaison, a été testée

une première fois pendant 24 heures à la fin du run C3. Ensuite deux autres runs ont été réalisés avec l'interféromètre recombinaison pour valider des améliorations techniques :

- le run C4 : 5 jours en Juin 2004, avec l'implémentation d'une stratégie plus robuste pour le contrôle longitudinal des miroirs, ainsi que l'alignement linéaire pour les cavités Fabry-Pérot ;
- le run C5 : 4 jours en Décembre 2004, avec l'implémentation du contrôle hiérarchique pour les suspensions des miroirs de renvoi des cavités.

Le commissioning de la configuration optique finale de Virgo (interféromètre avec cavité de recyclage) a débuté vers la moitié de l'année 2004. Les premières tentatives de contrôle de l'interféromètre recyclé se sont heurtées à une difficulté imprévue, liée à un phénomène de lumière diffusée par le miroir de renvoi de la cavité mode cleaner, comme expliqué ci-dessous.

On peut visualiser sur la Figure 2.9 le chemin optique parcouru par le faisceau qui résonne dans la cavité mode cleaner et est ensuite envoyé dans l'interféromètre. Le faisceau réfléchi par l'interféromètre suit le même chemin en sens inverse ; une petite fraction de la puissance de ce faisceau est rétrodiffusée par le miroir de renvoi du mode cleaner dans la même direction que le faisceau incident, comme cela a été calculé dans [35]. Ce phénomène de lumière rétrodiffusée produit des franges d'interférence parasites dans les faisceaux, ce qui empêche le contrôle de l'interféromètre. Le problème des franges d'interférence parasites a pu être temporairement résolu en atténuant la puissance d'un facteur 10 entre la cavité mode cleaner et le miroir de recyclage, ce qui a permis de réduire d'un facteur 100 l'amplitude des franges d'interférence dues à la lumière rétrodiffusée. Cette légère modification dans le schéma optique du banc d'injection (effectuée en Septembre 2004) a permis d'asservir l'interféromètre recyclé, avec néanmoins pour inconvénient d'abaisser à 0.8 W la puissance entrant dans l'interféromètre.

La configuration interféromètre recyclé a pu être testée pendant 24 heures à la fin du run C5. Depuis, les activités du commissioning ont permis des progrès importants dans les performances de l'interféromètre, tant en terme de stabilité que de sensibilité. Ces avancées ont été marquées par deux autres runs de commissioning :

- le run C6 : deux semaines en Août 2005, pendant lesquelles une version simplifiée de l'alignement linéaire était mise en place, permettant d'augmenter la stabilité de l'interféromètre et d'atteindre un cycle utile de 86 %. L'alignement linéaire ainsi que d'autres améliorations techniques ont également permis d'abaisser la courbe de sensibilité d'environ un ordre de grandeur par rapport à celle obtenue pendant le run C5 (cf. Figure 2.10).
- le run C7 : cinq jours en Septembre 2005, pendant lesquels une version plus avancée de l'alignement linéaire et le contrôle hiérarchique pour les suspensions des miroirs d'extrémité des bras ont pu être testés. Comme le montre

la Figure 2.10, la sensibilité a connu une nouvelle progression.

En parallèle avec les activités du commissioning de l'interféromètre recyclé, un nouveau banc d'injection a été dessiné puis préparé en vue d'éliminer le problème de lumière rétro-diffusée sans avoir à réduire la puissance envoyée dans l'interféromètre. Ce nouveau banc a été installé après le run C7, au cours de l'automne 2005.

Les sensibilités du commissioning

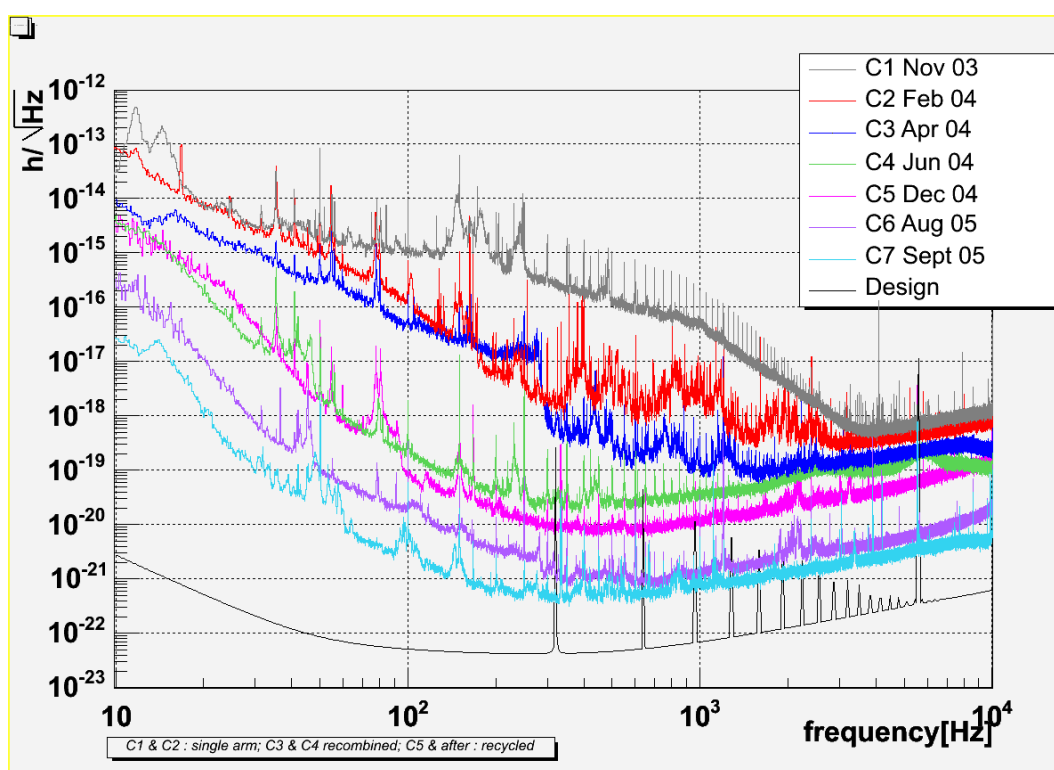


FIG. 2.10 – Sensibilité de l'interféromètre obtenue pendant les runs de commissioning.

La Figure 2.10 montre l'évolution de la sensibilité du détecteur au cours des différents runs de commissioning. On peut constater qu'entre le premier run (C1) et le dernier run en date (C7), la sensibilité a été améliorée de deux à six ordres de grandeur dans toute la bande passante de Virgo. Ces progrès sont en partie liés à l'évolution de la configuration optique de l'interféromètre, et sont aussi dus à la réduction des bruits instrumentaux. Dans ce but, une analyse des courbes de sensibilité obtenues lors de chaque run a été menée : elle a permis d'identifier les principales sources de bruits instrumentaux et de comprendre leur mécanisme de propagation dans le signal de sortie de l'interféromètre. Cette analyse, dont

les résultats seront présentés dans les chapitres 5, 6 et 7, a contribué au choix de certaines des améliorations techniques réalisées par l'équipe de commissioning pour réduire l'impact des bruits instrumentaux.

Chapitre 3

Les bruits instrumentaux de Virgo

3.1 Introduction

Ce chapitre dresse un panorama des différentes sources de bruits instrumentaux que l'on sait susceptibles d'avoir un impact sur la sensibilité de l'interféromètre. La plupart de ces sources de bruit ont été identifiées au cours de l'analyse de la sensibilité de l'interféromètre pendant les runs de commissioning. D'autres n'ont pas encore été observées mais risquent de limiter la sensibilité après élimination des sources de bruit actuellement dominantes. Les sections 3.2 et 3.3 présentent les bruits relatifs au système d'extraction du signal, qu'il s'agisse des bruits de lecture des photodiodes ou du bruit de démodulation. Les bruits affectant le faisceau laser qui entre dans l'interféromètre, à savoir le bruit en fréquence et le bruit en puissance du faisceau, sont présentés dans les sections 3.4 et 3.5, respectivement. La section 3.6 est consacrée aux bruits introduits par les systèmes d'asservissement en position des miroirs. L'impact du bruit d'environnement généré à proximité des bancs optiques est discuté dans la section 3.7.

3.2 Bruit de lecture

Les bruits de lecture sont d'une part les bruits générés par l'électronique de la chaîne de détection et d'autre part le bruit de photons.

L'impact des bruits de lecture sur la sensibilité se fait par deux mécanismes distincts selon les photodiodes concernées:

- Les bruits de lecture associés aux photodiodes du faisceau B1 affectent directement la mesure du signal de frange noire et limitent donc la sensibilité.
- Comme cela a été mentionné dans les sections 2.3.2 et 2.3.3, les signaux

d'erreur des asservissements des miroirs (contrôle longitudinal et alignement linéaire) sont délivrés par des photodiodes dont les bruits de lecture peuvent être propagés par les boucles de contrôle et convertis en bruits de position des miroirs. Ce mécanisme sera décrit de manière plus détaillée dans la section 3.6.

L'origine du bruit de lecture dû à l'électronique de la chaîne de détection est discutée dans le paragraphe 3.2.1. La méthode générale employée pour réduire l'impact des bruits de lecture sur la sensibilité est exposée dans le paragraphe 3.2.2.

3.2.1 La chaîne électronique de détection et ses sources de bruit

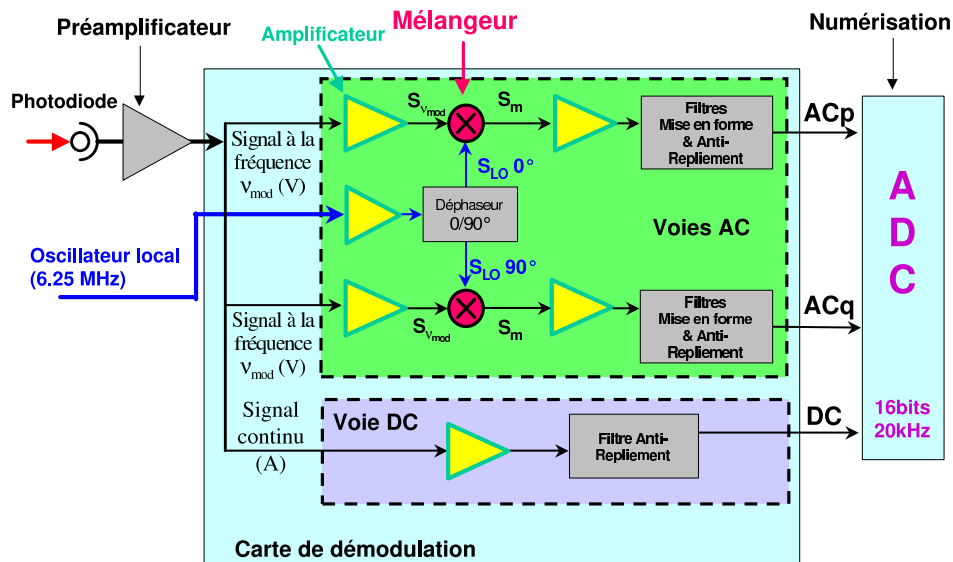


FIG. 3.1 – Schéma de la chaîne d'acquisition des photodiodes.

Un schéma simplifié de l'électronique de la chaîne de détection est présenté sur la Figure 3.1. Un préamplificateur, directement fixé à l'arrière de la photodiode, réalise la conversion courant-tension de la partie alternative du signal (c'est à dire le signal à la fréquence de modulation). Le signal est ensuite envoyé sur la carte de démodulation où il subit les opérations suivantes:

- A l'entrée de la carte de démodulation, la partie continue du signal est

envoyée sur la "voie DC", tandis que le signal à la fréquence de modulation est envoyé sur deux autres voies en parallèle, appelées "voies AC", afin d'y subir l'opération de démodulation.

- Le signal à la fréquence de modulation $S_{\nu_{mod}}(t)$ peut être décrit comme la somme de deux composantes dont les phases sont tournées de 90° :

$$S_{\nu_{mod}}(t) = S_p(t) \cdot \cos(2\pi\nu_{mod}t) + S_q(t) \cdot \sin(2\pi\nu_{mod}t) \quad (3.1)$$

où $S_p(t)$ désigne l'amplitude de la composante dite en phase et $S_q(t)$ l'amplitude de la composante dite en quadrature. Ces grandeurs contiennent l'information sur les degrés de liberté de l'interféromètre (c'est à dire le déplacement des miroirs). Elles sont dominées par des variations dont les fréquences sont très faibles vis à vis de la fréquence de modulation ($\nu_{mod} \approx 6.25 \text{ MHz}$). L'opération de démodulation, réalisée à partir d'un mélangeur (cf. Figure 3.1), revient à multiplier le signal $S_{\nu_{mod}}(t)$ par le signal sinusoïdal utilisé pour la modulation de phase du faisceau laser à l'entrée de l'interféromètre, que l'on appelle oscillateur local ($S_{LO}(t)$).

Sur la voie notée ACp de la Figure 3.1, on extrait l'information portée par la composante en phase du signal. Pour cela on utilise un signal d'oscillateur local dont la phase est réglée de façon à avoir : $S_{LO}(t) = \cos(2\pi\nu_{mod}t)$. Le signal obtenu à la sortie du mélangeur ($S_m(t)$) est donné par :

$$S_m(t) = S_{\nu_{mod}}(t) \cdot S_{LO}(t) = \frac{S_p(t)}{2} \cdot (\cos(4\pi\nu_{mod}t) + 1) + \frac{S_q(t)}{2} \cdot \sin(4\pi\nu_{mod}t) \quad (3.2)$$

Les composantes au double de la fréquence de modulation visibles dans l'expression précédente sont supprimées par filtrage analogique. Le signal démodulé de la voie ACp est finalement donné par : $ACp(t) = \frac{S_p(t)}{2}$.

Sur la voie notée ACq, on extrait l'information portée par la composante en quadrature du signal en tournant de 90° la phase de l'oscillateur local appliqué au mélangeur : $S_{LO}(t) = \cos(2\pi\nu_{mod}t + \frac{\pi}{2})$. Le signal démodulé de la voie ACq est cette fois-ci donné par : $ACq(t) = \frac{S_q(t)}{2}$.

- Sur certaines cartes de démodulation, les signaux démodulés des voies AC sont ensuite traités par des filtres de mise en forme qui visent à réduire la dynamique de ces signaux pour l'adapter au système de numérisation. Compte-tenu du fait que les grands signaux sont concentrés à basse fréquence et les signaux faibles à haute fréquence, on réduit la dynamique en amplifiant les hautes fréquences par rapport aux basses fréquences. Par exemple le filtre de mise en forme appliqué aux signaux démodulés des photodiodes du faisceau B1 a pour action d'amplifier d'un facteur 35 le signal au-dessus de 100 Hz. Il faut noter qu'après la numérisation, le filtre inverse est appliqué au signal par le logiciel de lecture pour lui redonner toute sa dynamique.
- Sur toutes les cartes de démodulation, on trouve également des filtres anti-repliements, dont le rôle est d'éliminer la composante à haute fréquence du

signal (au-dessus de 10 kHz) afin d'éviter qu'elle ne perturbe la numérisation.

A la sortie de la carte de démodulation, les signaux sont numérisés à l'aide d'un convertisseur numérique analogique (convertisseur ADC) qui comporte 16 bits et peut traiter des signaux dont l'amplitude est comprise entre -10 V et +10 V. Sa fréquence d'échantillonnage est réglée à 20 kHz. Trois signaux par carte de démodulation sont échantillonnés : la voie DC, la voie ACp (signal démodulé en phase) et la voie ACq (signal démodulé en quadrature).

Le bruit électronique obtenu à la sortie de la chaîne de détection résulte principalement du bruit de quantification des convertisseurs ADC et du bruit généré par le préamplificateur.

Le bruit de quantification des ADC est un bruit blanc dont la densité spectrale, exprimée en $V/\sqrt{Hz}$, est :

$$\delta\tilde{n}_{ADC} = \frac{1}{\sqrt{6f_e}} \frac{2A}{2^N} \quad (3.3)$$

où f_e est la fréquence d'échantillonnage, A est la limite de saturation des ADC ($A = 10$ V) et N leur nombre de bits. Le bruit de quantification calculé à partir de la relation (3.3) est égal à $0.9 \mu V/\sqrt{Hz}$.

L'impact du bruit de quantification est minimisé en ajustant le gain de la carte de démodulation de manière à ce que le signal utilise toute la dynamique des ADC. L'utilisation des filtres de mise en forme du signal contribue à la réduction de l'impact du bruit de quantification au-dessus de 100 Hz, lorsque le gain de la carte de démodulation ne peut plus être augmenté en raison de la présence de grands signaux à basse fréquence. En général, le bruit électronique généré en amont de la carte de démodulation devient alors dominant, au moins pour ce qui concerne les hautes fréquences.

Le bruit mesuré à la sortie du préamplificateur [36] est un bruit blanc dont la densité spectrale est égale à $4 nV/\sqrt{Hz}$. Ce bruit se propage à travers la carte de démodulation dans laquelle il subit les effets de deux amplificateurs, du mélangeur et du filtre de mise en forme. Dans une configuration optimale pour la dynamique du système, le gain de la carte de démodulation est réglé de manière à ce que la contribution du bruit du préamplificateur obtenue au niveau du convertisseur ADC soit légèrement supérieure au niveau du bruit de quantification. Ceci est possible avec un gain global de 300 pour la carte de démodulation. On obtient alors en sortie de la chaîne de détection un bruit électronique légèrement supérieur à $1 \mu V/\sqrt{Hz}$.

3.2.2 Réduction de l'impact des bruits de lecture

L'impact des bruits de lecture sur la sensibilité du détecteur dépend du rapport signal sur bruit obtenu à la sortie de la chaîne d'acquisition des photodiodes. Ainsi la contribution des bruits de lecture peut être réduite en augmentant la puissance du faisceau incident sur les photodiodes. On doit toutefois distinguer le cas d'un bruit électronique de celui d'un bruit de photons :

- Le bruit électronique généré dans la chaîne d'acquisition des photodiodes ne dépend pas en première approximation de la puissance du faisceau atteignant les photodiodes¹, alors que le signal physique obtenu après démodulation est proportionnel à la puissance. La contribution du bruit électronique dans la courbe de sensibilité varie donc de manière inversement proportionnelle à la puissance incidente sur les photodiodes.
- Le niveau absolu du bruit de photons augmente avec la racine carrée de la puissance (cf. section 2.2.5). Sa contribution dans la courbe de sensibilité est donc inversement proportionnelle à la racine carrée de la puissance.

3.3 Bruit de démodulation

Lors du processus de démodulation, les fluctuations relatives de phase entre le signal à la fréquence de modulation délivré par la photodiode et le signal de l'oscillateur local sont susceptibles de générer du bruit dans le signal démodulé, appelé bruit de démodulation. Le mécanisme de couplage permettant d'expliquer ce phénomène est décrit dans le paragraphe suivant.

3.3.1 Génération du bruit de démodulation

Dans ce paragraphe on considère que le signal à la fréquence de modulation délivré par la photodiode subit des fluctuations de phase $\delta\phi_S(t)$, de telle sorte que :

$$S_{\nu_{mod}}(t) = S_p(t).cos(2\pi\nu_{mod}t + \delta\phi_S(t)) + S_q(t).sin(2\pi\nu_{mod}t + \delta\phi_S(t)) \quad (3.4)$$

On considère de même que l'oscillateur local subit des fluctuations de phase $\delta\phi_{LO}(t)$:

$$S_{LO}(t) = cos(2\pi\nu_{mod}t + \delta\phi_{LO}(t)) \quad (3.5)$$

1. Cette approximation est valable tant que la puissance n'atteint pas la limite maximale admissible par les photodiodes. Au delà de cette puissance limite, on doit répartir le faisceau sur un plus grand nombre de photodiodes, ce qui a pour effet d'augmenter l'impact du bruit électronique qui varie comme la racine carrée du nombre de photodiodes.

Le signal obtenu à la sortie du mélangeur de la voie ACp est alors donné par :

$$S_m(t) = \frac{S_p(t)}{2} \cdot \left\{ \cos(4\pi\nu_{mod}t + \delta\phi_S(t) + \delta\phi_{LO}(t)) + \cos(\delta\phi_S(t) - \delta\phi_{LO}(t)) \right\} \\ + \frac{S_q(t)}{2} \cdot \left\{ \sin(4\pi\nu_{mod}t + \delta\phi_S(t) + \delta\phi_{LO}(t)) + \sin(\delta\phi_S(t) - \delta\phi_{LO}(t)) \right\} \quad (3.6)$$

Après élimination des composantes au double de la fréquence de modulation dans la relation (3.6) et après développement au premier ordre des fonctions trigonométriques, l'expression du signal ACp en sortie de la chaîne de détection s'écrit :

$$ACp(t) = \frac{S_p(t)}{2} + \frac{S_q(t)}{2} \delta\phi_{dem}(t) \quad (3.7)$$

où $\delta\phi_{dem}(t)$ représente les fluctuations relatives de phase entre le signal à la fréquence de modulation délivré par la photodiode et le signal d'oscillateur local : $\delta\phi_{dem}(t) = \delta\phi_S(t) - \delta\phi_{LO}(t)$.

La relation (3.7) peut encore être réécrite sous la forme :

$$ACp(t) = S_{ACp}(t) + \delta ACp(t) \quad (3.8)$$

où :

- $S_{ACp}(t) = \frac{S_p(t)}{2}$ correspond au signal physique résultant d'un déplacement de miroir. Par exemple dans le cas des photodiodes qui reçoivent le faisceau B1, $ACp^*(t)$ serait induit par une variation relative de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot.
- $\delta ACp(t) = \frac{S_q(t)}{2} \delta\phi_{dem}(t) = S_{ACq}(t) \cdot \delta\phi_{dem}(t)$ représente la contribution du bruit de phase $\phi_{dem}(t)$ dans le signal démodulé. Ce terme est proportionnel au signal induit sur la voie ACq à cause des désalignements des miroirs.

La densité spectrale d'amplitude du signal S_{ACq} est largement dominée par les basses fréquences (c'est à dire les fréquences en dessous de la bande passante de Virgo). Dans ces conditions, on peut utiliser l'approximation donnée par la relation (A.5) de l'Annexe A pour évaluer la densité spectrale d'amplitude du bruit δACp :

$$\delta \tilde{ACp} = ACq_{RMS} \cdot \delta \tilde{\phi}_{dem} \quad (3.9)$$

où ACq_{RMS} représente la moyenne quadratique (appelée RMS) du signal S_{ACq} .

Le calcul précédent montre que des fluctuations relatives de phase entre le signal de photodiode à la fréquence de modulation et le signal d'oscillateur local utilisé pour la démodulation génèrent un bruit dans le signal démodulé de la voie ACp dont la densité spectrale d'amplitude est proportionnelle au RMS du signal induit sur la voie ACq. Le phénomène est tout à fait symétrique pour ce qui concerne le

bruit de démodulation généré sur la voie ACq.

Le bruit de phase $\delta\phi_{dem}$ peut avoir deux origines différentes : Il peut être généré au niveau de l'électronique de la chaîne de détection comme cela est envisagé dans le paragraphe 3.3.2, mais il peut également résulter du bruit de phase intrinsèque du générateur qui délivre le signal utilisé pour la modulation de phase du faisceau laser, comme cela est expliqué dans le paragraphe 3.3.3.

3.3.2 Bruit de phase de la carte LO

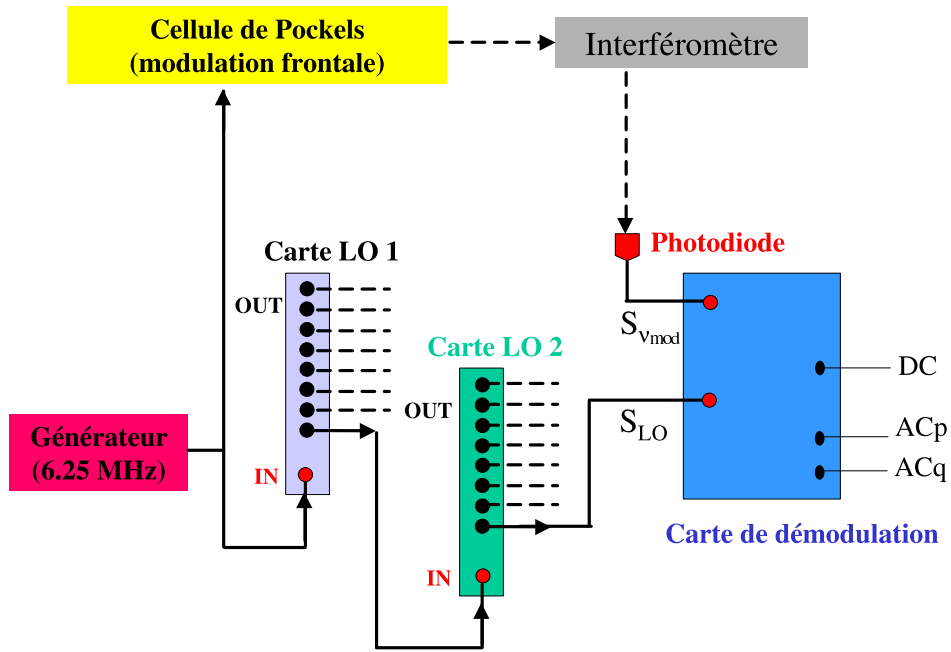


FIG. 3.2 – *Système de distribution du signal LO.*

La phase du signal d'oscillateur local (S_{LO}) doit être ajustée par rapport à celle du signal $S_{\nu_{mod}}$ pour que, lors du processus de démodulation, l'information portée par la composante en phase du signal $S_{\nu_{mod}}$ ne se mélange pas à l'information portée par sa composante en quadrature. Pour cela le signal sinusoïdal à 6.25 MHz utilisé pour la démodulation doit subir un déphasage. Ceci est réalisé par une carte électronique, appelée carte LO, dont le rôle consiste d'une part à distribuer le signal d'oscillateur local vers chaque carte de démodulation et d'autre part à ajuster la phase de ce signal pour chaque faisceau.

Un schéma simplifié du système de distribution du signal d'oscillateur local est représenté sur la Figure 3.2. Un générateur délivre un signal sinusoïdal à 6.25 MHz qui est directement appliqué sur la cellule de Pockels utilisée pour la modulation de phase du faisceau laser. Ce même signal est traité successivement par deux cartes LO avant d'être appliqué sur les cartes de démodulation. La première carte LO (notée carte LO 1 sur la figure) est chargée de la distribution du signal vers chaque groupe de photodiodes (le groupe de photodiodes du faisceau B1, celui du faisceau B2, etc...). La seconde carte LO (notée carte LO 2) distribue le signal d'oscillateur local vers chaque carte de démodulation du groupe de photodiodes concerné, tout en ajustant la phase de ce signal.

Au sein de l'électronique de la chaîne de détection, la carte LO est le principal candidat suspecté de générer du bruit de phase. Le résultat d'une mesure du bruit de phase des cartes LO utilisées dans la phase initiale du commissioning sera présenté dans le chapitre 7 (cf. section 7.4.2).

3.3.3 Bruit de phase du générateur

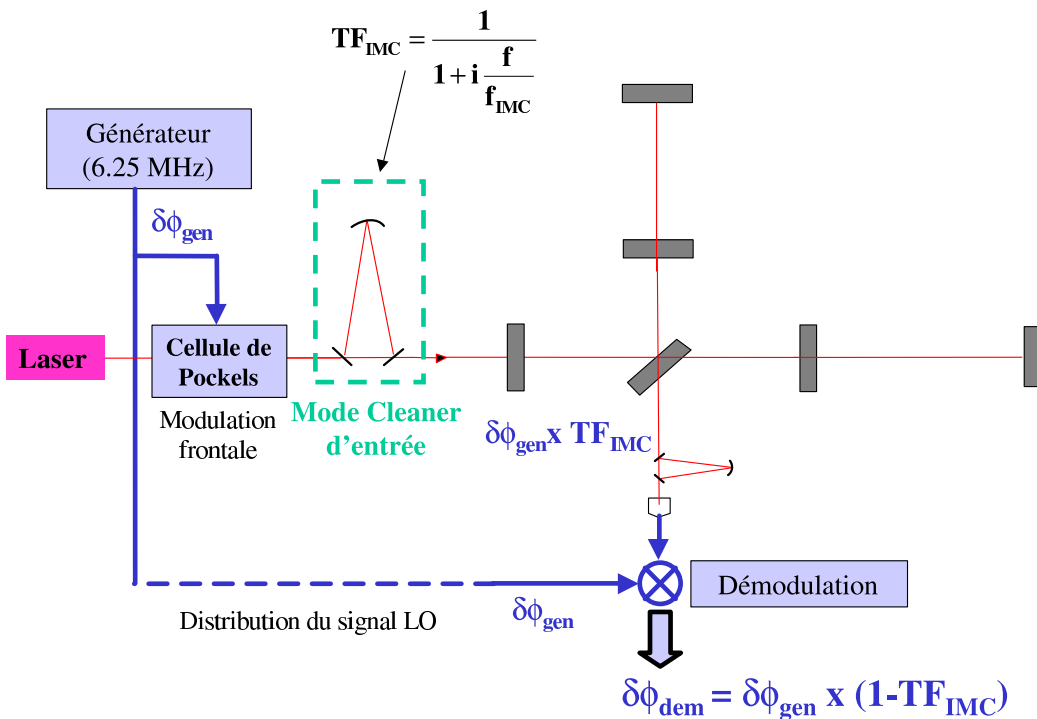


FIG. 3.3 – Propagation du bruit de phase du générateur dans le signal de frange noire. Pour des raisons de clarté les cartes LO ne sont pas représentées.

Dans ce paragraphe on considère l'impact du bruit de phase intrinsèque du générateur ($\delta\phi_{gen}$) sur les signaux démodulés.

Le schéma de propagation du bruit de phase du générateur dans le signal de frange noire est représenté sur la Figure 3.3. Le mécanisme est similaire pour les autres faisceaux.

Les fluctuations de phase du signal obtenu en sortie de l'interféromètre ($\delta\phi_S$) s'obtiennent en tenant compte de l'effet de filtrage de la cavité mode cleaner d'entrée sur le bruit de phase du générateur. L'effet de la cavité de recyclage est négligeable par rapport à celui de la cavité mode cleaner, et les cavités Fabry-Pérot n'interviennent pas dans ce calcul parce que les bandes latérales ne sont pas résonnantes dans les Fabry-Pérot (cf. section 2.2.4). Les fluctuations $\delta\phi_S$ sont ainsi données, dans le domaine fréquentiel, par la relation :

$$\delta\tilde{\phi}_S = \delta\tilde{\phi}_{gen} \frac{1}{1 + i \frac{f}{f_{IMC}}} \quad (3.10)$$

où f_{IMC} est la fréquence de coupure de la cavité mode cleaner ; elle est égale à 500 Hz.

Le retard introduit par les câbles qui relient le générateur à l'électronique de la détection est négligeable. On peut donc écrire que les fluctuations de phase du signal d'oscillateur local envoyé sur la carte de démodulation sont les mêmes que celles du signal directement émis par le générateur, c'est à dire : $\delta\tilde{\phi}_{LO} = \delta\tilde{\phi}_{gen}$ (le bruit de phase propre à la carte LO n'est pas considéré ici).

Les fluctuations relatives de phase entre le signal obtenu en sortie de l'interféromètre et le signal d'oscillateur local sont finalement données par :

$$\delta\phi_{dem} = ||\delta\tilde{\phi}_S - \delta\tilde{\phi}_{LO}|| = \delta\phi_{gen} \frac{\frac{f}{f_{IMC}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{IMC}}\right)^2}} \quad (3.11)$$

Ce calcul montre que la propagation du bruit de phase du générateur dans les signaux démodulés est liée au déphasage introduit par la cavité mode cleaner d'entrée dans le signal lu en sortie de l'interféromètre. L'effet de filtrage de la cavité étant moins important à basse fréquence, les deux bruits ($\delta\tilde{\phi}_{LO}$ et $\delta\tilde{\phi}_S$) ont tendance à s'annuler. C'est pourquoi, l'impact du bruit de phase du générateur diminue lorsque l'on s'intéresse à des fréquences de plus en plus faibles.

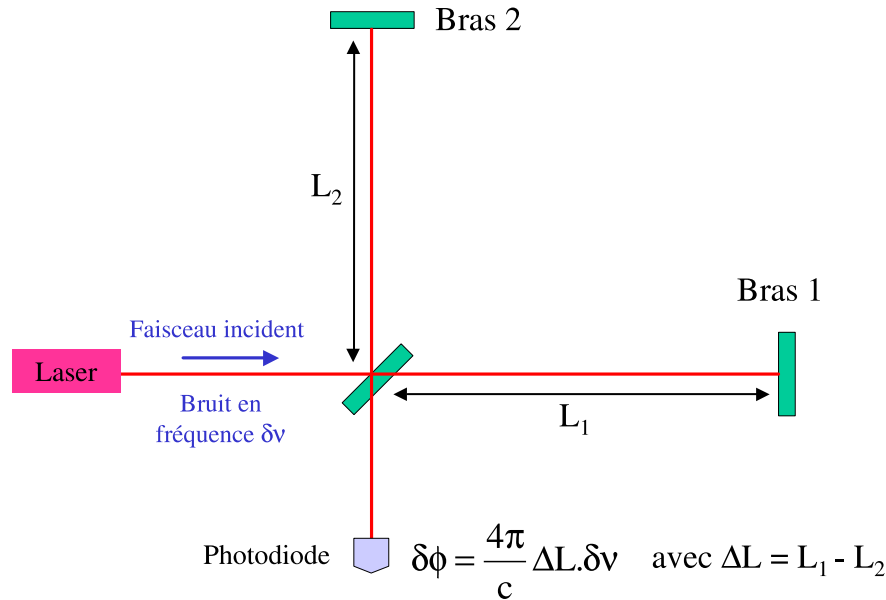


FIG. 3.4 – Propagation du bruit en fréquence du faisceau dans un interféromètre de Michelson présentant une différence de longueur statique entre ses bras.

3.4 Bruit en fréquence du faisceau

Propagation du bruit en fréquence du faisceau sur le signal de frange noire

Dans un interféromètre de Michelson simple, les fluctuations $\delta\nu$ de la fréquence du faisceau incident génèrent des fluctuations de la phase des faisceaux réfléchis par chaque bras de l'interféromètre. Pour un bras de longueur L , ces fluctuations de phase sont données par :

$$\delta\tilde{\phi}_{bras} = \frac{4\pi}{c} \cdot L \cdot \delta\nu \quad (3.12)$$

Dans le cas d'un interféromètre de Michelson idéal (c'est à dire un interféromètre dont les deux bras sont de même longueur), les fluctuations de phase des faisceaux réfléchis par chaque bras sont identiques. Si l'interféromètre est verrouillé sur la frange noire, l'effet des fluctuations de fréquence du faisceau incident est donc annulé par le processus d'interférence.

En revanche, si l'interféromètre présente une différence de longueur statique ΔL entre ses bras (cf. Figure 3.4), les deux faisceaux réfléchis se retrouvent alors

déphasés d'une quantité :

$$\delta\tilde{\phi} = \frac{4\pi}{c} \Delta L \delta\tilde{\nu} \quad (3.13)$$

L'effet des fluctuations de fréquence du faisceau incident (désignées également sous l'appellation de bruit en fréquence) n'est donc pas complètement annulé par le processus d'interférence.

Les variations δl de la différence de longueur entre les deux bras induites par une onde gravitationnelle produisent un déphasage à la sortie de l'interféromètre donné par la relation :

$$\delta\tilde{\phi} = \frac{4\pi}{c} \nu \delta\tilde{l} \quad (3.14)$$

En comparant les relations (3.13) et (3.14), on en déduit que le bruit en fréquence $\delta\nu$ produit en sortie de l'interféromètre un signal identique à celui qui serait généré par des fluctuations δl de la différence de longueur entre les deux bras vérifiant :

$$\delta\tilde{l} = \Delta L \frac{\delta\tilde{\nu}}{\nu} \quad (3.15)$$

Pour quantifier l'atténuation du bruit en fréquence due à l'interférence, on introduit une grandeur appelée le facteur de réjection du mode commun² et désignée par le sigle CMRF (pour Common Mode Rejection Factor). Le CMRF est défini mathématiquement comme la fonction de transfert donnée par :

$$CMRF(f) = \left\| \frac{\delta\tilde{l}/L}{\delta\tilde{\nu}/\nu} \right\| \quad (3.16)$$

Avec cette définition, la valeur du CMRF est d'autant plus faible que l'atténuation du bruit en fréquence par le processus d'interférence est grande.

Dans le cas du Michelson simple, l'expression du CMRF dû à une différence de longueur statique entre les bras s'écrit donc :

$$CMRF = \frac{\Delta L}{L} \quad (3.17)$$

Dans cet exemple le CMRF ne dépend pas de la fréquence. Pour un interféromètre de Michelson simple, la contribution du bruit en fréquence du faisceau incident dans le signal de frange noire est donc proportionnelle à l'asymétrie relative de longueur entre les bras.

Dans le cas d'un interféromètre doté de cavités Fabry-Pérot, d'autres types d'asymétrie sont susceptibles d'influencer la propagation du bruit en fréquence

2. Le qualificatif mode commun est utilisé pour désigner tout bruit qui affecte de la même manière les faisceaux se propageant dans les deux bras de l'interféromètre. En particulier le bruit en fréquence du faisceau incident peut être qualifié de bruit de mode commun.

dans le signal de frange noire. Par exemple, une différence de finesse entre les deux cavités Fabry-Pérot a pour conséquence une asymétrie de longueur entre les chemins optiques des deux cavités. L'expression du CMRF prend dans ce cas une forme plus complexe que celle donnée par la relation (3.17) car elle doit tenir compte des filtrages en fréquence des cavités, ce qui rend le CMRF dépendant de la fréquence.

D'une manière générale, pour ce qui concerne l'interféromètre Virgo, l'impact d'un bruit en fréquence sur le signal de frange noire dépend principalement des asymétries de finesse, de pertes et de réflectivité entre les deux cavités Fabry-Pérot. Une analyse du comportement du CMRF en fonction de la fréquence pour les principales sources d'asymétrie envisageables a dû être menée pour identifier le mécanisme de propagation du bruit en fréquence dans le signal de frange noire. Cette analyse, réalisée pour l'interféromètre recombinaison et l'interféromètre recyclé, est présentée dans la section 6.3 du chapitre 6 et la section 7.3 du chapitre 7, respectivement.

Origine du bruit en fréquence du faisceau

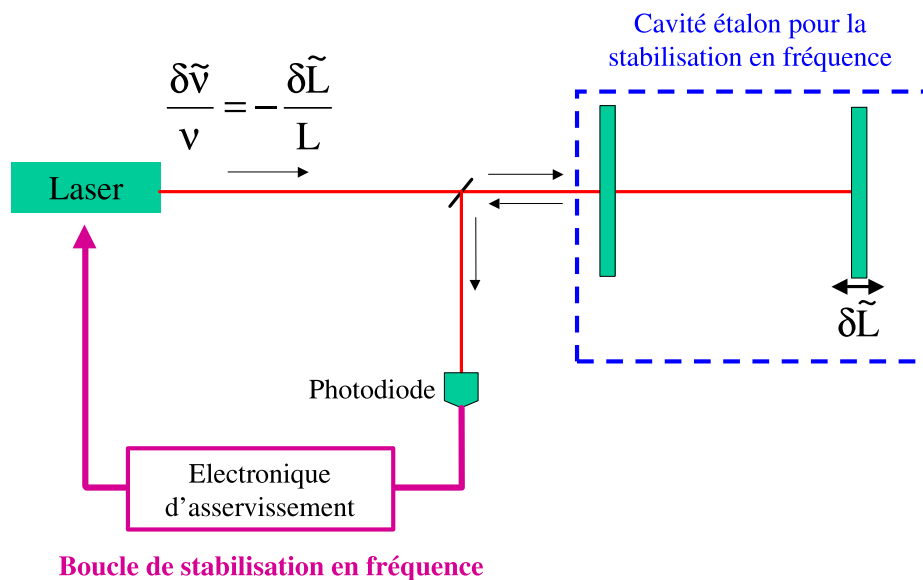


FIG. 3.5 – Schéma de principe de la boucle de stabilisation en fréquence avec mise en évidence de l'effet d'un bruit en longueur de la cavité étalon.

Les contraintes en terme de stabilité en fréquence du laser de Virgo ont été estimées dans [37] en exigeant que le niveau de bruit en fréquence ramené en sensibilité équivalente soit plus petit d'un facteur 10 que la sensibilité nominale. Le résultat obtenu en supposant que le CMRF est limité par une asymétrie de finesse de 4 % entre les deux cavités Fabry-Pérot indique que le bruit en fréquence du faisceau incident doit être de l'ordre de $10^{-5} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz et 1000 Hz, et de l'ordre de $10^{-6} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz. Or une mesure du bruit en fréquence rapportée dans [37] sur un laser libre similaire à celui utilisé dans Virgo fournit un bruit égal à $\frac{2 \cdot 10^4}{f} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$, soit environ huit ordres de grandeur au-dessus des spécifications. Un système d'asservissement de la fréquence du laser est donc indispensable pour pouvoir atteindre la sensibilité nominale.

La fréquence du laser est asservie sur une cavité optique suspendue³ qui sert d'étalon de fréquence (schématisée sur la Figure 3.5). Le signal d'erreur du système d'asservissement est mesuré à partir d'une photodiode qui reçoit le faisceau réfléchi par cette cavité. Le gain de la boucle d'asservissement doit être très élevé compte tenu des contraintes énoncées précédemment. Ceci a pour conséquence que le gain unité de la fonction de transfert en boucle ouverte du système de stabilisation en fréquence est placé autour de 200 kHz. Il en résulte que le système de numérisation utilisé dans Virgo (dont la fréquence d'échantillonnage est limitée à 20 kHz) n'est pas suffisamment rapide pour permettre d'implémenter de façon numérique la boucle de stabilisation en fréquence⁴. Celle-ci est donc réalisée de manière analogique.

Lorsque le système de stabilisation en fréquence est opérationnel, le bruit en fréquence résiduel du faisceau laser résulte alors des effets suivants :

- les bruits de lecture (tels que le bruit électronique ou le bruit de photons) de la photodiode qui délivre le signal d'erreur de la boucle de stabilisation en fréquence ;
- le bruit en longueur (ou tout autre bruit générant un effet équivalent) de la cavité sur laquelle la fréquence du laser est stabilisée. Ce bruit génère des fluctuations de phase du faisceau similaires à celles que produirait un bruit en fréquence du laser. L'impact de ce phénomène est détaillé dans la suite.

Le signal d'erreur du système de stabilisation en fréquence est sensible aux fluctuations de fréquence du faisceau laser mais aussi aux fluctuations de longueur de la cavité étalon. C'est pourquoi lorsque la cavité est soumise à un bruit en longueur δL , les corrections appliquées sur le laser tendent à convertir le bruit en

3. On se place ici dans un cas général, mais on verra dans les chapitres ultérieurs, qu'en pratique, les cavités utilisées comme étalon de fréquence sont la cavité mode cleaner d'entrée ou les cavités Fabry-Pérot.

4. La possibilité d'augmenter la fréquence d'échantillonnage est envisagée dans le futur. La boucle de stabilisation en fréquence du laser pourrait alors être implémentée de façon numérique.

longueur de la cavité en un bruit en fréquence du laser vérifiant la relation :

$$\frac{\delta\tilde{\nu}}{\nu} = -\frac{\delta\tilde{L}}{L} \quad (3.18)$$

Cette situation est représentée sur la Figure 3.5.

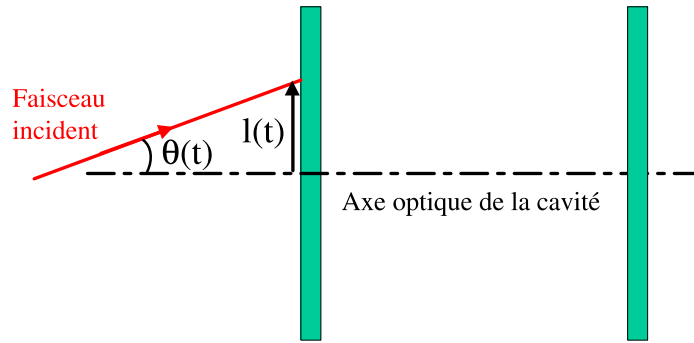


FIG. 3.6 – *Bruit de position du faisceau à l'entrée de la cavité utilisée comme étalon de fréquence.*

On peut remarquer que des fluctuations de la position transversale et de la direction du faisceau entrant dans la cavité étalon produisent également un effet équivalent à celui d'un bruit en fréquence du faisceau laser. La situation considérée peut être visualisée sur la Figure 3.6. On note $l(t)$ la variation de la position transversale du faisceau incident par rapport au centre du miroir d'entrée de la cavité et $\theta(t)$ la variation de la position angulaire du faisceau incident par rapport à l'axe optique de la cavité. On associe aux variables $l(t)$ et $\theta(t)$ des variables réduites, appelées respectivement ϵ et β , qui sont définies comme suit : $\epsilon(t) = \frac{l(t)}{w_0}$ et $\beta(t) = \frac{\pi w_0}{\lambda} \theta(t)$, où w_0 est la taille du faisceau résonnant dans la cavité. Les fluctuations de position du faisceau ϵ et β ont pour effet de modifier le couplage entre le mode fondamental (TEM_{00}) du faisceau incident et le faisceau qui résonne dans la cavité. Un calcul effectué dans [38] montre que ce phénomène produit une variation $\delta\phi(t)$ de la phase du faisceau résonnant :

$$\delta\phi(t) = 2\beta(t).\epsilon(t) \quad (3.19)$$

Cette variation de phase est équivalente à une variation de la fréquence du laser telle que :

$$\delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d(\delta\phi)}{dt} \quad (3.20)$$

Dans le domaine fréquentiel la relation précédente devient :

$$\delta\tilde{\nu} = f.\delta\tilde{\phi} \quad (3.21)$$

Les fluctuations de position du faisceau étant dominées par des basses fréquences (c'est à dire des fréquences en dessous de la bande passante de Virgo), la densité spectrale $\delta\tilde{\phi}$ peut être obtenue en utilisant l'approximation donnée par la relation (A.4) de l'Annexe A :

$$\delta\tilde{\phi} \approx 2(\beta_{RMS}.\tilde{\epsilon} + \epsilon_{RMS}.\tilde{\beta}) \quad (3.22)$$

où β_{RMS} et ϵ_{RMS} désignent les moyennes quadratiques (RMS) de β et ϵ ; $\tilde{\epsilon}$ et $\tilde{\beta}$ sont les spectres des bruits en position du faisceau évalués dans la bande passante de Virgo.

Finalement, les fluctuations de position du faisceau à l'entrée de la cavité produisent un effet identique à celui d'un bruit en fréquence donné par :

$$\delta\tilde{\nu} = 2(\beta_{RMS}.\tilde{\epsilon} + \epsilon_{RMS}.\tilde{\beta}).f \quad (3.23)$$

Les considérations précédentes montrent que le bruit en fréquence du faisceau qui entre dans l'interféromètre peut résulter du bruit de lecture de la photodiode qui fournit le signal d'erreur du système de stabilisation en fréquence du laser. Il peut également être la conséquence des variations de longueur de la cavité étalon ou des fluctuations de la position du faisceau à l'entrée de cette cavité. Celles-ci sont équivalentes à un bruit en fréquence qui tend à être compensé par la boucle de stabilisation en fréquence du laser. L'estimation de la contribution du bruit en fréquence dans le signal de frange noire nécessite donc au préalable d'analyser la stratégie utilisée pour contrôler la fréquence du laser. Celle-ci a été amenée à évoluer au cours du commissioning de Virgo en fonction de la configuration optique de l'interféromètre et des avancées en terme de sensibilité. Ces stratégies seront détaillées dans les chapitres 5, 6 et 7.

3.5 Bruit en puissance du faisceau

En raison de la modulation en phase du faisceau à 6.25 MHz il faut distinguer deux catégories de bruit en puissance :

- le bruit en puissance à la fréquence de modulation, intrinsèque au laser, dont l'impact sur le signal de frange noire dépend de la puissance totale atteignant les photodiodes du faisceau B1 ;
- le bruit en puissance à "basse fréquence" (c'est à dire dans la gamme de fréquences correspondant à la bande passante de Virgo) du faisceau qui entre dans l'interféromètre. Ce bruit se propage à la sortie de l'interféromètre si la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot s'écarte légèrement de la condition de frange noire.

Ces deux cas sont envisagés dans la suite.

3.5.1 Bruit à la fréquence de modulation

Les fluctuations de puissance du laser à la fréquence de modulation (c'est à dire à 6.25 MHz) sont ramenées dans le signal de sortie de l'interféromètre par le processus de démodulation. La contribution du bruit en puissance du laser à 6.25 MHz dans le signal de frange noire (exprimée en $W/\sqrt{Hz}$) est donnée par la relation :

$$\delta\tilde{n}_{laser} = \sqrt{2} \frac{\delta\tilde{P}_{\nu_{mod}}}{P} . P_{B1} \quad (3.24)$$

où $\frac{\delta\tilde{P}_{\nu_{mod}}}{P}$ représente les fluctuations relatives de la puissance du laser à la fréquence de modulation, et P_{B1} désigne la puissance totale atteignant les photodiodes du faisceau B1.

D'autre part, comme mentionné dans la section 2.2.5 2.3 ou 2.4 du CHAPITRE 2, la contribution du bruit de photon dans le signal de frange noire (cf. section 2.2.5, relation (1.3.2)) est donnée par :

$$\delta\tilde{n}_{photon} = \sqrt{2} \sqrt{2 \frac{h\nu}{\eta}} \sqrt{P_{B1}} \quad (3.25)$$

où η est l'efficacité quantique des photodiodes.

Pour que le bruit du laser à la fréquence de modulation ne limite pas la sensibilité, on doit s'assurer que sa contribution dans le signal de frange noire reste inférieure à celle du bruit de photon, c'est à dire : $\delta\tilde{n}_{laser} < \delta\tilde{n}_{photon}$. En explicitant cette condition à l'aide des relations (3.24) et (3.25), on obtient :

$$\frac{\delta\tilde{P}_{\nu_{mod}}}{P} < \sqrt{2 \frac{h\nu}{\eta}} \cdot \frac{1}{\sqrt{P_{B1}}} \quad (3.26)$$

La relation précédente montre que les contraintes sur la limite supérieure des fluctuations relatives de puissance du laser sont d'autant plus fortes que la puissance totale atteignant les photodiodes du faisceau B1 est élevée. A titre d'exemple, au cours du run de commissioning C7, la puissance atteignant les photodiodes était de l'ordre de 4.6 mW, ce qui conduit à une limite supérieure pour le bruit en puissance : $\frac{\delta\tilde{P}_{\nu_{mod}}}{P} < 9 \cdot 10^{-9} / \sqrt{Hz}$. Le niveau du bruit en puissance à 6.25 MHz du laser utilisé dans Virgo est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9} / \sqrt{Hz}$, soit plus d'un facteur 4 en dessous des contraintes imposées pendant le run C7. Ce bruit n'a en fait jamais limité la sensibilité au cours des runs de commissioning réalisés avant l'année 2006.

On rappelle que la puissance atteignant les photodiodes du faisceau B1 est donnée par la relation (cf. section 2.2.4) :

$$P_{B1} = P \cdot \left(J_0^2(m) \cdot G_R \cdot \frac{1-C}{2} + 2J_1^2(m) \cdot T \right) \quad (3.27)$$

où $1 - C$ est le défaut de contraste de l'interféromètre, G_R le gain de recyclage pour la porteuse, et T le facteur de transmission des bandes latérales. La faible valeur de P_{B1} obtenue pendant le run C7 est liée au fait que le défaut de contraste est très faible ($1 - C \approx 5 \cdot 10^{-5}$), ce qui signifie que la puissance atteignant les photodiodes est seulement limitée par la contribution des bandes latérales. Il est intéressant de remarquer que pour un défaut de contraste plus grand (à partir de $1 - C \geq 5 \cdot 10^{-4}$), le niveau de puissance atteignant les photodiodes du faisceau B1 serait conditionné par ce défaut de contraste. La contrainte sur le bruit en puissance du laser à 6.25 MHz serait alors plus forte.

Le bruit en puissance intrinsèque du laser (cette fois-ci aux fréquences correspondant à la bande passante de Virgo) peut se propager dans le signal de frange noire via un autre mécanisme qui est décrit dans le paragraphe suivant.

3.5.2 Bruit dans la bande passante de Virgo

Propagation du bruit en puissance sur le signal de frange noire

Le signal obtenu à la sortie de l'interféromètre après démodulation (S_p) dépend de la puissance du faisceau entrant dans l'interféromètre (P) ainsi que de la variation de la différence de longueur entre les cavités Fabry-Pérot par rapport à la condition de frange noire (δl). Le signal S_p est décrit dans le domaine temporel par l'équation :

$$S_p(t) \propto P(t) \cdot \delta l(t) \quad (3.28)$$

où le symbole $\propto$ désigne une relation de proportionnalité.

Pour calculer la densité spectrale du signal S_p , il est utile de remarquer que les fluctuations δP de la puissance du faisceau sont faibles par rapport à sa valeur moyenne, notée P_m , et que la fonction $\delta l(t)$ est dominée par des variations à basse fréquence (typiquement de quelques Hertz). On peut donc utiliser l'approximation fournie par la relation (A.4) de l'Annexe A pour transposer la relation (3.28) dans le domaine fréquentiel, ce qui conduit à :

$$\tilde{S}_p \propto \delta l_{RMS} \cdot \delta \tilde{P} + P_m \cdot \delta \tilde{l} \quad (3.29)$$

où δl_{RMS} , qui désigne la moyenne quadratique (RMS) de δl , est fonction de la précision avec laquelle l'interféromètre est verrouillé sur la frange noire de la figure d'interférence. Cette précision dépend de la valeur du gain de la boucle de contrôle du mode différentiel des cavités Fabry-Pérot (cf. section 2.3.2) ainsi que de la qualité du signal d'erreur utilisé (sensible notamment aux conditions d'alignement).

Le premier terme dans la relation (3.29) représente la contribution du bruit en puissance du faisceau, qui se propage sur le signal de frange noire en présence d'un écart δl_{RMS} par rapport à la condition de frange noire. Le deuxième terme

représente la contribution des petites fluctuations de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot que pourrait induire une onde gravitationnelle. D'après la relation (3.29), le bruit en puissance produit en sortie de l'interféromètre un signal équivalent à celui généré par des fluctuations de longueur δl vérifiant la relation :

$$\delta \tilde{l} = \delta l_{RMS} \cdot \frac{\delta \tilde{P}}{P_m} \quad (3.30)$$

L'impact du bruit en puissance sur la sensibilité exprimée en $h/\sqrt{Hz}$ s'écrit donc :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \frac{\delta l_{RMS}}{L} \cdot \frac{\delta \tilde{P}}{P_m} \quad (3.31)$$

L étant la longueur des bras.

En supposant que la précision du système de verrouillage de la longueur des cavités Fabry-Pérot est telle que : $\delta l_{RMS} \approx 10^{-12} \text{ m}$ (ce qui correspond approximativement aux performances atteintes durant les runs de commissioning C6 et C7), on en déduit que les fluctuations relatives de la puissance du faisceau entrant dans l'interféromètre ne doivent pas excéder $10^{-7} / \sqrt{Hz}$ pour que la sensibilité nominale puisse être atteinte dans la région en fréquence la plus exigeante, c'est à dire autour de 300 Hz.

Origine du bruit en puissance

Une des origines possibles des fluctuations de puissance du faisceau incident est le bruit en puissance intrinsèque du laser. Celui-ci varie entre 10^{-6} et $10^{-5} / \sqrt{Hz}$ dans la région de fréquence comprise entre 100 et 1000 Hz pour ce qui concerne le laser libre de Virgo, soit entre un et deux ordres de grandeur au-dessus des spécifications. Une boucle d'asservissement est donc nécessaire pour réduire le bruit en puissance du laser dans la bande passante de Virgo. Cet asservissement utilise comme signal d'erreur le signal délivré par une photodiode qui lit les fluctuations de puissance du faisceau envoyé vers l'interféromètre. Ce signal est ensuite utilisé pour commander les diodes de pompage du laser et ainsi corriger ses fluctuations de puissance.

De manière assez analogue à ce qui se passe pour le bruit en fréquence (cf. 3.4), le bruit en puissance du faisceau envoyé dans l'interféromètre, lorsque la boucle de stabilisation en puissance est opérationnelle, peut résulter du bruit de lecture de la photodiode délivrant le signal d'erreur.

D'autre part, des fluctuations de la position transversale et de la position angulaire du faisceau arrivant sur la cavité mode cleaner d'entrée se traduisent également par des fluctuations de la puissance du faisceau transmis par cette cavité. En conservant les notations introduites au 3.4, les bruits de position du faisceau incident (ϵ et β) sont responsables de fluctuations d'amplitude du faisceau

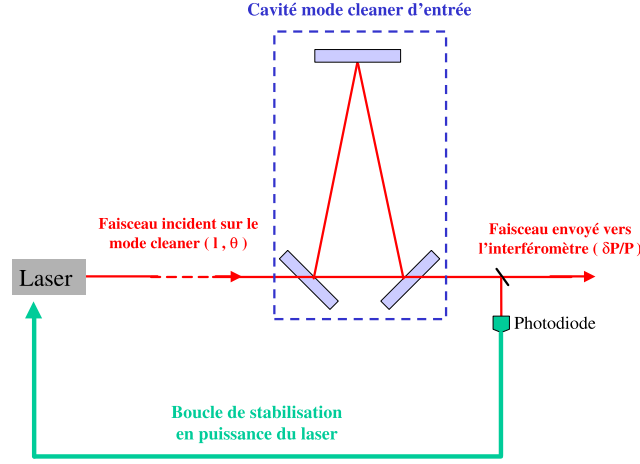


FIG. 3.7 – *Stabilisation en puissance du laser à partir de la mesure des fluctuations de puissance à la sortie de la cavité mode cleaner.*

résonnant dans la cavité. Ces fluctuations relatives d'amplitude $\frac{\delta A}{A_m}$ sont données, en fonction du temps, par la relation [39] :

$$\frac{\delta A(t)}{A_m} = \frac{1}{2}(\epsilon^2(t) + \beta^2(t)) \quad (3.32)$$

Le faisceau transmis par la cavité subit donc des fluctuations de puissance, qui vérifient :

$$\frac{\delta P(t)}{P_m} = 2 \frac{\delta A(t)}{A_m} = \epsilon^2(t) + \beta^2(t) \quad (3.33)$$

Ces fluctuations de puissance dépendent donc de manière quadratique des fluctuations de position du faisceau. Celles-ci étant dominées par des basses fréquences, on utilise l'approximation fournie par la relation (A.4) de l'Annexe A pour estimer la densité spectrale d'amplitude des fluctuations relatives de puissance. On obtient ainsi :

$$\frac{\delta \tilde{P}}{P_m} = 2(\epsilon_{RMS} \cdot \tilde{\epsilon} + \beta_{RMS} \cdot \tilde{\beta}) \quad (3.34)$$

Ce bruit n'est corrigé par le système de stabilisation en puissance du laser que si le signal d'erreur qui mesure les fluctuations de puissance du faisceau est prélevé à la sortie du mode cleaner. Cela correspond à la situation représentée sur la Figure 3.7.

Lorsque la boucle de stabilisation en puissance du laser est active, le bruit en puissance du faisceau envoyé vers l'interféromètre peut donc avoir pour origine le bruit de lecture du signal d'erreur ou bien le bruit en position du faisceau qui arrive sur la cavité mode cleaner. Son impact sur le signal de frange noire peut

être réduit en améliorant la précision du verrouillage de l'interféromètre sur la frange noire.

3.6 Bruit de contrôle

Comme cela a été expliqué dans la section 2.3, plusieurs systèmes d'asservissement sont mis en place pour contrôler la position longitudinale des miroirs ainsi que leur position angulaire. Cela permet de combattre l'effet du bruit sismique à basse fréquence qui, sans ces asservissements, empêcherait de maintenir l'interféromètre verrouillé sur son point de fonctionnement. Ces asservissements sont susceptibles d'introduire un bruit de position des miroirs dans la bande passante de Virgo. Ce bruit peut être généré par l'électronique des actionneurs des miroirs ou bien provenir des signaux d'erreur utilisés par les boucles de contrôle.

3.6.1 Bruit des actionneurs des miroirs

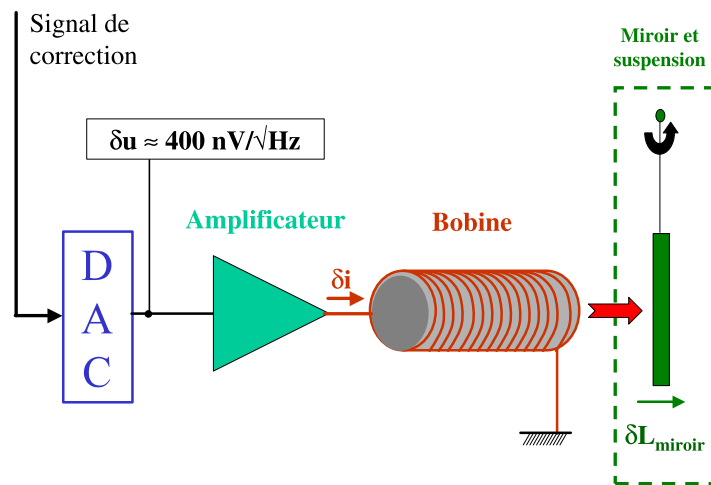


FIG. 3.8 – La chaîne électronique des actionneurs.

Un schéma de la chaîne électronique des actionneurs est présenté sur la Figure 3.8. Le signal de correction délivré par le système d'asservissement est envoyé sur un convertisseur numérique analogique (convertisseur DAC). La tension délivrée à la sortie du DAC est appliquée sur un amplificateur, lui même relié à une bobine. Le courant circulant dans la bobine génère un champ magnétique permettant d'exercer une force sur les aimants fixés au miroir ou à la marionnette.

Le DAC et l'amplificateur génèrent du bruit électronique dont le niveau global, exprimé en terme de tension équivalente à la sortie du DAC, est typiquement de l'ordre de $400 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. A cela s'ajoute, lorsque le DAC n'est pas parfaitement réglé, un bruit d'autant plus élevé que l'amplitude du signal de correction envoyé sur le DAC est grande. Ce mécanisme est décrit de façon détaillée dans la section 7.5.5.

Le bruit électronique des actionneurs est responsable de l'apparition d'un courant dans la bobine, qui génère un bruit de position du miroir (δL_{miroir}), dont l'expression dans le domaine fréquentiel est donnée par :

$$\delta \tilde{L}_{\text{miroir}} = K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (3.35)$$

où :

- K_{DC} est le déplacement du miroir obtenu lorsque l'on applique un échelon de tension de 1 V sur le DAC. En d'autres termes, il s'agit du gain statique global de la chaîne des actionneurs, incluant la réponse de l'électronique ainsi que la réponse mécanique du miroir et de ses suspensions.
- $E(f)$ est la fonction de transfert qui donne la dépendance fréquentielle de la réponse électrique de la bobine. Elle est donnée par :

$$E(f) = \frac{1}{1 + i \frac{f}{f_{\text{bobine}}}} \quad (3.36)$$

avec $f_{\text{bobine}} = \frac{R_{\text{circuit}}}{L_{\text{bobine}}}$, où R_{circuit} est la résistance totale du circuit sur lequel la bobine est branchée, et L_{bobine} est l'inductance de la bobine.

- $M(f)$ est la fonction de transfert qui donne la dépendance fréquentielle de la réponse mécanique du miroir. Celle-ci diffère selon que la force est appliquée au niveau de la marionnette ou directement sur le miroir.

Lorsque la force est exercée directement sur le miroir à partir des bobines de la masse de référence, le système mécanique se comporte comme un pendule résonnant à la fréquence $f_{\text{miroir}} = 0.6 \text{ Hz}$. $M(f)$ s'écrit donc :

$$M(f) = \frac{1}{1 + i \frac{1}{Q} \frac{f}{f_{\text{miroir}}} - \left(\frac{f}{f_{\text{miroir}}} \right)^2} \quad (3.37)$$

L'effet du facteur de qualité Q est tout à fait négligeable dans la bande passante de Virgo.

Lorsque la force est appliquée au niveau de la marionnette, l'effet de filtrage mécanique entre la marionnette et le miroir est tel que le bruit des actionneurs agissant sur la marionnette est négligeable par rapport à celui de la masse de référence.

Pour ce qui concerne les quatre miroirs des bras, le déplacement longitudinal δL_{miroir} dû au bruit des actionneurs induit une variation $\delta l = \delta L_{\text{miroir}}$ de la différence de longueur entre les cavités Fabry-Pérot, tout comme le ferait une onde gravitationnelle. L'impact sur la sensibilité du bruit associé aux actionneurs d'une bobine est ainsi donné par :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \frac{1}{L} \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (3.38)$$

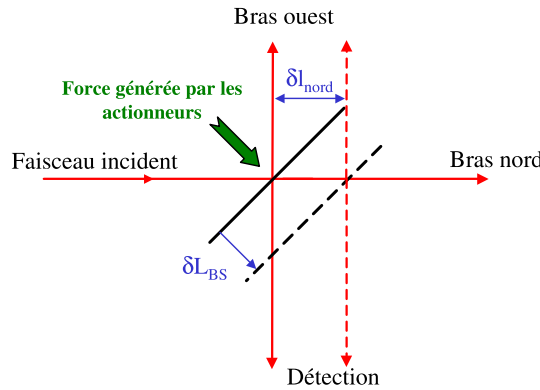


FIG. 3.9 – Différence de longueur entre les bras du petit Michelson générée par un déplacement longitudinal de la séparatrice.

Le bruit des actionneurs de la séparatrice peut aussi avoir un impact sur la sensibilité. Comme le montre la Figure 3.9 un déplacement δL_{BS} de la séparatrice modifie la longueur du bras nord du petit Michelson d'une quantité $\delta l_{\text{nord}} = \sqrt{2} \delta L_{BS}$, tandis que la longueur du bras ouest du petit Michelson reste inchangée. Néanmoins une variation de longueur des bras du petit Michelson a un impact plus faible sur la sensibilité qu'une variation de longueur des cavités Fabry-Pérot. En effet, dans une cavité Fabry-Pérot, le faisceau résonnant parcourt un nombre d'allers-retours moyen égal à $\frac{2F}{\pi}$ (soit 32 allers-retours pour une finesse de 50), ce qui amplifie l'effet d'une variation de longueur de la cavité. Le déplacement de la séparatrice produit en sortie de l'interféromètre un signal qui est donc identique à celui induit par une variation δl de la différence de longueur entre les deux cavités, telle que :

$$\delta \tilde{l} = \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} \cdot \delta \tilde{L}_{BS} \quad (3.39)$$

La contribution dans la sensibilité du bruit généré par les actionneurs d'une seule bobine de la séparatrice se déduit de la relation précédente en remplaçant δL_{BS}

par l'expression (3.35), ce qui conduit à :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \frac{1}{L} \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (3.40)$$

Un déplacement du miroir de recyclage ne modifie pas la longueur des bras de l'interféromètre. Le bruit des actionneurs de ce miroir a donc un impact négligeable par rapport aux autres miroirs.

Une analyse détaillée de la contribution du bruit des actionneurs des miroirs dans la sensibilité mesurée au cours de la mise en fonction de l'interféromètre est présentée dans les chapitres 6 et 7.

3.6.2 Bruit introduit par les boucles de contrôle longitudinal

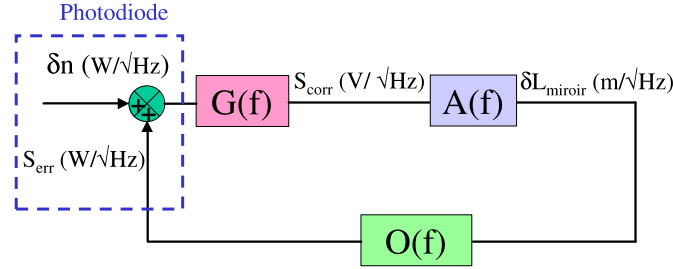


FIG. 3.10 – Schéma d'une boucle de contrôle standard.

Propagation du bruit de contrôle longitudinal sur le signal de frange noire

Les boucles de contrôle longitudinal des miroirs ont été présentées dans la section 2.3.2. Leurs signaux d'erreur sont fournis par les photodiodes qui reçoivent différents faisceaux de l'interféromètre. Lorsqu'un bruit affecte l'un de ces signaux d'erreur, il est converti par la boucle de contrôle en un bruit de position de miroir. Un exemple de boucle de contrôle standard est schématisé sur la Figure 3.10 : δn

représente le bruit s'ajoutant au signal d'erreur S_{err} ; S_{corr} est le signal de correction envoyé sur les actionneurs du miroir ; δL_{miroir} représente le bruit en longueur du miroir induit par ce signal de correction. La fonction de transfert du filtre implémenté entre le signal d'erreur et le signal de correction est notée $G(f)$. $A(f)$ représente la fonction de transfert associée aux actionneurs du miroir ; elle englobe la réponse de la chaîne électronique des actionneurs ainsi que la réponse mécanique du miroir décrites dans la section précédente : $A(f) = 2 K_{DC}.E(f).M(f)$. La fonction de transfert $O(f)$ représente la réponse optique de l'interféromètre à un déplacement du miroir. Par souci de simplification, on ne tient pas compte dans ce schéma de l'éventualité de phénomènes de couplage entre les différentes boucles de contrôle.

D'après le schéma de la Figure 3.10, le bruit de déplacement du miroir induit par δn est donné par :

$$\delta \tilde{L}_{miroir} = \frac{G(f).A(f)}{1 - H(f)} \delta \tilde{n} \quad (3.41)$$

où $H(f) = G(f).A(f).O(f)$ est la fonction de transfert de l'asservissement en condition de boucle ouverte.

Notons que la relation (3.41) peut s'écrire sous la forme plus condensée :

$$\delta \tilde{L}_{miroir} = A(f).\tilde{S}_{corr} \quad (3.42)$$

dans laquelle le signal de correction est donné par :

$$\tilde{S}_{corr} = \frac{G(f)}{1 - H(f)} \delta \tilde{n} \quad (3.43)$$

Selon les valeurs prises par le module de la fonction $H(f)$, on peut distinguer deux cas extrêmes :

- Si dans la région de fréquences étudiée, le gain de la fonction de transfert en boucle ouverte est très grand ($\|H(f)\| \gg 1$), alors la relation (3.41) peut être approchée par :

$$\delta \tilde{L}_{miroir} = -\frac{1}{O(f)} \delta \tilde{n} \quad (3.44)$$

Dans ce cas l'intégralité du bruit δn est convertie par la boucle de contrôle en un bruit de position du miroir équivalent.

- Si le gain de la fonction de transfert en boucle ouverte est au contraire très faible dans la région de fréquences étudiée ($\|H(f)\| \ll 1$), la relation (3.41) peut être approchée par :

$$\delta \tilde{L}_{miroir} = G(f).A(f) \delta \tilde{n} \quad (3.45)$$

Dans ce cas, avant d'être converti en déplacement du miroir, le bruit δn subit l'effet du filtrage de la fonction de transfert $G(f)$ et de la réponse des actionneurs $A(f)$.

Les deux exemples précédents représentent des cas extrêmes par rapport aux situations rencontrées dans la pratique. Ils permettent toutefois de montrer que la propagation d'un bruit couplé au signal d'erreur d'une boucle de contrôle dépend du gain de cette boucle. En particulier, si le gain n'est pas très élevé, la manière dont le bruit δn est converti en déplacement de miroir dépend de la forme du filtre implémenté entre le signal d'erreur et le signal de correction. La forme du filtre G peut donc être optimisée de manière à empêcher la propagation d'un bruit dans une zone de fréquence particulière.

Origine du bruit introduit par les boucles de contrôle longitudinal

Le bruit δn qui se mêle au signal d'erreur de la boucle de contrôle peut avoir différentes origines :

- L'origine possible la plus évidente correspond aux bruits de lecture des photodiodes, comme cela a déjà été mentionné dans la section 3.2.
- En raison du couplage entre certains degrés de liberté de l'interféromètre, un bruit de position introduit par une boucle de contrôle peut avoir un impact sur les signaux d'erreur des autres boucles de contrôle. Par exemple, comme cela est expliqué dans le paragraphe 3.6.3, un bruit de position angulaire de la séparatrice peut induire une variation de la différence de longueur entre les bras du petit Michelson. Ce bruit angulaire peut donc se coupler au signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice, parce que celui-ci mesure les variations de longueur entre les bras du petit Michelson. Un autre mécanisme de couplage plus complexe sera décrit dans la section 6.4.4.

3.6.3 Bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire

Propagation du bruit de contrôle angulaire sur le signal de frange noire

Si le faisceau est bien aligné et parfaitement centré par rapport aux miroirs, un bruit de position angulaire d'un miroir ne modifie pas au premier ordre la longueur du chemin optique parcouru par le faisceau et par conséquent n'a pas d'effet significatif sur le signal de frange noire.

En revanche, dans l'hypothèse d'un décentrage du faisceau par rapport aux miroirs, le bruit de position angulaire peut générer un signal à la sortie de l'interféromètre et donc limiter la sensibilité.

A titre d'exemple, supposons que le faisceau incident soit décentré verticalement par rapport à la séparatrice. Cette situation est représentée sur la Figure 3.11, où d désigne le décentrage du faisceau, et $\delta\theta_x$ désigne un bruit de position angulaire autour de l'axe horizontal de la séparatrice, supposé être introduit par la boucle d'asservissement associée à ce degré de liberté. Comme on peut le visualiser sur

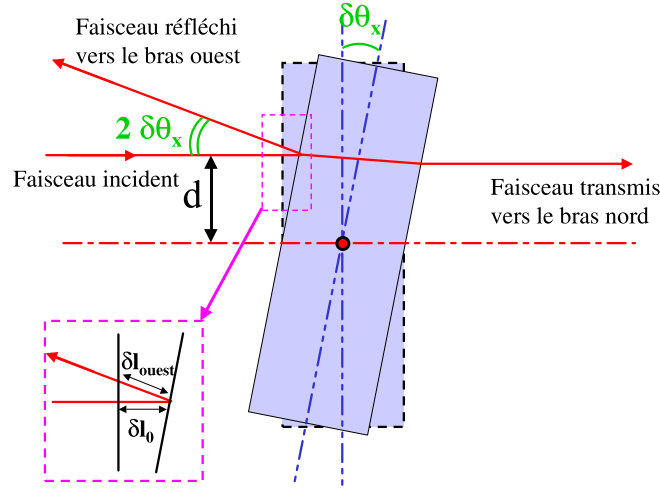


FIG. 3.11 – Effet d'un bruit de déplacement angulaire $\delta\theta_x$ de la séparatrice, dans l'hypothèse d'un décentrage du faisceau par rapport au miroir. La séparatrice est représentée en vue de profil.

la Figure 3.11, le bruit angulaire induit une variation de la longueur du chemin optique parcouru par le faisceau réfléchi vers le bras ouest, qui est donnée par :

$$\delta l_{\text{ouest}} \approx \delta l_0 = d \delta\theta_x \quad (3.46)$$

Le faisceau transmis vers le bras nord voit une variation δl_{nord} de la longueur de son chemin optique telle que : $\delta l_{\text{nord}} = -\delta l_{\text{ouest}}$. Le bruit angulaire de la séparatrice introduit donc une asymétrie entre les bras du petit Michelson donnée par :

$$\delta l_{\text{mich}} \approx 2 d \delta\theta_x \quad (3.47)$$

Cette asymétrie de longueur produit un bruit sur le signal de frange noire équivalent à l'effet d'une différence de longueur δl entre les deux cavités Fabry-Pérot telle que :

$$\delta l = \frac{\pi}{2F} \delta l_{\text{mich}} \quad (3.48)$$

Dans la relation précédente le facteur $\frac{\pi}{2F}$ correspond à l'inverse du nombre d'allers-retours que parcourt le faisceau résonnant dans une cavité Fabry-Pérot (cf. 3.6.1). Un raisonnement analogue peut s'appliquer aux miroirs des bras. Si le faisceau est décentré par rapport à ces derniers, leurs fluctuations de position angulaire génèrent du bruit dans le signal de frange noire.

Origine du bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire

Au cours des runs de commissioning dont les sensibilités sont analysées dans les chapitres 5, 6 et 7, la mise en place de la stratégie d'alignement linéaire (présentée

dans la section 2.3.3) n'était pas encore finalisée. Le contrôle angulaire de certains miroirs était donc réalisé à l'aide du système de contrôle local (cf. section 2.3.1). Celui-ci est susceptible d'introduire du bruit de position angulaire sur les miroirs, à cause du bruit de ses capteurs de position.

La mise en place de l'alignement linéaire permet de réduire le bruit de contrôle angulaire des miroirs, car cette stratégie utilise des signaux d'erreur (délivrés par les photodiodes à quadrants recevant les faisceaux de l'interféromètre) moins bruyants que ceux fournis par les capteurs de position des contrôles locaux. Il faut toutefois noter que les photodiodes à quadrants sont très sensibles aux fluctuations de position du faisceau qui les atteint. C'est pourquoi, des vibrations mécaniques du banc optique sur lequel les photodiodes sont localisées peuvent induire du bruit dans leurs signaux d'erreur. Une illustration de ce phénomène est présentée dans la section 7.7.3.

3.7 Bruit d'environnement

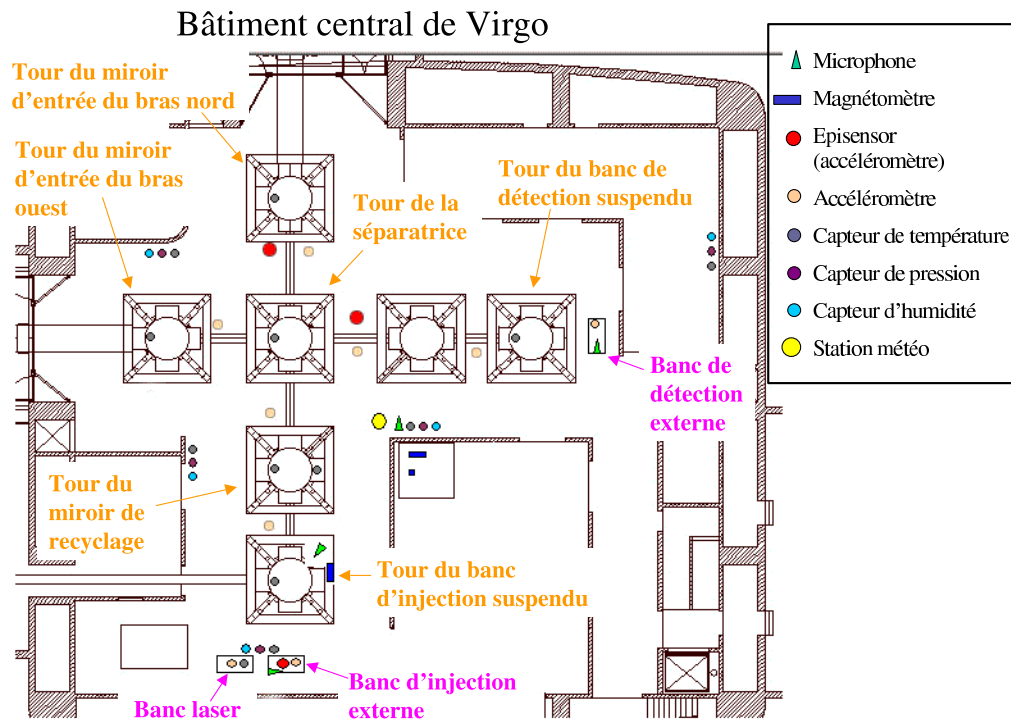


FIG. 3.12 – Le bâtiment central de Virgo et ses capteurs de bruit d'environnement.

Par bruit d'environnement on fait principalement référence au bruit sismique

et acoustique généré à proximité de l'appareillage à cause du fonctionnement de certains dispositifs, tels que le système d'air conditionné ou les pompes (pompes à spirales et pompes turbo-moléculaires) utilisées pour maintenir le vide dans les tubes et les tours de Virgo. Il existe également d'autres sources de bruit possibles, telles que :

- les activités humaines dans les alentours de Virgo ;
- l'activité sismique naturelle liée aux conditions météorologiques (vent, mer agitée).

Un schéma du bâtiment central de Virgo est présenté sur la Figure 3.12. Ce bâtiment abrite le système d'injection et le système de détection, ainsi que les tours de suspension de tous les miroirs de la partie centrale de l'interféromètre (miroir de recyclage, séparatrice, et miroirs d'entrée des cavités Fabry-Pérot). Il convient de remarquer qu'une partie de l'appareillage est installée sur des bancs qui ne sont ni suspendus, ni placés sous vide. Les bancs optiques concernés dans le bâtiment central sont :

- le banc laser, sur lequel sont placés le système laser et tous les composants nécessaires pour moduler, adapter et injecter le faisceau dans la cavité mode cleaner d'entrée ;
- le banc d'injection externe, sur lequel on trouve des caméras et des photodiodes, notamment celles qui reçoivent le faisceau réfléchi par l'interféromètre (faisceau B2) et celles qui reçoivent le faisceau réfléchi par la cavité mode cleaner d'entrée ;
- le banc externe du système de détection, sur lequel sont installées les caméras et les photodiodes qui reçoivent les faisceaux B1, B1p, B1s et B5.

Dans chaque bâtiment d'extrémité de bras on trouve également un banc optique à l'air libre, sur lequel sont installées les caméras et les photodiodes qui reçoivent le faisceau transmis par le miroir de renvoi de la cavité Fabry-Pérot.

Les bancs optiques énumérés précédemment n'étant pas isolés, ils sont susceptibles de vibrer sous l'effet d'un bruit d'environnement, ce qui peut provoquer les phénomènes suivants :

- Des vibrations de la partie photosensible des photodiodes installées sur ses bancs peuvent se traduire par des fluctuations de la puissance mesurée par ces photodiodes. Par ce mécanisme, le bruit d'environnement se propage directement dans les signaux des photodiodes, qu'il s'agisse du signal de frange noire (si les photodiodes concernées sont celles qui reçoivent le faisceau B1), ou d'autres signaux d'erreur. Dans ce dernier cas le bruit d'environnement peut être converti en bruit de position des miroirs via les boucles de contrôle (cf. 3.6.3).
- Les vibrations affectant le banc laser ou bien le banc d'injection externe peuvent produire des fluctuations de la position transversale et de la position

angulaire du faisceau incident. Comme cela a été discuté dans les sections 3.4 et 3.5.2, ce phénomène se traduit par du bruit en fréquence ou du bruit en puissance à la sortie de la cavité mode cleaner d'entrée.

Afin de disposer d'un suivi permanent du bruit d'environnement et de pouvoir ainsi surveiller son impact sur le signal de frange noire, des capteurs sont installés à proximité des bancs optiques et des tours abritant les miroirs et leurs suspensions. La répartition de ces capteurs de bruit d'environnement dans le bâtiment central de Virgo est indiquée sur la Figure 3.12. Près de chaque tour et de chaque banc on trouve un ou deux accéléromètres, qui fournissent une mesure du bruit sismique, ainsi qu'un capteur de température (ce dernier pouvant être corrélé avec le fonctionnement de la climatisation). On trouve également des microphones qui sont répartis en différents points du bâtiment central (en particulier sur le banc d'injection externe et sur le banc de détection externe). Les microphones fournissent une mesure du bruit acoustique. En plus de ces capteurs, on peut également visualiser sur la Figure 3.12 la présence de magnétomètres, de capteurs de pression et de capteurs d'humidité. Des capteurs de bruit d'environnement analogues sont disposés dans les bâtiments d'extrémité des bras de Virgo.

3.8 Conclusion

Ce chapitre vient de dresser la liste des bruits instrumentaux qui ont été identifiés au cours de l'analyse de sensibilité des runs de commissioning. On peut les classer de la manière suivante :

- les bruits de lecture, dont l'impact sur la sensibilité dépend principalement du niveau de puissance atteignant les photodiodes ;
- le bruit de démodulation, qui résulte des fluctuations relatives de phase entre le signal de photodiode et le signal d'oscillateur local, et dont l'impact sur le signal démodulé de la voie ACp est proportionnel au RMS du signal sur la voie ACq ;
- le bruit en fréquence du faisceau laser entrant dans l'interféromètre, qui se propage dans le signal de frange noire via les asymétries entre les deux cavités Fabry-Pérot, telles que des différences de finesse, de pertes ou de réflectivité ;
- le bruit en puissance du faisceau laser entrant dans l'interféromètre, qui se propage dans le signal de frange noire lorsque la différence de longueur entre les cavités Fabry-Pérot s'écarte de la condition stricte de frange noire ;
- les bruits de contrôle, responsables d'un bruit de position des miroirs, qui résultent du bruit électronique des actionneurs ou bien du bruit associé aux signaux d'erreur utilisés par les boucles d'asservissement ;
- le bruit d'environnement, essentiellement de nature sismique et acoustique, qui génère des vibrations des bancs optiques non isolés.

Il faut noter que cette liste de bruits n'est peut-être pas exhaustive ; en effet, il n'est pas exclu que de nouvelles sources de bruits instrumentaux puissent limiter la sensibilité à venir, lorsque les sources de bruit actuellement dominantes auront été éliminées.

Les techniques d'analyse qui ont permis l'identification dans le signal de frange noire de ces bruits sont présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Les techniques d'analyse de la sensibilité

4.1 Introduction

L'analyse de la sensibilité obtenue au cours des runs de commissioning est réalisée dans le but d'identifier les bruits instrumentaux limitant cette sensibilité et de comprendre leur mécanisme de propagation sur le signal de frange noire. Pour mener à bien cette analyse deux approches complémentaires sont utilisées : l'analyse des données de l'interféromètre, décrite en section 4.2, et des études en simulation, décrites en section 4.3.

4.2 Analyse des données de l'interféromètre

Au cours de chaque run de commissioning une procédure d'étalonnage [40], dont les principes généraux sont présentés dans le paragraphe 4.2.1, permet de mesurer la sensibilité de l'interféromètre. Cette sensibilité est ensuite analysée à partir des données de l'interféromètre en suivant les étapes suivantes :

- On cherche d'abord à identifier les sources de bruit possibles en s'aidant de l'outil mathématique appelé fonction de cohérence (cf. 4.2.2).
- Lorsqu'une source de bruit est suspectée, on cherche à comprendre le mécanisme de propagation du bruit sur le signal de frange noire, en développant un modèle analytique (cf. 4.2.3).
- On utilise ensuite ce modèle pour quantifier l'impact du bruit sur la courbe de sensibilité, ce qui permet de valider l'analyse (cf. 4.2.4).

4.2.1 Mesure de la sensibilité de l'interféromètre

Pour pouvoir estimer la sensibilité de l'interféromètre, il faut au préalable déterminer la réponse du détecteur à une onde gravitationnelle, c'est à dire mesurer

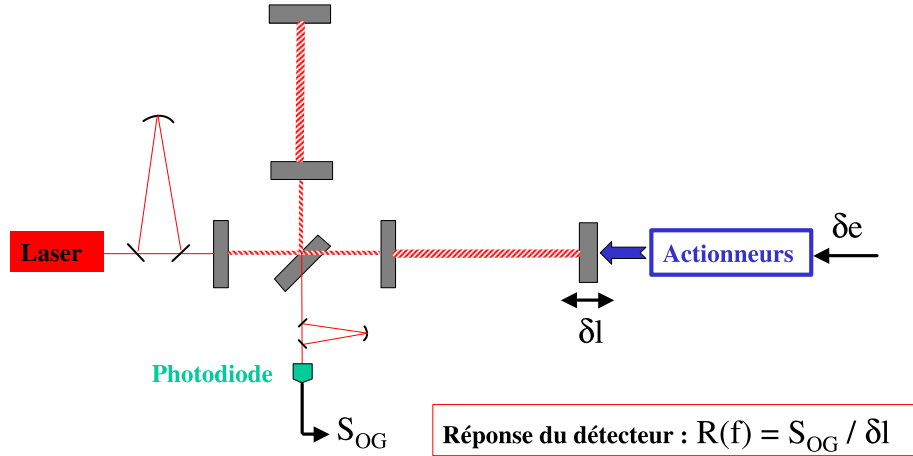


FIG. 4.1 – Principe de l'étalonnage du détecteur. Pour raison de clarté les boucles d'asservissement ne sont pas représentées.

l'effet que produit une variation de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot sur le signal de frange noire. Cette mesure est réalisée à l'aide d'une procédure d'étalonnage qui consiste à générer un déplacement connu sur un miroir de l'une des cavités Fabry-Pérot et observer le signal de frange noire S_{OG} obtenu en sortie de la chaîne de détection.

Comme le montre la Figure 4.1, le déplacement du miroir est généré en envoyant un signal d'étalonnage δe à l'entrée de ses actionneurs. La variation de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot qui en résulterait si la position des miroirs n'était pas contrôlée est donnée par : $\delta \tilde{l} = A(f) \cdot \delta \tilde{e}$, où $A(f)$ représente la fonction de transfert des actionneurs, qui est préalablement mesurée. La réponse du détecteur (notée $R(f)$) est obtenue en mesurant la fonction de transfert entre δl (variation fictive de longueur que l'on obtiendrait sans les boucles d'asservissement) et S_{OG} (signal de frange noire effectivement lu en sortie de la chaîne de détection):

$$R(f) = \frac{\tilde{S}_{OG}}{\delta \tilde{l}} = \frac{\tilde{S}_{OG}}{A(f) \cdot \delta \tilde{e}} \quad (4.1)$$

Cette procédure permet de prendre en compte l'action des boucles de contrôle des miroirs qui tend à annuler l'effet d'une onde gravitationnelle à basse fréquence.

En l'absence d'onde gravitationnelle ou de signal d'étalonnage, le signal de frange noire ne contient que du bruit généré par l'interféromètre. On note alors $\tilde{S}_n$ sa densité spectrale d'amplitude. La sensibilité exprimée en $m / \sqrt{Hz}$ est définie comme la différence minimale de longueur entre les cavités Fabry-Pérot produisant un signal détectable; elle se déduit du spectre du signal de frange noire $\tilde{S}_n$ en utilisant la réponse du détecteur :

$$\delta \tilde{l}_n = R^{-1}(f) \cdot \tilde{S}_n \quad (4.2)$$

La sensibilité exprimée en $h / \sqrt{Hz}$ est donnée par : $\tilde{h}_n = \frac{\delta \tilde{l}_n}{L}$

4.2.2 Identification des sources de bruit avec la cohérence

La fonction de cohérence entre deux signaux X et Y est définie par :

$$\langle X, Y \rangle (f) = \frac{\tilde{\Gamma}_{X,Y}(f)}{\|\tilde{X}(f)\| \cdot \|\tilde{Y}(f)\|} \quad (4.3)$$

où $\tilde{\Gamma}_{X,Y}(f)$ désigne la densité interspectrale de puissance entre les deux variables, $\|\tilde{X}(f)\|$ et $\|\tilde{Y}(f)\|$ sont les modules des densités spectrales d'amplitude. D'après cette définition le module de la fonction de cohérence est toujours compris entre 0 et 1. NOTONS QUE DANS LA SUITE, A CHAQUE FOIS QUE L'ON DONNE UNE REPRESENTATION GRAPHIQUE D'UNE FONCTION DE COHERENCE, ON REPORTE EN ORDONNEES SON MODULE CARRE, C'EST A DIRE $\|\langle Y, X \rangle (f)\|^2$.

La présence de cohérence entre deux signaux (c'est à dire lorsque $\|\langle Y, X \rangle (f)\|$ est proche de 1) traduit la similitude de ces signaux. Par conséquent cet outil peut être utilisé pour rechercher des similitudes entre le bruit mesuré dans le signal de frange noire et les autres canaux disponibles, parmi lesquels on peut citer : les signaux d'erreur ou les signaux de correction des systèmes d'asservissement, les signaux assurant le suivi de la position des miroirs ou la lecture du courant circulant dans les bobines des actionneurs, et de nombreux signaux délivrés par des capteurs de bruit d'environnement (cf. 3.7).

La présence de cohérence entre le signal de frange noire et d'autres signaux peut donc fournir une indication sur l'origine du bruit qui limite la sensibilité. Néanmoins l'interprétation des fonctions de cohérence n'est pas toujours immédiate et dépend du système considéré.

Cas des systèmes isolés

Le cas le plus simple est obtenu lorsque le signal de frange noire est cohérent avec un signal associé à un système isolé. L'exemple typique est celui du bruit

de position angulaire des miroirs généré par les contrôles locaux (cf. 3.6.3), car le système de contrôle local est un système isolé. Lorsque, dans une région de fréquences donnée, seul le signal de correction angulaire d'un miroir placé sous contrôle local est cohérent avec le signal de frange noire, on peut en déduire immédiatement que le bruit qui limite la sensibilité a pour origine le système de contrôle local concerné.

Un autre exemple donnant lieu à une interprétation assez simple des fonctions de cohérence correspond à la situation pour laquelle le signal de frange noire n'est cohérent qu'avec le bruit mesuré par un capteur d'environnement bien ciblé. Par exemple si le signal de frange noire est cohérent avec le bruit mesuré par un capteur sismique placé à proximité d'un banc optique, on peut en déduire que ce bruit se propage dans le signal de sortie de l'interféromètre via des vibrations mécaniques du banc optique (cf. section 3.7).

Il faut remarquer que dans les deux exemples cités précédemment, même si la cohérence donne une indication assez précise de l'origine du bruit, elle ne permet pas d'expliquer le mécanisme complet qui permet au bruit de se propager dans le signal de frange noire.

Cas des systèmes couplés

Dans le cas des signaux associés à des systèmes couplés, tels que les signaux d'erreur des boucles de contrôle longitudinal des miroirs ou les signaux de l'alignement linéaire, la présence de cohérence avec le signal de frange noire est plus difficile à interpréter, car elle indique simplement que le même bruit se couple au signal de frange noire ainsi qu'au signal d'erreur d'une boucle d'asservissement, ce qui, a priori, ne permet aucune conclusion quant à l'origine du bruit, ni même quant à son mécanisme de propagation.

A titre d'exemple envisageons l'hypothèse selon laquelle le système de contrôle longitudinal de la séparatrice introduit un bruit de déplacement δL_{BS} de ce miroir. Un tel déplacement modifie la longueur du bras nord du petit Michelson d'une quantité $\delta l_{nord} = \sqrt{2} \delta L_{BS}$ alors que la longueur du bras ouest est inchangée (cf. section 3.6.1). Il en résulte une asymétrie de longueur entre les chemins optiques du bras nord et du bras ouest, qui est la cause de la propagation du bruit dans le signal de frange noire. Il convient de remarquer que la longueur de la cavité de recyclage est également modifiée par le déplacement de la séparatrice, d'une quantité $\delta l_{recy} = \frac{\sqrt{2}}{2} \delta L_{BS}$. Ce bruit devrait donc affecter le signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal du miroir de recyclage. Il s'en suit que l'on peut s'attendre à trouver de la cohérence entre le signal de frange noire et le signal d'erreur du miroir de recyclage alors que le bruit est en fait introduit au niveau de la séparatrice. Cet exemple est une illustration simple du genre de phénomène de couplage entre différents degrés de liberté qui peut rendre délicate l'interprétation d'une fonction de cohérence. Il faut noter qu'il existe d'autres mécanismes de couplage plus complexes, tels que des couplages entre les boucles de contrôle

angulaire et les boucles de contrôle longitudinal, ou encore un couplage entre le bruit en longueur de la cavité mode cleaner d'entrée et certains signaux d'erreur de photodiodes.

Lorsque plusieurs signaux de contrôle présentent de la cohérence avec le signal de frange noire, tout en étant mutuellement cohérents en raison des effets de couplage, un calcul plus sophistiqué, appelé calcul de cohérence croisée, permet de mieux identifier la contribution propre à chacune des boucles de contrôle. Ce calcul sera présenté dans la section 6.4.4. La portée de cette méthode reste toutefois limitée puisqu'elle permet seulement d'identifier les boucles de contrôle responsables de l'introduction du bruit dans l'interféromètre, sans en préciser l'origine exacte.

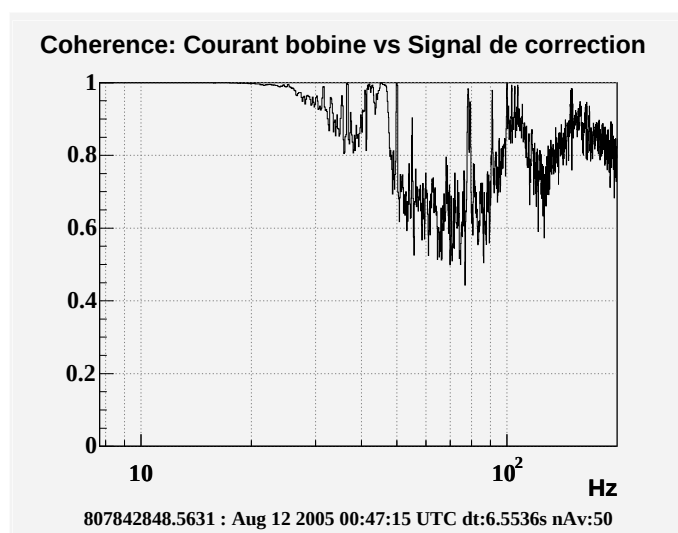


FIG. 4.2 – Fonction de cohérence obtenue entre le signal de correction envoyé sur les DAC des actionneurs du miroir d'extrémité du bras nord et le courant mesuré dans une des bobines de ces mêmes actionneurs.

Si dans la plupart des cas on essaie d'identifier l'origine d'un bruit en recherchant de la cohérence entre le signal de frange noire et d'autres signaux, il est intéressant de remarquer que l'absence de cohérence entre certains canaux de données peut également aider à l'identification d'un bruit. C'est par exemple ce qu'illustre la Figure 4.2 sur laquelle on a représenté la fonction de cohérence¹ obtenue durant le run C6 (Août 2005) entre le signal de correction envoyé sur les convertisseurs numériques-analogiques des actionneurs d'un miroir et le courant mesuré dans une des bobines de ces actionneurs. On s'attend normalement

1. On rappelle que la grandeur reportée en ordonnée est en fait le module carré de la fonction de cohérence.

à observer une cohérence très proche de 1 puisque le signal de correction sert à commander le courant envoyé dans la bobine. La baisse de cohérence entre 50 et 100 Hz signifie que le courant mesuré contient un autre signal, probablement du bruit électronique des actionneurs, et que ce bruit est d'un niveau comparable au signal de correction que l'on cherche à appliquer sur le miroir.

Les fonctions de cohérence constituent donc un outil bien adapté à l'identification des sources potentielles de bruit limitant la sensibilité, mais qui ne permet pas dans tous les cas d'identifier l'origine exacte du bruit, ni de comprendre le mécanisme de propagation dans l'interféromètre. Il est donc indispensable de compléter cette analyse par une étude approfondie du mécanisme par lequel le bruit se propage dans le signal de frange noire.

4.2.3 Description des mécanismes de propagation

Lorsqu'une source de bruit est suspectée, on cherche à comprendre le mécanisme de propagation du bruit dans le signal de frange noire. Cette étape nécessite une analyse des sous-systèmes concernés, par exemple des boucles d'asservissement. On essaie alors d'établir un modèle analytique permettant de décrire la propagation du bruit jusqu'au signal de frange noire.

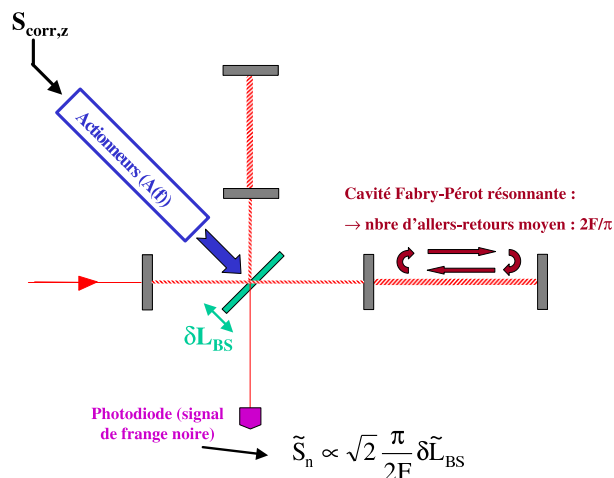


FIG. 4.3 – Introduction de bruit sur la séparatrice par sa boucle de contrôle longitudinal.

A titre d'exemple, considérons la situation pour laquelle les fonctions de cohérence tendent à indiquer que le bruit limitant la sensibilité est introduit par la

boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice. Afin de vérifier cette hypothèse, on développe un modèle qui va permettre d'estimer la contribution du bruit dans la sensibilité, à partir du signal de correction envoyé sur les actionneurs de la séparatrice pour contrôler sa position longitudinale. La situation considérée est schématisée sur la Figure 4.3.

Le signal de correction, suspecté d'introduire du bruit, est noté $S_{corr,z}$. Il est responsable d'un bruit de déplacement longitudinal de la séparatrice, donné par (cf. relation (3.42)) $\delta\tilde{L}_{BS} = A(f) \cdot \tilde{S}_{corr,z}$, où $A(f)$ est la fonction de transfert associée aux actionneurs du miroir. Les paramètres intervenant dans cette fonction de transfert ont été décrits dans les sections 3.6.1 et 3.6.2. Des valeurs approximatives de ces paramètres peuvent être déduites des spécifications techniques des actionneurs et des suspensions. Pour une identification plus fine de ces paramètres, on les mesure expérimentalement.

Un bruit de déplacement δL_{BS} de la séparatrice produit le même effet sur le signal de frange noire qu'une onde gravitationnelle générant une différence de longueur δl entre les deux cavités Fabry-Pérot telle que : $\delta\tilde{l} = \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} \delta\tilde{L}_{BS}$ (cf. section 3.6.1).

On peut en déduire la contribution dans la sensibilité (exprimée en $m/\sqrt{Hz}$) du bruit introduit par le signal de correction $S_{corr,z}$:

$$\delta\tilde{l} = \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} A(f) \cdot \tilde{S}_{corr,z} \quad (4.4)$$

La relation 4.4 fournit un modèle pour évaluer l'impact sur la sensibilité du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice.

4.2.4 Projection des bruits sur la courbe de sensibilité

Lorsque le mécanisme de propagation du bruit est compris, et lorsque l'on dispose d'un modèle pour le décrire, on peut alors comparer la projection du bruit fournie par ce modèle à la courbe de sensibilité mesurée.

A titre d'exemple, on peut voir sur la Figure 4.4 la contribution du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice calculée à partir du modèle développé au paragraphe précédent (cf. relation (4.4)), comparée à une courbe de sensibilité obtenue avec l'interféromètre recyclé en juin 2005. Les paramètres utilisés dans le modèle sont connus avec une précision de l'ordre de 20 %. On constate que la projection de bruit fournie par le modèle est en bon accord avec la sensibilité mesurée entre 20 et 50 Hz, là où la fonction de cohérence entre le signal de correction de la séparatrice et le signal de frange noire tendait déjà à indiquer que le bruit est introduit par cette boucle de contrôle.

La confrontation du modèle à la courbe de sensibilité permet de s'assurer que le mécanisme de propagation est bien compris et ainsi de valider les conclusions déjà pressenties à partir des fonctions de cohérence. Il faut noter que pour ce

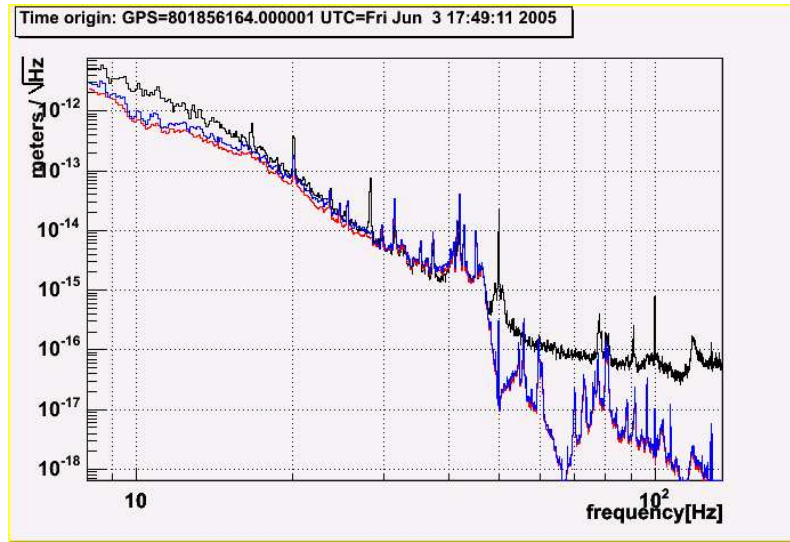


FIG. 4.4 – Comparaison de la sensibilité mesurée le 3 Juin 2005 (courbe noire) avec des estimations de la contribution du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice. Une des estimations est fournie par le modèle analytique (courbe rouge), l'autre est obtenue à partir d'une mesure de fonction de transfert entre le signal de correction envoyé sur la séparatrice et le signal de frange noire (courbe bleue).

qui concerne l'exemple du bruit introduit par la boucle de contrôle de la séparatrice, l'analyse ne serait pas encore complète à cette étape, puisqu'il resterait à comprendre l'origine exacte du bruit qui affecte le signal d'erreur de cet asservissement.

Une autre méthode permettant d'évaluer la contribution d'un bruit dans la sensibilité sans utiliser de modèle consiste à mesurer expérimentalement la fonction de transfert entre la source potentielle de bruit et le signal de frange noire. Dans l'exemple de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice, cette méthode consiste à introduire un signal de densité spectrale connue dans le signal de correction $S_{corr,z}$, en veillant à ce que l'amplitude du signal injecté soit suffisamment élevée pour que le spectre du signal de frange noire S_n soit dominé par l'impact de ce signal. On vérifie pour cela que la cohérence est bien égale à 1. Dans ces conditions, on peut mesurer la fonction de transfert entre le signal injecté et le signal de frange noire. On note $F_{exp}(f)$ cette fonction de transfert, qui est représentée sur la Figure 4.5. Elle peut être utilisée pour estimer la contribution dans la sensibilité du bruit introduit par la boucle de contrôle à partir de la relation :

$$\delta \tilde{l} = R^{-1}(f) \cdot F_{exp}(f) \cdot \tilde{S}_{corr,z} \quad (4.5)$$

où $R(f)$ est la réponse du détecteur à une variation de la différence de longueur

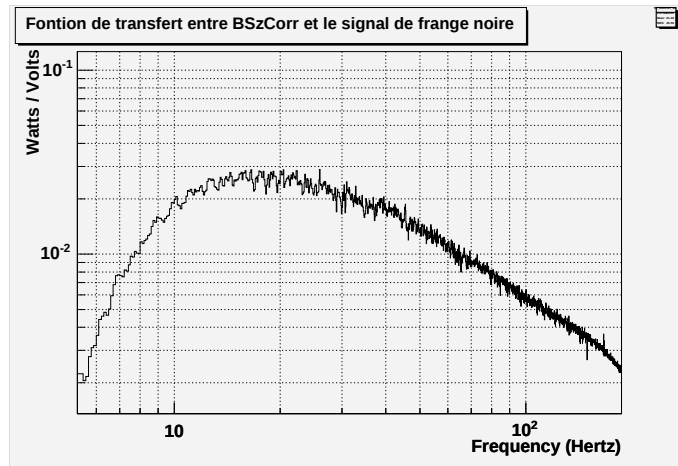


FIG. 4.5 – Fonction de transfert $F_{exp}(f)$ mesurée entre le signal de correction longitudinal envoyé sur la séparatrice et le signal de frange noire.

entre les deux cavités Fabry-Pérot (cf. section 4.2.1). La projection de bruit obtenue avec cette méthode est visible sur la Figure 4.4. Elle est en accord avec le résultat fourni par le modèle analytique.

Cette technique de projection de bruit utilisant des fonctions de transfert mesurées présente les intérêts suivants :

- Dans les cas simples tels que l'exemple mentionné précédemment, elle permet de confirmer la pertinence du modèle analytique.
- Dans les cas plus complexes pour lesquels l'élaboration d'un modèle est plus difficile, elle constitue une méthode alternative simple pour évaluer l'impact d'un bruit sur la sensibilité.

4.3 Analyse en simulation

L'utilisation d'une simulation numérique du détecteur pour compléter l'analyse de sensibilité effectuée à partir des données techniques des runs de commissioning offre des intérêts multiples :

- La compréhension des mécanismes de propagation de bruit à partir des signaux de l'interféromètre est parfois rendue difficile en raison des couplages existants entre les différents degrés de liberté de l'interféromètre et des effets inhérents aux boucles d'asservissement. Dans ce cas une analyse basée sur une simulation du détecteur qui prend en compte les effets des boucles de contrôle peut aider à la compréhension des mécanismes par lesquels le bruit se propage dans le signal de sortie de l'interféromètre.
- Certains modèles analytiques dépendent de paramètres mal connus. Par exemple la propagation d'un bruit en fréquence du faisceau laser dans le

signal de frange noire dépend du paramètre appelé CMRF (cf. section 3.4), lui-même fonction des asymétries de réflectivités, de pertes et de finesses entre les deux cavités Fabry-Pérot. Selon le type d'asymétrie concerné, l'effet de filtrage en fréquence des cavités est susceptible de rendre le CMRF dépendant de la fréquence. La simulation a permis de préciser le comportement du CMRF en fonction de la fréquence pour différentes sources d'asymétrie entre les cavités, et ainsi de vérifier la pertinence des modèles analytiques qui en dépendent.

- La simulation peut également être utilisée dans un souci d'anticipation pour vérifier l'impact sur la sensibilité de certains bruits instrumentaux qui se trouvent dissimulés par d'autres bruits prépondérants dans les données des runs de commissioning. Par exemple, la simulation a été utilisée pour vérifier l'impact du bruit électronique qui se couple aux signaux d'erreur des boucles d'asservissement et se trouve converti en bruit de position des miroirs. Cette étude a nécessité la description de l'électronique des photodiodes délivrant ces signaux d'erreur ainsi que la description des boucles de contrôle dans la simulation.

Les études mentionnées précédemment ont été réalisées à partir de la simulation SIESTA [41], une simulation développée par la collaboration Virgo, qui calcule les champs se propageant dans l'interféromètre dans le domaine temporel. Cet outil permet une description très complète de l'interféromètre, incluant notamment les caractéristiques des miroirs, les caractéristiques mécaniques de leurs suspensions, les systèmes d'asservissement, les photodiodes et leur électronique. En outre la simulation tient compte du comportement dynamique lié aux cavités Fabry-Pérot, c'est à dire au temps de propagation du faisceau laser dans ces cavités.

La possibilité de simuler des bruits fondamentaux du détecteur, tel que le bruit sismique ou le bruit de photons, mais aussi des bruits instrumentaux, tels que le bruit en fréquence du laser, le bruit électronique des actionneurs, ou encore le bruit électronique des photodiodes, rend cet outil particulièrement attractif du point de vue de l'analyse de la sensibilité.

Pour que les résultats de la simulation soient pertinents, chaque sous-système doit être décrit de manière la plus réaliste possible. Pour ce qui concerne les études en simulation menées en parallèle à l'analyse de sensibilité des runs de commissioning, une attention particulière a été apportée au réglage des paramètres optiques des miroirs, à la description du système de détection, et à la description des systèmes d'asservissement des miroirs.

Propriétés des miroirs

Les caractéristiques optiques des miroirs telles que leur réflectivité et leurs pertes ont été ajustées dans la simulation de manière à s'accorder avec les valeurs fournies par les mesures de ces paramètres. Certaines de ces valeurs sont issues des mesures effectuées par le Laboratoire des Matériaux Avancés, d'autres sont déduites de mesures réalisées sur l'interféromètre. Par exemple la mesure du gain de recyclage de la puissance obtenu avec l'interféromètre recyclé a pu fournir une indication sur la valeur moyenne des pertes dans les cavités Fabry-Pérot. Une simulation optique plus sophistiquée [42], utilisant les cartes des substrats de miroir et les cartes de leurs revêtements de surface, a également fourni une estimation des pertes tendant à confirmer les autres mesures. Le réglage de ces paramètres dans la simulation SIESTA s'est révélé essentiel en vue de l'étude du comportement du CMRF.

Système de détection

La simulation permet une description réaliste du système de détection en prenant en compte de nombreux aspects tels que l'efficacité quantique des photodiodes, le bruit de photons, l'électronique d'amplification, le processus de démodulation, la mise en forme par filtrage des signaux, et la numérisation. Le niveau du bruit électronique est ajusté à partir des mesures effectuées à la sortie de la véritable chaîne de détection. Toutes les photodiodes qui reçoivent les différents faisceaux de l'interféromètre peuvent être simulées.

Boucles de contrôle longitudinal des miroirs

Le système d'asservissement de la position longitudinale des miroirs implémenté dans la simulation est similaire à celui utilisé dans la pratique (cf. section 2.3.2). On agit sur la position des miroirs à l'aide d'un système d'actionneurs dont l'électronique (conversion numérique-analogique, amplification, résistance et inductance des bobines) peut être décrite de façon complète. Les déplacements des miroirs sont mesurés à l'aide des signaux démodulés des photodiodes simulées. Ces signaux sont filtrés pour produire les signaux de correction qui sont envoyés aux actionneurs. La seule difficulté inhérente à la simulation concerne la description de la boucle de stabilisation en fréquence du laser utilisée pour compenser le bruit de mode commun des cavités Fabry-Pérot. Dans la pratique cette boucle de contrôle, réalisée de façon analogique, est très rapide ; son gain unité en boucle ouverte est placé autour de 10 kHz. Par conséquent, pour décrire fidèlement la boucle de stabilisation en fréquence dans la simulation, il faudrait utiliser pour les calculs numériques un pas de temps très faible, c'est à dire une fréquence d'horloge très grande (de plusieurs centaines de méga-Hertz). Ceci a pour inconvénient de dégrader considérablement les performances de la simulation en terme de temps

de calcul. Le compromis finalement retenu consiste à régler la fréquence d'horloge de la simulation à seulement 100 kHz, tout en abaissant d'environ 30 % la fréquence du gain unité de la boucle d'asservissement décrite dans la simulation (ce qui place la fréquence du gain unité vers 7 kHz).

4.4 Conclusion

L'analyse des bruits instrumentaux limitant la sensibilité des runs de commissioning passe d'abord par l'identification de l'origine probable de ces bruits. Dans ce but on recherche parmi les différents canaux de données de l'interféromètre ceux qui présentent de la cohérence avec le signal de frange noire.

Lorsqu'une source de bruit est suspectée, on cherche alors à comprendre le mécanisme par lequel le bruit se propage dans le signal de frange noire. Au cours de cette étape, la simulation de l'interféromètre s'avère parfois d'une aide précieuse pour analyser l'impact des boucles de contrôle et des couplages entre degrés de liberté.

L'analyse du mécanisme de propagation du bruit dans l'interféromètre conduit généralement à l'élaboration d'un modèle analytique, qui permet d'évaluer la contribution du bruit dans la sensibilité.

Les résultats de cette analyse de sensibilité réalisée pour chaque run de commissioning sont présentés dans les chapitres qui suivent.

Chapitre 5

Analyse de la sensibilité d'une cavité simple

5.1 Introduction

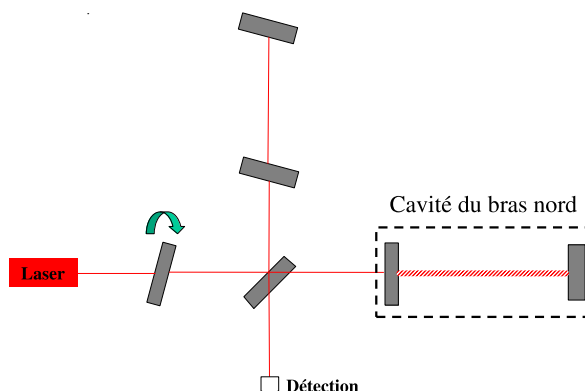


FIG. 5.1 – *La configuration cavité simple.*

Le commissioning de Virgo, démarré en Septembre 2003, s'est d'abord concentré sur la configuration cavité simple (cf. Figure 5.1). Dans cette configuration, seule une des cavités Fabry-Pérot est maintenue alignée et verrouillée sur sa longueur de résonance, tandis que les miroirs de l'autre bras sont désalignés. La configuration cavité simple a été asservie pour la première fois en Octobre 2003, puis testée pendant trois jours sur le bras nord, lors du run de commissioning C1 qui s'est déroulé du 14 au 17 Novembre 2003. Trois mois plus tard, entre le 20 et

le 23 Février 2004, le run de commissioning C2 a permis de valider des améliorations techniques apportées sur le bras nord et de tester pendant une journée la configuration cavité simple sur le bras ouest.

Ce chapitre décrit les différentes sources de bruit qui ont un impact sur les sensibilités obtenues avec la cavité Fabry-Pérot du bras nord pendant les runs C1 et C2 [43]. Les conditions générales de ces deux runs sont présentées dans la section 5.2. L'impact sur la sensibilité à haute fréquence du bruit électronique du système de détection est discuté dans la section 5.3. Aux fréquences intermédiaires, la sensibilité est limitée par le bruit en fréquence du faisceau laser, comme cela est expliqué dans la section 5.4. Les résultats des investigations menées pour essayer d'identifier l'origine du bruit limitant la sensibilité du run C2 entre 150 Hz et 3 kHz sont discutés dans la section 5.5. La section 5.6 montre que le bruit dominant à très basse fréquence pendant le run C1 est introduit par le système de contrôle angulaire du miroir d'entrée de la cavité Fabry-Pérot.

5.2 Les runs de commissioning C1 et C2

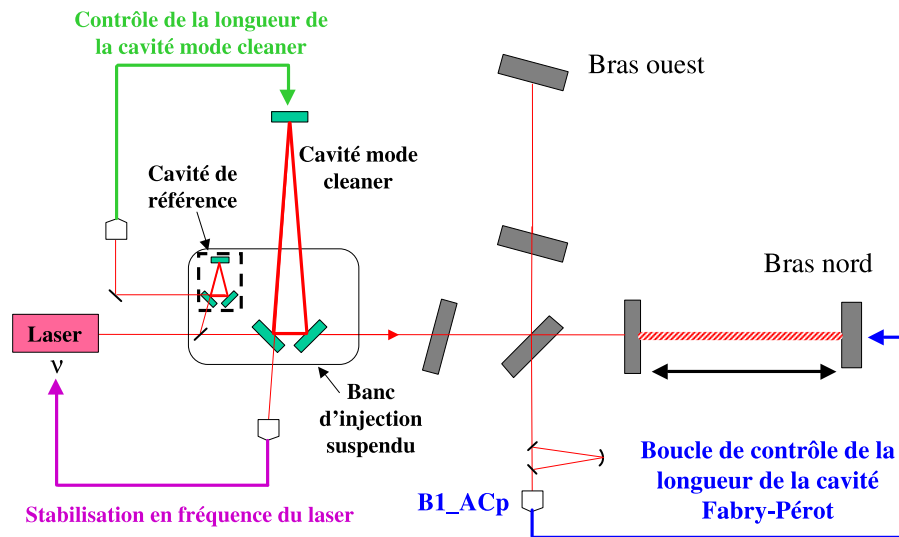


FIG. 5.2 – Contrôle de la longueur de la cavité Fabry-Pérot et stabilisation de la fréquence du laser.

En configuration cavité simple, la longueur de la cavité Fabry-Pérot est mesurée à partir du signal démodulé en phase ($B1_ACp$) de la photodiode recevant le faisceau réfléchi par la cavité. Ce signal est donc utilisé comme signal d'erreur par la boucle d'asservissement qui maintient la cavité Fabry-Pérot verrouillée sur sa longueur de résonance. Comme le montre la Figure 5.2, les corrections générées par cette boucle d'asservissement sont appliquées sur le miroir de renvoi de la cavité.

De plus, afin de limiter l'impact du bruit en fréquence sur la sensibilité, la fréquence du laser est stabilisée par rapport à la longueur de la cavité mode cleaner d'entrée (cf. section 3.4). La longueur de la cavité mode cleaner est elle-même verrouillée sur une cavité triangulaire rigide, placée sous vide, que l'on appelle la cavité de référence (cf. Figure 5.2). Cette cavité est accrochée sous le banc d'injection suspendu. Les boucles d'asservissement impliquées dans le contrôle de la fréquence du laser sont décrites de manière plus détaillée dans la section 5.4.

La position angulaire des miroirs était corrigée à l'aide des systèmes de contrôles locaux (cf. section 2.3.1) pendant le run C1. Les conditions d'alignement des miroirs du bras nord ont été améliorées au cours du run C2 grâce à l'implémentation de l'alignement linéaire (cf. section 2.3.3).

En configuration cavité simple, la sensibilité est définie comme la plus petite variation de longueur détectable de la cavité Fabry-Pérot. Comme dans le cas de l'interféromètre complet, elle est mesurée à partir du signal $B1_ACp$. La Figure 5.3 montre les courbes de sensibilité obtenues au cours des runs C1 et C2 avec la cavité du bras nord. Leur analyse est présentée dans les sections suivantes.

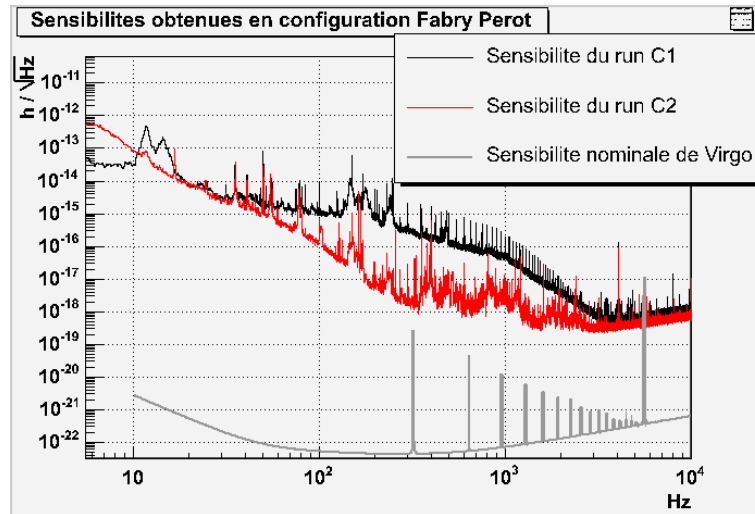


FIG. 5.3 – Sensibilités obtenues avec une cavité simple pendant les runs C1 et C2.

5.3 Bruits de lecture des photodiodes

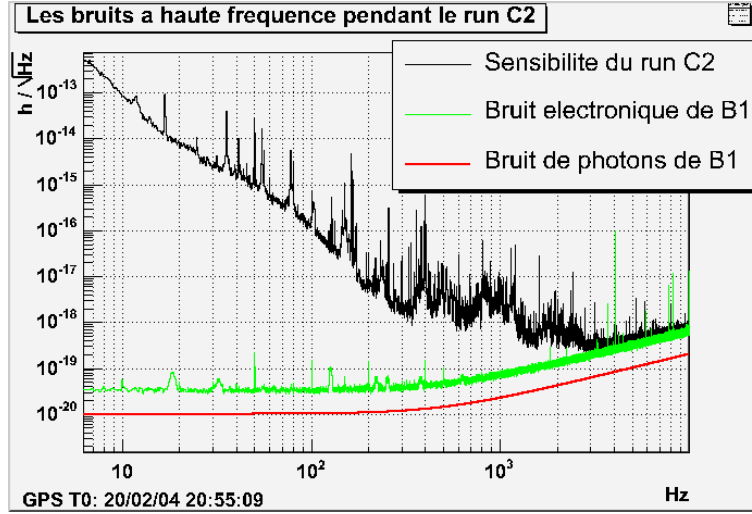


FIG. 5.4 – Contribution des bruits de lecture des photodiodes B1 dans la sensibilité du run C2.

Dans ce paragraphe, on examine l'impact sur la sensibilité des bruits de lecture (bruit électronique et bruit de photons) qui affectent le signal $B1_ACp$. Seules les estimations réalisées à partir des données du run C2 sont présentées, la situation étant très similaire durant le run C1.

Pour mesurer le bruit généré par l'électronique de la chaîne de lecture des photodiodes du faisceau B1, on ferme un volet, appelé "shutter", qui permet d'empêcher tout faisceau d'atteindre ces photodiodes. Le spectre du canal $B1_ACp$ lu dans ces conditions donne une mesure directe du bruit électronique. Cette méthode fournit un bruit blanc dont la densité spectrale d'amplitude (δn_{elec}) est environ égale à $7 \cdot 10^{-10} W/\sqrt{Hz}$.

Le bruit de photon (en $W/\sqrt{Hz}$) est évalué à partir de la relation (cf. section 2.2.5, relation (2.18)) :

$$\delta n_{photon} = \sqrt{2} \sqrt{2 \frac{h\nu}{\eta} P_{B1}} \quad (5.1)$$

où η est l'efficacité quantique des photodiodes, et P_{B1} est la puissance totale qui atteint les photodiodes du faisceau B1 lorsque la cavité est verrouillée sur sa condition de résonance (pendant le run C2, $P_{B1} \approx 60 mW$).

La contribution du bruit électronique ou du bruit de photon dans la sensibilité (exprimée en $h/\sqrt{Hz}$) est donnée par :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \frac{1}{L} \cdot O_{B1_ACp}^{-1}(f) \cdot \delta \tilde{n} \quad (5.2)$$

Dans la relation précédente, δn désigne le bruit mesuré en $W/\sqrt{Hz}$, et $O_{B1_ACp}(f)$ est la réponse de l'interféromètre à une variation de longueur de la cavité Fabry-Pérot. La fonction $O_{B1_ACp}(f)$ est donnée par :

$$O_{B1_ACp}(f) = K_{B1_ACp} \frac{1}{1 + i \frac{f}{f_{cav}}} \quad (5.3)$$

où :

- K_{B1_ACp} est le signal obtenu en sortie de l'interféromètre (exprimé en Watts) lorsque la longueur de la cavité varie de 1 m. Ce paramètre, également appelé gain optique, se déduit de la fonction de transfert d'étalonnage [40] à partir de laquelle la courbe de sensibilité est mesurée (pour le run C2 $K_{B1_ACp} \approx 6.8 \cdot 10^6 W/m$).
- f_{cav} est le pôle de la cavité Fabry-Pérot ($f_{cav} \approx 500 Hz$).

La Figure 5.4 montre les résultats obtenus avec la relation (5.2). On observe que la sensibilité est dominée par le bruit électronique au dessus de 3 kHz. La contribution du bruit de photon reste environ un facteur 5 plus faible que celle du bruit électronique, et est par conséquent négligeable. Il est intéressant de remarquer que le bruit électronique mesuré pendant les runs C1 et C2 a principalement pour origine le bruit de quantification des ADC. Afin de réduire l'impact de ce bruit, il aurait été nécessaire d'augmenter le gain de l'électronique. Cependant, étant donné le niveau élevé du signal à basse fréquence, cette solution n'était pas applicable car elle aurait entraîné la saturation de la dynamique des ADC.

5.4 Bruit en fréquence du faisceau

La Figure 5.5 montre la cohérence¹ obtenue pendant le run C1 entre le signal $B1_ACp$ et le signal qui mesure le bruit en fréquence du faisceau laser. Le niveau élevé de cette cohérence entre 10 Hz et 3 kHz indique que la sensibilité doit être limitée par le bruit en fréquence du faisceau laser dans cette gamme de fréquences. C'est pourquoi une analyse des mécanismes pouvant générer un bruit en fréquence au niveau du faisceau entrant dans l'interféromètre est présentée dans cette section.

5.4.1 Contrôle du système d'injection

La compréhension des mécanismes conduisant à la génération de bruit en fréquence nécessite un examen complet de la stratégie utilisée pour contrôler la fréquence du laser ainsi que les miroirs de la cavité mode cleaner d'entrée.

1. On rappelle que la grandeur reportée en ordonnée est en fait le module carré de la fonction de cohérence.

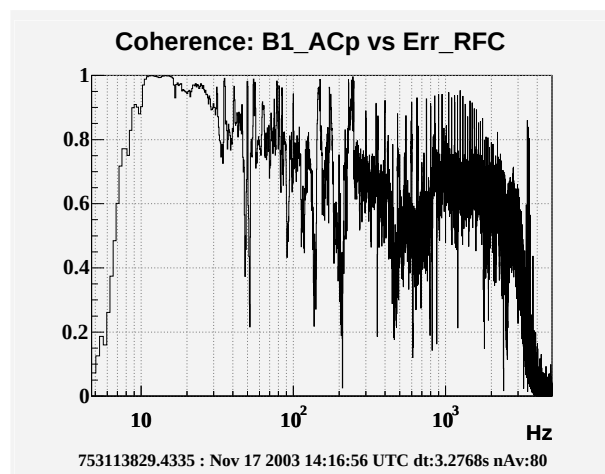


FIG. 5.5 – Cohérence entre le signal $B1_ACp$ et le signal mesurant le bruit en fréquence du faisceau laser, pendant le run C1.

Les boucles d'asservissement impliquées dans la stabilisation en fréquence du laser sont schématisées sur la Figure 5.6. Les corrections appliquées sur la fréquence du laser sont déterminées à partir du signal fourni par la photodiode (notée d_{IMC} sur le schéma) qui reçoit le faisceau réfléchi par la cavité mode cleaner. Cette cavité étant suspendue à l'aide des super-atténuateurs (cf. section 2.2.2), ses fluctuations de longueur à haute fréquence sont très faibles. Par conséquent, au dessus de quelques dizaines de Hertz, le faisceau réfléchi par la cavité mode cleaner fournit une bonne mesure des fluctuations de fréquence. Cet asservissement est réalisé de manière analogique et la fréquence du gain unité de sa fonction de transfert en boucle ouverte est très élevée (elle est comprise entre 150 et 200 kHz).

A basse fréquence, la longueur de la cavité mode cleaner varie sous l'effet du bruit sismique qui excite les résonances mécaniques des suspensions. Le bruit en longueur du mode cleaner empêche alors la mesure du bruit en fréquence à partir de cette cavité. Pour atténuer ces variations de longueur, on contrôle la position longitudinale du miroir de renvoi de la cavité mode cleaner à partir d'une mesure indépendante des variations de fréquence du laser. Cette mesure du bruit en fréquence est obtenue à partir du faisceau réfléchi par la cavité de référence, qui est une cavité rigide. Ce faisceau est lu par la photodiode notée d_{RFC} sur le schéma. Au cours du run C1, le gain unité en boucle ouverte de l'asservissement en longueur de la cavité mode cleaner était placé à 80 Hz.

On peut également voir sur la Figure 5.6 que la position angulaire du miroir de renvoi de la cavité mode cleaner est contrôlée à partir des signaux délivrés par deux photodiodes à quadrants qui reçoivent le faisceau réfléchi par la cavité mode cleaner. Pendant le run C1 le gain unité de cette boucle de contrôle angulaire était placé autour de 20 Hz. D'autre part, la position du faisceau incident est contrôlée

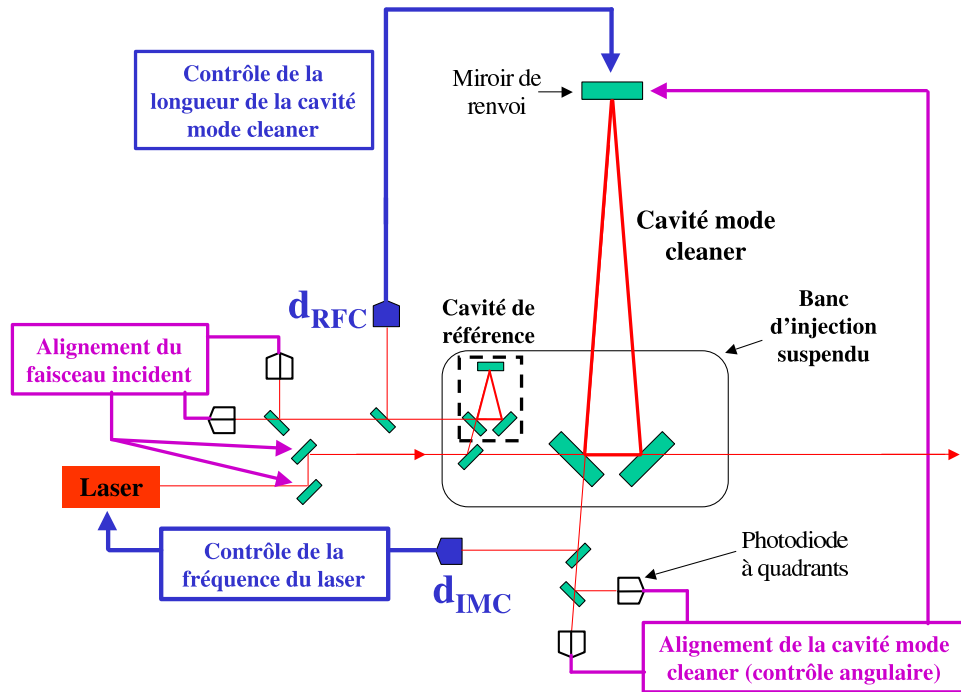


FIG. 5.6 – Boucles de contrôle du système d'injection impliquées dans le bruit en fréquence du faisceau laser.

à l'aide de deux autres photodiodes à quadrants qui reçoivent le faisceau réfléchi par la cavité de référence. Notons que l'ensemble des photodiodes qui reçoivent les réflexions de la cavité de référence et de la cavité mode cleaner sont placées sur des bancs optiques externes qui ne sont pas isolés, ni par des suspensions, ni par le vide.

La position du banc d'injection suspendu, sur lequel sont installés la cavité de référence et les miroirs d'entrée et de sortie de la cavité mode cleaner, est corrigée au moyen d'un système de contrôle local (qui n'est pas représenté sur la Figure 5.6).

5.4.2 Génération et propagation du bruit en fréquence

Comme cela a été expliqué dans la section 3.4, le bruit en fréquence résiduel du faisceau laser peut être dû au bruit en longueur de la cavité sur laquelle la fréquence du laser est stabilisée, c'est à dire la cavité mode cleaner. On va donc analyser les conséquences d'un déplacement longitudinal δL_{IMC} du miroir de renvoi du mode cleaner. Deux effets distincts résultent de ce déplacement :

- Puisque la fréquence du laser est verrouillée sur la longueur de la cavité mode

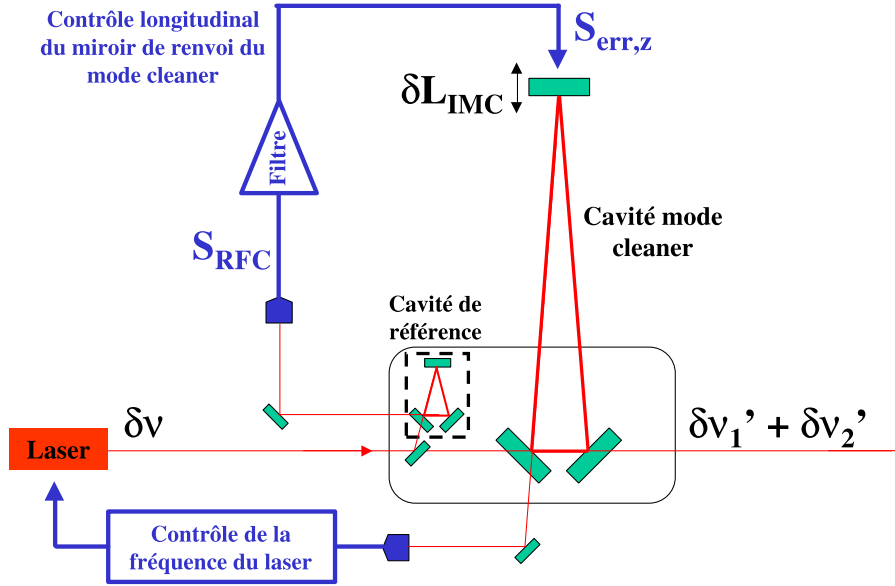


FIG. 5.7 – Effet du bruit en longueur de la cavité mode cleaner.

cleaner (cf. Figure 5.7), un déplacement longitudinal du miroir de renvoi du mode cleaner produit une variation de la fréquence du laser $\delta\nu$, donnée par :

$$\frac{\delta\tilde{\nu}}{\nu} = -\frac{\delta\tilde{L}_{IMC}}{L_{IMC}} \quad (5.4)$$

où L_{IMC} désigne la longueur de la cavité mode cleaner ($L_{IMC} = 140 \text{ m}$). Le bruit en fréquence obtenu à la sortie de la cavité mode cleaner est filtré au dessus du pôle de cette cavité ($f_{IMC} = 500 \text{ Hz}$) ; son expression est donc donnée par :

$$\delta\tilde{\nu}'_1 = \frac{\delta\tilde{\nu}}{1 + i\frac{f}{f_{IMC}}} \quad (5.5)$$

- Le second effet est dû au fait que les fluctuations de la longueur du mode cleaner modifient la phase du faisceau résonnant dans cette cavité. Ces fluctuations de phase sont équivalentes à un bruit en fréquence qui, d'après un calcul analytique effectué dans [44], s'écrit à la sortie du mode cleaner :

$$\delta\tilde{\nu}'_2 = -i\frac{f}{f_{IMC}} \frac{\delta\tilde{\nu}}{1 + i\frac{f}{f_{IMC}}} \quad (5.6)$$

La somme de ces deux effets conduit à un bruit en fréquence total donné par :

$$||\delta\tilde{\nu}'|| = ||\delta\tilde{\nu}'_1 + \delta\tilde{\nu}'_2|| = ||\delta\tilde{\nu}'|| = ||\frac{\delta\tilde{L}_{IMC}}{L_{IMC}} \nu|| \quad (5.7)$$

Le bruit en fréquence $\delta\nu'$ produit en sortie de l'interféromètre un signal identique à celui généré par une variation δl de la longueur de la cavité Fabry-Pérot telle que :

$$||\delta\tilde{l}|| = ||\delta\tilde{\nu}'|| \frac{L}{\nu} = ||\delta\tilde{L}_{IMC}|| \frac{L}{L_{IMC}} \quad (5.8)$$

où L est la longueur de la cavité Fabry-Pérot. La relation 5.8 permet d'évaluer la contribution dans la sensibilité d'un bruit en longueur de la cavité mode cleaner. Comme on va le voir dans la suite, deux méthodes différentes peuvent être utilisées pour évaluer δL_{IMC} ou $\delta\nu$, selon l'origine exacte du bruit.

Bruit en longueur du mode cleaner mesuré par le signal de la cavité de référence

Le bruit en fréquence $\delta\nu$ peut être mesuré directement à partir du signal délivré par la photodiode qui reçoit le faisceau réfléchi par la cavité de référence, à condition que ce signal ne soit pas affecté par un bruit de lecture. Dans ce cas, le bruit en fréquence est donné par :

$$\delta\tilde{\nu} = \tilde{S}_{RFC} \cdot K_{V \rightarrow Hz} \quad (5.9)$$

où S_{RFC} (cf. Figure 5.7) désigne le signal de la cavité de référence (exprimé en Volts), et $K_{V \rightarrow Hz}$ est le facteur à appliquer au signal S_{RFC} pour le convertir en Hertz.

La contribution du bruit en longueur du mode cleaner dans la sensibilité est obtenue à partir de la relation :

$$||\tilde{h}|| = \frac{||\delta\tilde{l}||}{L} = ||\tilde{S}_{RFC}|| \cdot K_{V \rightarrow Hz} \cdot \frac{1}{\nu} \quad (5.10)$$

Bruit du contrôle longitudinal du miroir de renvoi du mode cleaner

Lorsque le signal de la cavité de référence est affecté par du bruit de lecture (c'est à dire le bruit électronique de la photodiode ou bien tout autre bruit perturbant la mesure du bruit en fréquence), la relation (5.10) ne peut plus être utilisée. Dans ce cas, on peut suspecter que le déplacement δL_{IMC} du miroir de renvoi du mode cleaner résulte en fait de la propagation de ce bruit de lecture par la boucle de contrôle longitudinal. Sous réserve de validité de cette hypothèse, le bruit de position du miroir de renvoi du mode cleaner est alors donné par :

$$||\delta\tilde{L}_{IMC}|| = ||\tilde{S}_{corr,z}|| \cdot \frac{1}{f^2} \cdot K_{V \rightarrow m} \quad (5.11)$$

où $S_{corr,z}$ (cf. Figure 5.7) est le signal de correction envoyé sur les actionneurs du miroir de renvoi du mode cleaner ; ce signal de correction est construit à partir du signal de la cavité de référence. La fonction de transfert $\frac{1}{f^2}$ permet de prendre en compte la réponse mécanique des suspensions du miroir dans la bande passante de Virgo. $K_{V \rightarrow m}$ est le facteur permettant la conversion du signal de correction (exprimé en Volts) en déplacement du miroir équivalent (exprimé en mètres). La contribution dans la sensibilité du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal du miroir de renvoi du mode cleaner s'obtient en remplaçant dans la relation (5.8) δL_{IMC} par son expression donnée en (5.11) :

$$||\tilde{h}|| = ||\tilde{S}_{corr,z}|| \cdot \frac{1}{f^2} \cdot K_{V \rightarrow m} \cdot \frac{1}{L_{IMC}} \quad (5.12)$$

5.4.3 Bruit en fréquence pendant le run C1

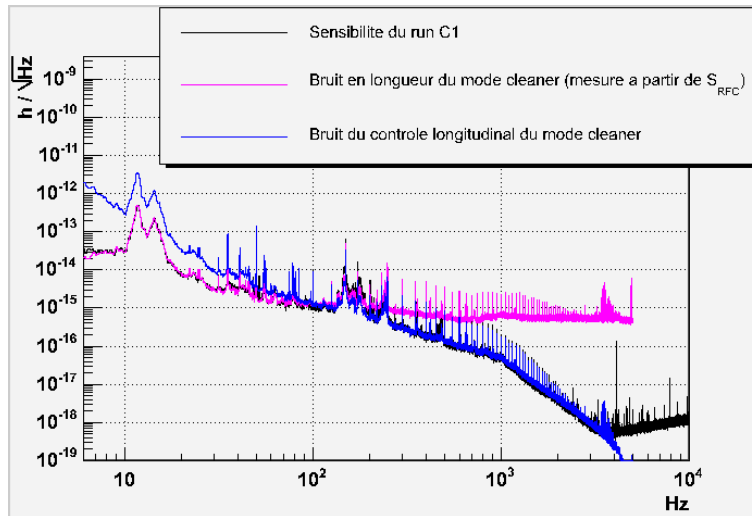


FIG. 5.8 – Projections obtenues avec les modèles du bruit en fréquence du faisceau laser comparées à la sensibilité du run C1.

Afin de déterminer l'origine du bruit en fréquence qui limite la sensibilité du run C1 entre 10 Hz et 3 kHz, les deux modèles fournis par les relations (5.10) et (5.12) de la section 5.4.2 ont été testés. Les facteurs de conversion utilisés dans ces modèles sont : $K_{V \rightarrow Hz} = 3.1 \cdot 10^4 \text{ Hz/V}$ et $K_{V \rightarrow m} = 3.0 \cdot 10^{-5} \text{ m/V}$. Ces valeurs ont été choisies de manière à ajuster les projections de bruit fournies par les modèles au niveau de la sensibilité mesurée ; leurs ordres de grandeur correspondent à ceux attendus. Les résultats peuvent être visualisés sur la Figure 5.8.

La courbe associée au modèle du bruit en longueur du mode cleaner (mesuré à partir du signal de la cavité de référence) se superpose bien à la courbe de sensibilité entre 10 et 100 Hz, et également au niveau des "bosses" visibles entre 140 et

250 Hz. Cela signifie que la sensibilité est limitée dans ces régions de fréquence par un bruit en longueur du mode cleaner. Les deux principales hypothèses concernant l'origine de ce bruit sont les suivantes :

- Le bruit peut être introduit par les boucles de l'alignement automatique du mode cleaner (cf. Figure 5.6) dont le rôle est de maintenir le miroir de renvoi de la cavité mode cleaner aligné par rapport au banc d'injection suspendu. En supposant que du bruit d'environnement (tel que du bruit sismique ou acoustique) affecte les signaux d'erreur des photodiodes à quadrants (qui sont placées sur un banc optique non isolé), ce bruit peut ensuite se propager par les boucles de l'alignement automatique du mode cleaner et induire un bruit de position du miroir de renvoi de la cavité.
- Les contrôles locaux du banc d'injection suspendu peuvent exciter des résonances mécaniques générant un bruit en longueur de la cavité mode cleaner.

On peut remarquer sur la Figure 5.8 que le modèle du bruit en longueur du mode cleaner est surestimé par rapport à la sensibilité à partir d'environ 250 Hz, parce que le signal de la cavité de référence est limité par du bruit de lecture.

Entre 100 Hz et 3 kHz, le modèle qui s'ajuste le mieux à la courbe de sensibilité correspond au bruit introduit par le contrôle longitudinal du miroir de renvoi du mode cleaner. Cette boucle convertit le bruit de lecture du signal de la cavité de référence en bruit de position du miroir.

L'analyse précédente révèle que le bruit en fréquence du faisceau est en fait introduit par les boucles d'asservissement du système d'injection, en particulier celles dédiées au contrôle de la position du miroir de renvoi du mode cleaner.

5.4.4 Bruit en fréquence pendant le run C2

Suite à l'identification des mécanismes responsables du bruit en fréquence pendant le run C1, des améliorations ont été apportées aux boucles de contrôle du miroir de renvoi de la cavité mode cleaner.

On a montré dans la section 3.6.2 que pour une région de fréquence dans laquelle le gain de la boucle de contrôle est faible, l'impact du bruit introduit par la boucle de contrôle dépend de la fonction de transfert du filtre numérique implémenté entre le signal d'erreur et le signal de correction, ainsi que de la réponse des actionneurs du miroir (cf. relation(3.45)). En abaissant le gain de ce filtre et en optimisant la forme de sa fonction de transfert, on peut donc empêcher le bruit de lecture d'être converti en bruit de position du miroir.

Cette méthode a été utilisée pour réduire l'impact du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal du miroir de renvoi du mode cleaner. La position du gain unité en boucle ouverte de cet asservissement a été déplacée de 80 Hz à environ 10 Hz.

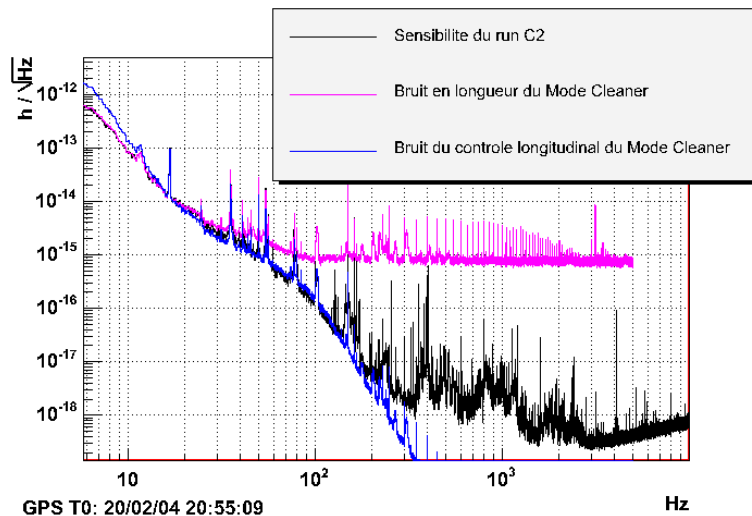


FIG. 5.9 – Projections obtenues avec les modèles du bruit en fréquence du faisceau laser comparées à la sensibilité du run C2.

L'impact du bruit de position du miroir introduit par l'alignement automatique du mode cleaner a été réduit en optimisant la forme du filtre numérique implémenté dans les boucles de contrôle, et en modifiant la stratégie utilisée pour agir sur la position du miroir. Ainsi, pendant le run C2, les corrections angulaires du miroir de renvoi du mode cleaner sont appliquées à partir des actionneurs de la marionnette, au lieu d'être appliquées à partir de la masse de référence comme c'était le cas pendant le run C1. En raison du filtrage mécanique supplémentaire entre la marionnette et le miroir, ce changement permet d'atténuer davantage le bruit de position dû à cette boucle de contrôle. Suite à ces modifications, le gain unité des boucles de l'alignement automatique du mode cleaner est abaissé à quelques Hertz.

Après réduction des gains de ces systèmes d'asservissement, le signal $B1_ACp$ présentait de la cohérence avec les signaux des contrôles locaux utilisés pour corriger les degrés de liberté en translation du banc d'injection suspendu. Les boucles de contrôle correspondantes, qui ne s'avéraient pas indispensables, ont donc été désactivées pendant le run C2.

Les projections de bruit en fréquence obtenues à la suite de ces modifications peuvent être visualisées sur la Figure 5.9. Les valeurs utilisées pour les facteurs de conversion sont : $K_{V \rightarrow Hz} = 43 \cdot 10^3 \text{ Hz/V}$ et $K_{V \rightarrow m} = 3.0 \cdot 10^{-5} \text{ m/V}$. La valeur de $K_{V \rightarrow Hz}$ est en parfait accord avec le résultat d'une mesure d'étalonnage du signal de la cavité de référence [45]. La valeur de $K_{V \rightarrow m}$ est identique à celle utilisée pour le run C1. Comme le montre la Figure 5.9, l'effet escompté des améliorations apportées aux boucles de contrôle est obtenu, puisque le bruit en fréquence ne limite plus la sensibilité qu'en dessous de 200 Hz.

Le modèle du bruit en longueur du mode cleaner évalué à partir du signal de la cavité de référence se superpose bien à la courbe de sensibilité aux fréquences les plus basses (jusqu'à environ 30 Hz), et également au niveau des pics visibles entre 35 et 80 Hz. Une analyse ultérieure, qui est présentée dans la section 6.4.4, a permis d'identifier ces pics comme des résonances mécaniques du banc d'injection. La réduction du gain des boucles de l'alignement automatique du mode cleaner a permis d'éliminer les deux structures piquées entre 10 et 20 Hz (cf. Figure 5.8). Néanmoins, la contribution du bruit en fréquence a augmenté au-dessous de 10 Hz, parce que les contrôles du miroir de renvoi du mode cleaner ont perdu en efficacité pour compenser les variations de position du banc d'injection. Ce bruit semble en fait être introduit par les contrôles locaux du banc d'injection, car le signal *B1_ACp* présente de la cohérence avec l'un des signaux de correction angulaire de ce banc entre 1.5 et 10 Hz.

Entre 30 et 120 Hz, la sensibilité est dominée par le bruit du contrôle longitudinal du mode cleaner, dont la contribution a toutefois été largement réduite par rapport à la situation du run C1 (de plus d'un ordre de grandeur au dessus de 100 Hz : cf. Figure 5.3), grâce à la réduction de la bande passante du contrôle.

La Figure 5.9 montre que la sensibilité du run C2 ne peut plus être expliquée entre 120 Hz et 3 kHz par les modèles de bruit en fréquence développés au 5.4.2. D'autres hypothèses concernant l'origine de ce bruit sont discutées dans la section suivante.

5.5 Bruit aux fréquences intermédiaires pendant le run C2

En dehors des bruits de lecture des photodiodes délivrant le signal *B1_ACp* et du bruit en fréquence, la sensibilité peut être limitée au dessus de quelques centaines de Hertz par du bruit en puissance. L'hypothèse d'un bruit en puissance pour expliquer la sensibilité du run C2 entre 120 Hz et 3 kHz est donc examinée (cf. 5.5.1). On montre ensuite que les vibrations induites par les pompes à spirales utilisées pour maintenir le vide dans les tubes et les tours de Virgo ont un impact sur la sensibilité dans cette gamme de fréquences (cf. 5.5.2).

5.5.1 Bruit en puissance du faisceau

Comme cela a été démontré dans la section 3.5.2, l'impact sur la sensibilité d'un bruit en puissance du faisceau entrant dans l'interféromètre est donné par la

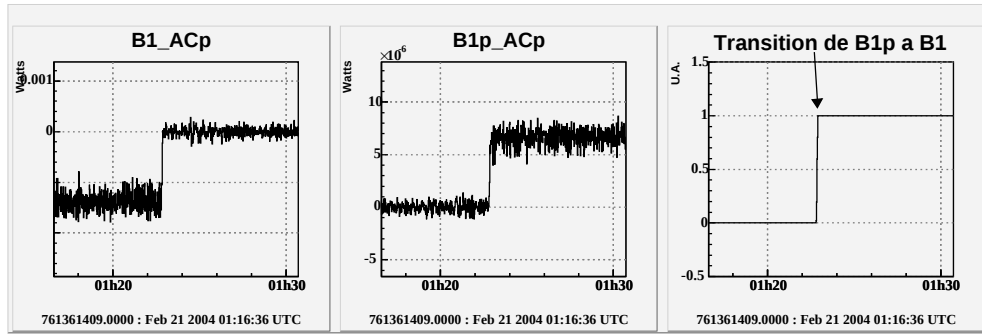


FIG. 5.10 – Comparaison des valeurs moyennes des signaux $B1_ACp$ et $B1p_ACp$ lorsque la cavité Fabry-Pérot est contrôlée à partir de $B1p_ACp$ (avant la transition), ou à partir de $B1_ACp$ (après la transition).

relation :

$$\tilde{h} = \frac{\delta l_{RMS}}{L} \cdot \frac{\delta \tilde{P}}{P_m} \quad (5.13)$$

où :

- $\frac{\delta \tilde{P}}{P_m}$ représente les fluctuations relatives de puissance du faisceau transmis par la cavité mode cleaner d'entrée.
- δl_{RMS} représente la moyenne quadratique des écarts de la longueur de la cavité Fabry-Pérot par rapport à la condition stricte de résonance pour le mode TEM_{00} du laser.

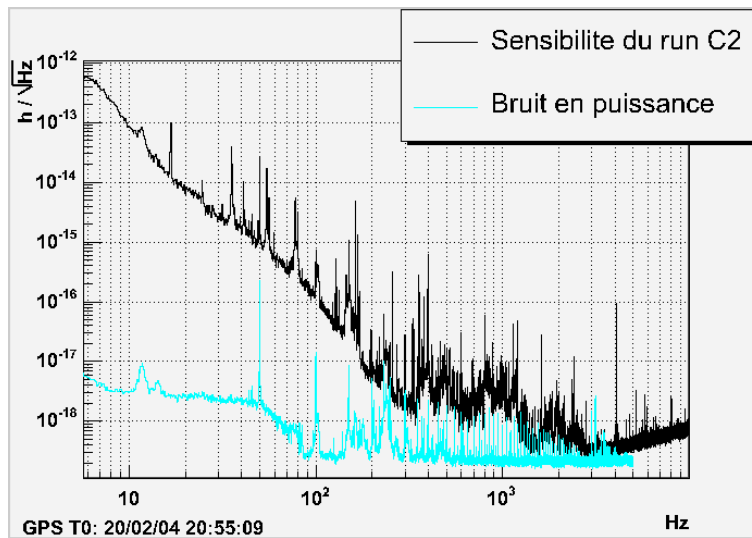


FIG. 5.11 – Comparaison de la projection du bruit en puissance obtenue avec le modèle à la courbe de sensibilité mesurée.

La valeur de δl_{RMS} n'est pas connue mais un ordre de grandeur peut être déduit en comparant le signal d'erreur avant et après le mode cleaner de sortie. Lorsque la longueur de la cavité est contrôlée à partir du signal $B1_ACp$ (ce qui correspond à la situation standard du run), les bruits affectant ce signal d'erreur sont corrigés par la boucle de contrôle et génèrent un bruit en longueur de la cavité Fabry-Perot. Ce bruit en longueur pourrait être mesuré par le signal d'erreur $B1p_ACp$ situé hors de cette boucle. Cependant, comme le faisceau B1p est extrait avant le mode cleaner il contient une proportion importante de modes TEM autres que le TEM_{00} qui polluent la mesure. On peut alors raisonnablement en déduire qu'une estimation de δl_{RMS} à partir de B1p donne une limite supérieure à sa valeur réelle.

La Figure 5.10 montre les valeurs des signaux $B1_ACp$ et $B1p_ACp$ obtenues lorsque la cavité Fabry-Pérot est contrôlée à partir de $B1p_ACp$ ou $B1_ACp$. La boucle de contrôle de la cavité tend à annuler le signal d'erreur. Par exemple, on voit sur la Figure 5.10 que la valeur moyenne du signal $B1_ACp$ est nulle lorsque celui-ci est utilisé pour contrôler la cavité. A partir de la valeur moyenne du signal $B1p_ACp$ obtenue dans la même période, on peut en déduire l'écart de longueur entre la cavité contrôlée avec $B1p_ACp$ et la cavité contrôlée avec $B1_ACp$. Il suffit pour cela de convertir la valeur de $B1p_ACp$ en mètres grâce au gain optique fourni par la procédure d'étalonnage du détecteur, ce qui conduit à une limite supérieure sur l'écart de longueur de $2.2 \cdot 10^{-10} m$.

La contribution du bruit en puissance, évaluée à partir de la relation 5.13 avec $\delta l_{RMS} = 2.2 \cdot 10^{-10} m$, est comparée à la courbe de sensibilité sur la Figure 5.11. Le résultat semble indiquer que la sensibilité du run C2 n'est pas limitée par le bruit en puissance du faisceau. Même dans la région entre 230 et 250 Hz où une structure d'aspect assez similaire est visible sur la courbe de sensibilité et sur la projection du bruit en puissance, les deux courbes diffèrent de plus d'un facteur 5.

5.5.2 Bruit d'environnement généré par les pompes

Puisque le bruit en puissance du faisceau ne limite pas la sensibilité entre 120 Hz et 3 kHz, une autre source de bruit doit être recherchée. En analysant le signal $B1_ACp$ à l'aide d'un diagramme temps-fréquence tel que celui présenté sur la Figure 5.12, on peut observer une réduction du niveau de bruit pendant environ une heure dans les données du 21 Février 2004 (à partir de 14h00 sur la Figure 5.12). Au cours de cette même période les pompes à spirales du système de vide ont toutes été progressivement arrêtées. En particulier, la pompe de la tour du banc d'injection suspendu a été arrêtée à 14h00, exactement le moment auquel on observe la plus nette réduction de bruit dans le spectre de $B1_ACp$. En conséquence, il semble évident que les pompes à vide, notamment celles de la tour du banc d'injection, sont responsables d'une partie du bruit que l'on mesure

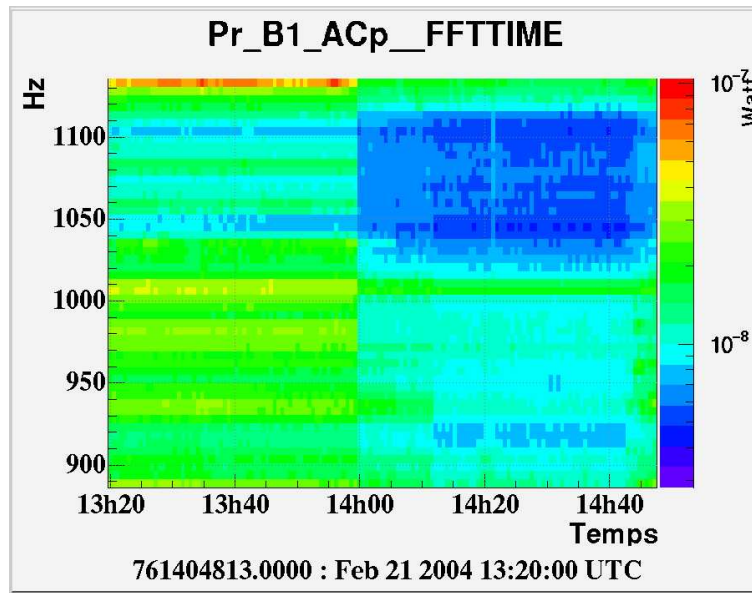


FIG. 5.12 – Représentation en diagramme temps-fréquence du signal $B1_ACp$ (données du 21 Février 2004). Le système de graduation par couleurs quantifie l'amplitude du spectre.

dans le signal $B1_ACp$.

Afin de préciser la région de fréquence la plus affectée par cet effet, on a comparé sur la Figure 5.13 la courbe de sensibilité obtenue lorsque toutes les pompes sont à l'arrêt et celle obtenue avec les pompes en fonctionnement. On constate que l'activité des pompes a un impact visible sur la courbe de sensibilité dans la région comprise entre 200 Hz et 1.5 kHz. On peut suspecter que le bruit sismique ou le bruit acoustique généré par les pompes engendre des vibrations sur les bancs optiques qui ne sont pas isolés (en particulier le banc laser et le banc d'injection externe). Ces vibrations peuvent alors affecter les signaux d'erreur des boucles de contrôle de la fréquence du laser et de la longueur du mode cleaner (extraits à partir des photodiodes localisées sur ces bancs), ou bien provoquer des bruits de position du faisceau laser. Il en résulterait un bruit en fréquence du faisceau qui se propage dans l'interféromètre. La raison pour laquelle le modèle analytique (5.10) utilisé pour estimer l'impact du bruit en fréquence n'explique pas la sensibilité à haute fréquence (cf. Figure 5.9) peut être due au fait que le signal de la cavité de référence est limité par du bruit de lecture, ce qui empêche la mesure du bruit en fréquence.

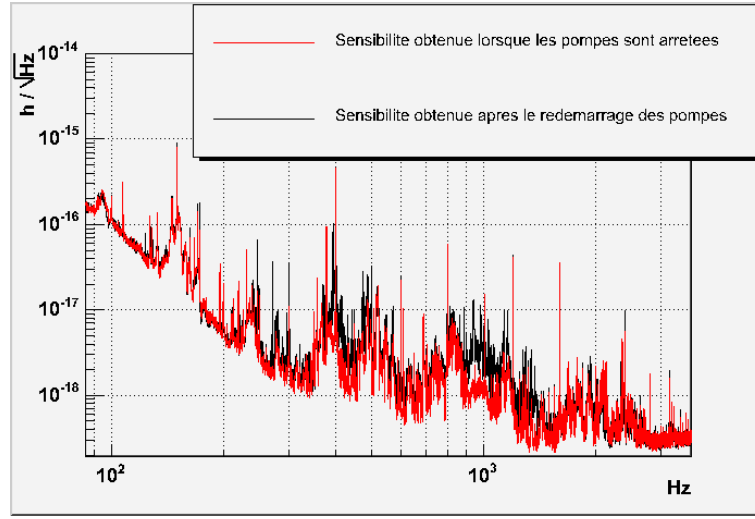


FIG. 5.13 – Comparaison de la sensibilité obtenue avec les pompes à l'arrêt et celle obtenue avec les pompes en fonctionnement (données du 21 Février 2004).

5.6 Bruit de contrôle angulaire du miroir d'entrée de la cavité

Pendant le run C1, on observe dans la région de fréquence comprise entre 2 et 7 Hz une cohérence élevée entre le signal $B1_ACp$ et le signal de correction utilisé pour contrôler la position angulaire en θ_x du miroir d'entrée de la cavité Fabry-Pérot. Cette cohérence est représentée sur la Figure 5.14. Un modèle a donc été recherché pour décrire le mécanisme par lequel le bruit introduit par le contrôle angulaire du miroir d'entrée de la cavité se propage dans le signal $B1_ACp$.

Ce signal de correction, noté S_{corr,θ_x} , est envoyé sur les actionneurs de la marionnette à laquelle le miroir est suspendu. Il en résulte un bruit de déplacement angulaire du miroir autour de son axe horizontal, donné par :

$$\delta\tilde{\theta}_x = A(f) \cdot \tilde{S}_{corr,\theta_x} \quad (5.14)$$

où $A(f)$ est la fonction de transfert incluant la réponse électronique des actionneurs ainsi que la réponse mécanique du miroir. Cette fonction de transfert a été déterminée jusqu'à 5 Hz de manière expérimentale en injectant un signal de mesure dans le signal de correction et en observant le déplacement angulaire du miroir consécutif à cet injection. Une description analytique de la fonction de transfert a pu être déduite de cette mesure. Le résultat brut fourni par la mesure ainsi que le modèle analytique correspondant sont comparés sur la Figure 5.15.

La présence de cohérence entre le signal de correction angulaire du miroir d'entrée

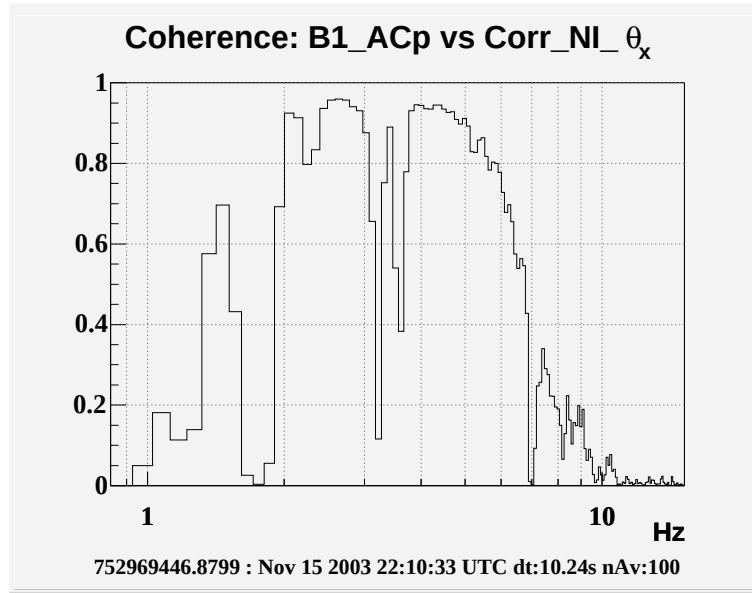


FIG. 5.14 – Cohérence obtenue pendant le run C1 entre B1_ACp et le signal de correction angulaire en θ_x du miroir d'entrée de la cavité Fabry-Pérot (miroir NI).

de la cavité et le signal B1_ACp indique que le bruit angulaire de ce miroir se propage linéairement dans le signal B1_ACp, ce qui ne serait pas possible si le faisceau était bien aligné et parfaitement centré par rapport à l'axe de rotation du miroir. Tout comme dans la section 3.6.3, on fait donc l'hypothèse que le faisceau est décentré d'une distance d par rapport à l'axe de rotation du miroir d'entrée de la cavité Fabry-Pérot. Dans ce cas, le bruit angulaire du miroir induit une variation de la longueur du chemin optique dans la cavité Fabry-Pérot telle que :

$$\delta\tilde{l} \approx d.\delta\tilde{\theta}_x \quad (5.15)$$

La contribution dans la sensibilité du bruit introduit par le signal de correction angulaire du miroir d'entrée de la cavité est finalement donnée par :

$$\tilde{h} = \frac{1}{L}.d.A(f).\tilde{S}_{corr,\theta_x} \quad (5.16)$$

Comme le montre la Figure 5.16, le modèle fourni par la relation (5.16) se superpose à la courbe de sensibilité entre 2 et 6 Hz en supposant un décentrage : $d = 2.7 \text{ cm}$. Cette valeur est grande mais reste toutefois réaliste.

Pour essayer de confirmer l'estimation précédente du décentrage, on a analysé une période de données pendant laquelle une ligne d'étalonnage à 5.4 Hz est injectée dans le signal de correction angulaire. Cette seconde estimation conduit à un décentrage de 1.6 cm, ce qui est assez différent de la première estimation. Il faut

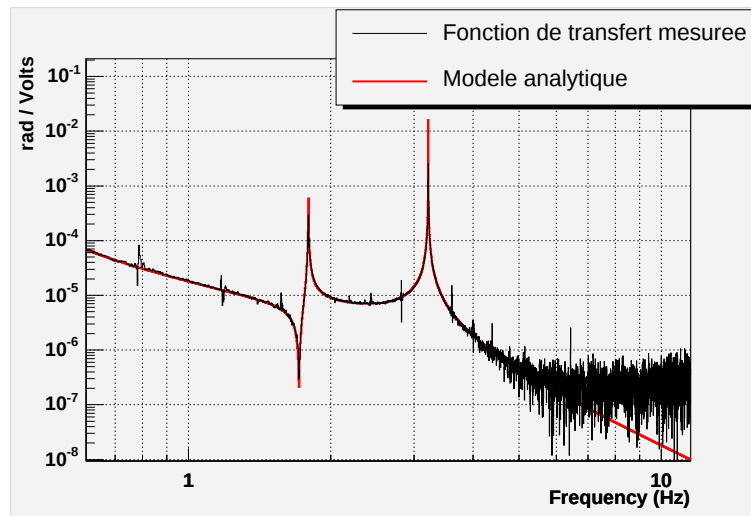


FIG. 5.15 – *Module de la fonction de transfert entre le signal de correction angulaire du miroir d'entrée de la cavité et la position angulaire en θ_x de ce miroir.*

néanmoins noter que la période de données avec la ligne à 5.4 Hz était particulièrement bruyante : un bruit sismique très élevé excitait les suspensions des miroirs et était responsable d'une oscillation à 0.3 Hz du miroir d'entrée de la cavité, ce qui est susceptible d'avoir perturbé la mesure du décentrage.

La sensibilité du run C1 est donc limitée entre 2 et 6 Hz par le bruit introduit par le contrôle local en θ_x du miroir d'entrée de la cavité Fabry-Pérot. On s'attend à ce que le bruit de déplacement angulaire de ce miroir soit réduit pendant le run C2, avec la mise en place de l'alignement linéaire. Il n'est cependant pas possible de vérifier l'amélioration escomptée sur la sensibilité du run C2, parce que l'impact du bruit en fréquence a augmenté à basse fréquence (cf. section 5.4.4) et domine la sensibilité à partir de 2 Hz.

5.7 Conclusion

L'analyse de la sensibilité du run C1 à très basse fréquence montre que le bruit angulaire introduit par les contrôles locaux des miroirs est susceptible d'affecter le signal $B1_ACp$ si le faisceau est décentré. Toutefois ce bruit n'affecte pas la sensibilité du run C1 dans la bande passante de Virgo.

Entre 10 Hz et 3 kHz, la sensibilité du run C1 est limitée par le bruit en fréquence du faisceau laser. Ce bruit peut en fait être décomposé en deux contributions distinctes :

- Entre 10 et 100 Hz, le bruit en fréquence est généré par un bruit en longueur

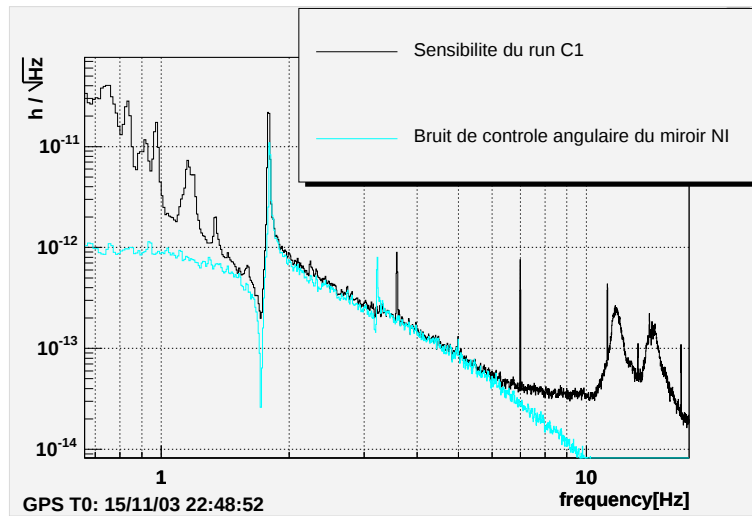


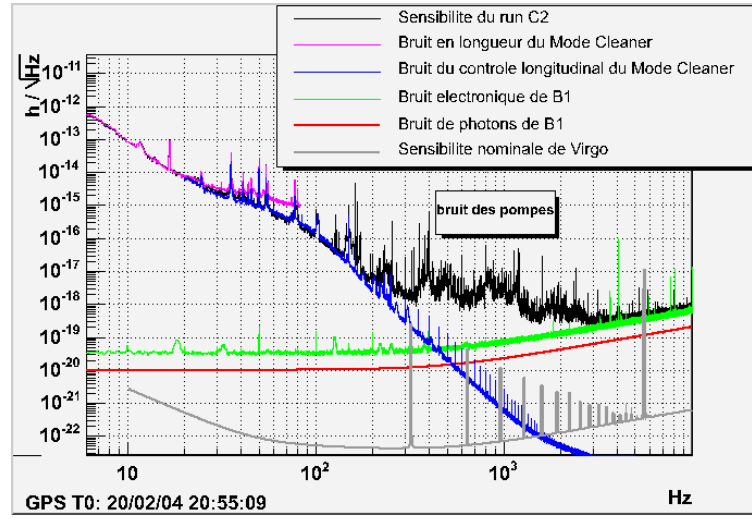
FIG. 5.16 – Impact du bruit du contrôle angulaire en θ_x du miroir d'entrée de la cavité (miroir NI) sur la sensibilité du run C1. Cette estimation est obtenue en supposant un décentrage du faisceau de 2.7 cm par rapport à l'axe de rotation du miroir.

de la cavité mode cleaner qui résulte principalement de la transmission d'un bruit d'environnement par la boucle de l'alignement automatique du mode cleaner. On peut également suspecter qu'une partie de ce bruit en longueur soit induite par les contrôles locaux du banc d'injection suspendu, susceptibles d'exciter des résonances mécaniques.

- Entre 100 Hz et 3 kHz, le bruit en fréquence est dû à la boucle de contrôle longitudinal du miroir de renvoi du mode cleaner, qui propage le bruit de lecture du signal d'erreur de la cavité de référence.

Le niveau du bruit en fréquence a été abaissé avant le run C2 en réduisant la largeur de la bande en fréquence des boucles de contrôle du miroir de renvoi du mode cleaner et en désactivant les contrôles locaux des degrés de liberté en translation du banc d'injection. Cependant, comme le montre la Figure 5.17, la sensibilité du run C2 est encore limitée par les bruits en longueur du mode cleaner jusqu'à 120 Hz.

On peut réduire l'impact du bruit en fréquence sur la sensibilité en faisant résonner simultanément les deux cavités Fabry-Pérot. Dans ce cas les faisceaux réfléchis par chaque bras interfèrent, ce qui permet une annulation du bruit en fréquence. Ceci correspond à la configuration interféromètre recombinaison (cf. chapitre 6). Notons que l'on peut également améliorer les performances du système de contrôle de la fréquence du laser en utilisant les cavités Fabry-Pérot des grands bras comme cavités étalons de fréquence, à la place de la cavité mode cleaner. Le principal intérêt d'une telle stratégie réside dans le fait que les cavités Fabry-Pérot fournissent une mesure du bruit en fréquence qui n'est pas affectée par les

FIG. 5.17 – *Budget de bruit du run C2.*

fluctuations de la position du faisceau à l'entrée de la cavité mode cleaner.

La sensibilité du run C2 n'est pas expliquée entre 120 Hz et 3 kHz (cf. Figure 5.17). L'hypothèse d'un bruit en puissance du faisceau n'a pas été confirmée. En revanche, l'analyse de cette région de fréquence a montré que les vibrations induites par les pompes à spirales du système de vide ont un impact sur la sensibilité. Le bruit généré par la pompe de la tour du banc d'injection pourrait se propager dans le signal de sortie de l'interféromètre sous la forme d'un bruit en fréquence. Les résultats obtenus avec l'interféromètre recombinaison, lorsque la fréquence du laser a été stabilisée en utilisant les cavités Fabry-Pérot, confirment cette hypothèse.

Au dessus de 3 kHz, les sensibilités des runs C1 et C2 sont limitées par le bruit électronique (bruit de quantification des ADC) des photodiodes qui reçoivent le faisceau B1.

Chapitre 6

Analyse de la sensibilité de l'interféromètre recombiné

6.1 Introduction

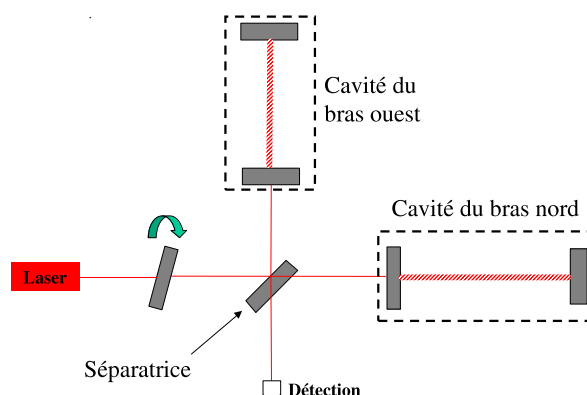


FIG. 6.1 – *La configuration interféromètre recombiné.*

Dans la configuration interféromètre recombiné (cf. Figure 6.1), les cavités Fabry Perot des deux bras sont maintenues alignées et verrouillées sur leur longueur de résonance. De plus, la position de la séparatrice est contrôlée pour que l'interféromètre reste verrouillé sur la frange noire de la figure d'interférence. Cette configuration a été asservie pour la première fois en Février 2004, et elle a été testée pendant 24 heures à l'occasion du run de commissioning C3 (entre le 26 et le 27 Avril 2004). Au cours de ce run, la stratégie mise en place pour contrôler

la position longitudinale des miroirs n'était encore que provisoire. Deux mois plus tard, du 24 au 29 Juin 2004, le run de commissioning C4 a permis de valider une stratégie de contrôle des miroirs plus robuste, au cours d'une prise de données techniques de cinq jours. A la fin de l'année 2004 (du 2 au 6 Décembre), une autre prise de données en configuration recombinaé, réalisée à l'occasion du run C5, a permis de tester d'autres améliorations techniques, parmi lesquelles on peut citer l'implémentation du contrôle hiérarchique des miroirs qui a été décrit dans la section 2.3.2.

Ce chapitre expose les résultats de l'analyse des bruits instrumentaux qui ont limité la sensibilité de l'interféromètre recombinaé [46]. On se concentre sur l'analyse des runs C4 et C5, pour lesquels la stratégie de contrôle longitudinal des miroirs avait atteint un état stable. Les conditions générales de ces deux runs sont présentées dans la section 6.2. Avec l'interféromètre recombinaé, l'impact du bruit en fréquence du faisceau sur la sensibilité est réduit par rapport à la configuration cavité simple, ceci en raison de l'interférence entre les faisceaux issus des deux bras. Pour quantifier l'atténuation du bruit en fréquence, une analyse du comportement du facteur de rejet du mode commun (CMRF) a été réalisée pour différentes sources d'asymétries entre les cavités Fabry Perot. Les résultats de cette analyse sont exposés dans la section 6.3. Les sources de bruit limitant la sensibilité des runs C4 et C5 sont décrites dans les sections 6.4 et 6.5, respectivement.

6.2 Les runs de commissioning C4 et C5

Les boucles d'asservissement utilisées pour le contrôle longitudinal des miroirs pendant les runs C4 et C5 sont schématisées sur la Figure 6.2. Comme cela a été mentionné dans la section 2.4, la configuration interféromètre recombinaé est obtenue lorsque les deux cavités Fabry Perot sont résonnantes et lorsque l'interféromètre est verrouillé sur la frange noire. Pour cela, trois degrés de liberté longitudinaux doivent être contrôlés : le mode différentiel des cavités Fabry Perot, le mode différentiel du petit Michelson, et le mode commun des cavités Fabry Perot. La stratégie retenue pour le contrôle de ces trois degrés de liberté est la suivante :

- Le mode différentiel des cavités Fabry Perot est contrôlé en envoyant des corrections de signes opposés sur les miroirs d'extrémité des bras. Ces corrections sont construites à partir du signal de frange noire ($B1_ACp$), car ce dernier fournit une mesure des variations de la différence de longueur entre les deux cavités.
- Le mode différentiel du petit Michelson est contrôlé en agissant sur la position longitudinale de la séparatrice. Les corrections appliquées sur ce miroir sont déterminées à partir du signal d'erreur $B2_ACq$. Ce signal, qui correspond au signal démodulé en quadrature de la photodiode qui reçoit le

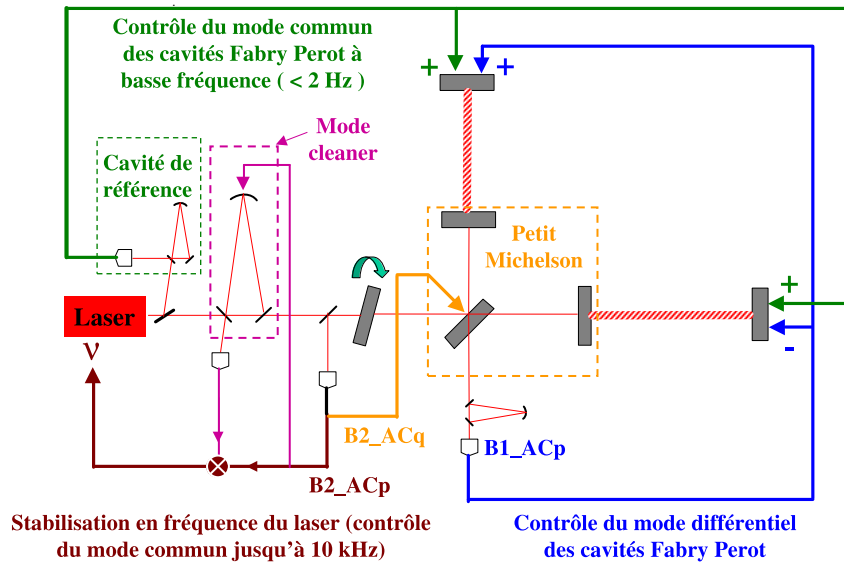


FIG. 6.2 – Contrôle longitudinal des miroirs dans la configuration interféromètre recombinaé.

faisceau réfléchi par l'interféromètre (faisceau B2), est sensible aux variations de la différence de longueur entre les bras du petit Michelson.

- Le mode commun des cavités Fabry Perot peut être contrôlé en agissant sur les miroirs des cavités ou bien en agissant sur la fréquence du laser. Cela est dû au fait que des variations de longueur de mode commun des cavités Fabry Perot ou des variations de la fréquence du laser modifient de façon équivalente la phase des faisceaux résonnants dans les cavités. La méthode retenue consiste à stabiliser la fréquence du laser à partir de la mesure du mode commun du faisceau réfléchi par les cavités Fabry Perot. Ces dernières jouent donc le rôle de cavités étalons pour le contrôle de la fréquence du laser (cf. section 3.4).

La mesure du mode commun est fournie par le signal $B2_ACp$, c'est à dire le signal démodulé en phase de la photodiode qui reçoit le faisceau réfléchi par l'interféromètre (faisceau B2). La partie haute fréquence (au dessus de 150 Hz) des corrections déterminées à partir du signal $B2_ACp$ est directement envoyée sur le laser. La partie basse fréquence (en dessous de 150 Hz) des corrections est d'abord appliquée sur le miroir d'extrémité du mode cleaner d'entrée afin de contrôler la longueur de cette cavité. La mesure des

variations de phase du faisceau réfléchi par la cavité mode cleaner permet de déterminer la partie basse fréquence des corrections à appliquer sur le laser. Comme cela a été mentionné dans la section 3.4, la boucle de stabilisation en fréquence du laser est réalisée de manière analogique. La fonction de transfert de cet asservissement en condition de boucle ouverte possède un gain unité placé autour de 10 kHz.

Une fois stabilisée sur le mode commun des cavités Fabry-Pérot, la fréquence du laser subit des variations de l'ordre de 1 MHz à très basse fréquence. Pour réduire ces variations, une autre boucle de contrôle est ajoutée ; celle-ci utilise une mesure indépendante de la fréquence du laser, fournie par le signal d'erreur de la cavité de référence déjà mentionné dans la section 5.4.1. Les corrections déterminées à partir de ce signal d'erreur permettent de contrôler la position longitudinale des miroirs d'extrémité des cavités Fabry-Pérot. Le gain unité de cet asservissement est placé autour de 2 Hz.

Pendant le run C4, l'intégralité des corrections longitudinales au dessus de quelques dizaines de milli-Hertz était envoyée sur les actionneurs qui agissent directement sur les miroirs, via les bobines des masses de référence. Pendant le run C5 le contrôle hiérarchique des miroirs (cf. section 2.3.2) a pu être testé. Les corrections à basse fréquence (entre 30 mHz et 8 Hz) étaient donc envoyées sur les actionneurs des marionnettes tandis que les corrections à plus haute fréquence étaient toujours envoyées sur les actionneurs des masses de référence des miroirs. L'intérêt que présente le contrôle hiérarchique des miroirs vis à vis de la réduction du bruit introduit par les actionneurs est discuté dans la Section 6.5.2.

En ce qui concerne le contrôle des degrés de liberté angulaires des miroirs, l'alignement linéaire (cf. section 2.3.3) était implémenté sur les miroirs des bras durant les runs C4 et C5, tandis que la séparatrice était sous contrôle local.

La Figure 6.3 montre les courbes de sensibilité obtenues au cours des runs C4 et C5. Leur analyse sera présentée dans les sections 6.4 et 6.5. On peut déjà remarquer que la sensibilité du run C5 est détériorée par rapport à celle du run C4 dans la région des hautes fréquences. Ceci est dû au remplacement d'un miroir du banc d'injection en Septembre 2004 (comme cela est mentionné dans la section 2.4). Cette modification temporaire du schéma optique du banc d'injection entraîne la réduction de la puissance envoyée dans l'interféromètre d'un facteur 10. C'est pourquoi la puissance incidente pendant le run C5 n'est que de 0.8 W, au lieu de 8 W pendant le run C4.

6.3 Le facteur de rejet du mode commun

Cette section présente une analyse du comportement du facteur de rejet du mode commun (CMRF, défini en 3.4) de l'interféromètre recombinaé, pour les

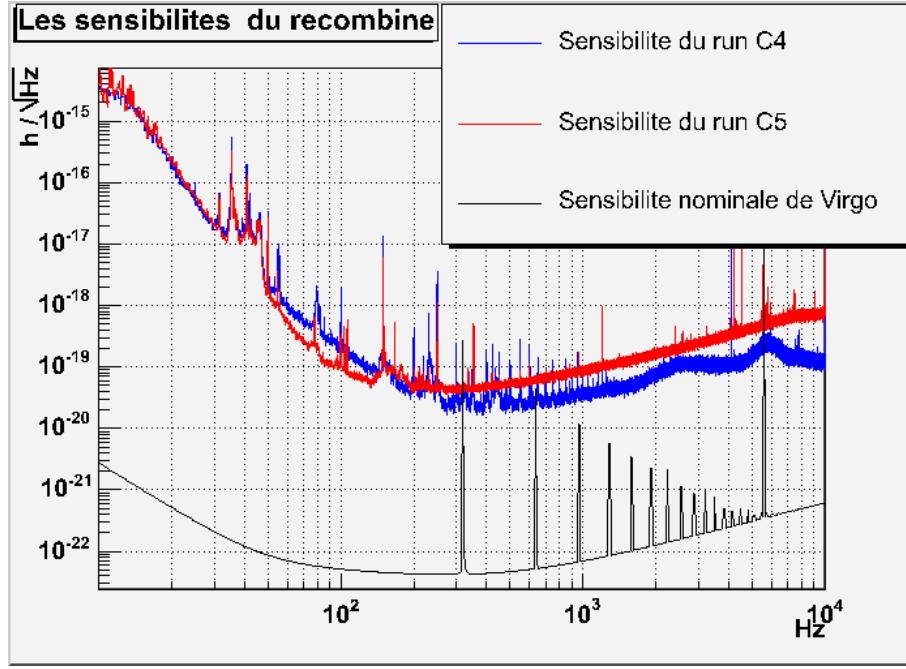


FIG. 6.3 – *Sensibilités obtenues avec l'interféromètre recombinaison pendant les runs C4 et C5.*

sources d'asymétrie les plus significatives, telles que des différences de finesse, de réflectivité, ou de pertes entre les deux cavités Fabry-Pérot. Cette analyse s'appuie sur des calculs analytiques ainsi que sur une simulation de l'interféromètre recombinaison réalisée à partir du programme SIESTA [41].

Un bruit en fréquence $\delta\nu$ produit une variation de la phase des faisceaux réfléchis par les bras de l'interféromètre identique à celle générée par des fluctuations de longueur de mode commun δL des cavités Fabry-Pérot, telles que :

$$\delta\tilde{L} = \frac{\delta\nu}{\nu} \cdot L \quad (6.1)$$

La définition mathématique du CMRF donnée par la relation (3.16) peut donc être réécrite sous la forme équivalente :

$$CMRF(f) = \left\| \frac{\delta\tilde{l}}{\delta\tilde{L}} \right\| \quad (6.2)$$

où δl désigne les fluctuations de la différence de longueur entre les deux cavités qui produisent en sortie de l'interféromètre le même signal que les fluctuations de mode commun δL .

La relation (6.2) montre que le CMRF peut être calculé en déterminant l'impact

d'un bruit de mode commun δL des cavités sur le signal de sortie de l'interféromètre. Cette méthode est utilisée dans la suite pour évaluer l'impact sur le CMRF de différentes sources d'asymétries entre les cavités.

6.3.1 Effet d'une asymétrie entre les cavités : Calcul général

Chaque cavité Fabry-Pérot est vue par le faisceau incident comme un miroir possédant une réflectivité complexe $r_{FP} = -\rho_{FP}e^{i\Phi_{FP}}$ (cf section 1.3.3). Le CMRF est généré par une asymétrie entre les deux cavités Fabry-Pérot, c'est à dire par une différence Δr entre les réflectivités complexes des deux cavités :

$$\Delta r = \frac{r_{FP,O} - r_{FP,N}}{2} = \frac{1}{2}(\rho_{FP,N}e^{i\Phi_{FP,N}} - \rho_{FP,O}e^{i\Phi_{FP,O}}) \quad (6.3)$$

où les grandeurs indexées par les lettres N et O se réfèrent respectivement à la cavité nord et la cavité ouest.

Un calcul mené dans la section 2.2.4 a permis d'établir l'expression du signal généré en sortie de l'interféromètre par une différence de réflectivité Δr entre les cavités, dans le cas d'un interféromètre recyclé (cf. relation (2.12)). Pour un interféromètre sans cavité de recyclage (c'est à dire l'interféromètre recombéné), l'expression du signal de sortie, obtenu après démodulation, s'écrit :

$$S_p(t) = 4A^2 J_0(m) J_1(m) \sqrt{T} \operatorname{Re}(-i\Delta r) \quad (6.4)$$

où T est le facteur de transmission des bandes latérales pour l'interféromètre recombéné, qui est donné par : $T = r_{bl}^2 \sin^2\left(\frac{2\pi\nu_{mod}l_-}{c}\right)$, r_{bl} désignant la réflectivité moyenne des cavités pour les bandes latérales, et l_- la différence de longueur entre les bras du petit Michelson.

Dans les paragraphes suivants, plusieurs développements de la relation 6.4 sont proposés selon que l'asymétrie entre les cavités concerne la phase ou le module de leurs réflectivités.

6.3.2 Effet d'une asymétrie de finesse

Dans cette sous-section, on cherche à évaluer l'impact sur le CMRF d'une différence de finesse entre les deux cavités.

La finesse d'une cavité Fabry-Pérot est donnée par (cf. section 1.3.3) :

$$F = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (6.5)$$

où r_1 et r_2 sont respectivement les réflectivités du miroir d'entrée et du miroir de renvoi de la cavité. Une différence de finesse est donc générée par une différence

entre les réflectivités des miroirs des deux cavités Fabry-Pérot. Cette asymétrie de finesse produit une différence de longueur entre les chemins optiques des faisceaux résonants dans chacune des cavités. Il en résulte une asymétrie entre les phases des réflectivités complexes des cavités : $\Phi_{FP,N} \neq \Phi_{FP,O}$.

On rappelle que le module de la réflectivité d'une cavité Fabry-Pérot placée sur la condition de résonance est donné par (cf. section 1.3.3) :

$$\rho_{FP} = \left| \frac{r_1 - (1 - P_1)r_2}{1 - r_1 r_2} \right| \quad (6.6)$$

où P_1 désigne les pertes du miroir d'entrée. La relation (6.6) montre que, dans un cas général, le module ρ_{FP} dépend des valeurs des réflectivités des miroirs. Néanmoins, pour une réflectivité du miroir de renvoi très proche de 1, et sous réserve que les pertes dans la cavité soient négligeables, on peut utiliser l'approximation¹ $\rho_{FP} \approx 1$ pour les deux cavités Fabry-Pérot.

Dans ces conditions, la relation (6.3) se simplifie en :

$$\Delta r = \frac{1}{2} (e^{i\Phi_{FP,N}} - e^{i\Phi_{FP,O}}) \approx i \frac{\Phi_{FP,N} - \Phi_{FP,O}}{2} \quad (6.7)$$

En remplaçant dans la relation (6.4) Δr par l'expression précédente, on obtient :

$$S_p(t) \approx 2A^2 J_0(m) J_1(m) \sqrt{T} (\Phi_{FP,N}(t) - \Phi_{FP,O}(t)) \quad (6.8)$$

La phase associée à la réflectivité complexe d'une cavité Fabry-Pérot dont la longueur fluctue d'une quantité δL autour de la résonance, est donnée, dans le domaine fréquentiel, par la relation (cf. section 1.3.3) :

$$\tilde{\Phi}_{FP} = \frac{4F}{\pi} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\delta \tilde{L}}{1 + i \frac{f}{f_{cav}}} \quad (6.9)$$

où f_{cav} est le pôle de la cavité : $f_{cav} = \frac{c}{4FL}$.

En réécrivant la relation (6.8) dans le domaine fréquentiel et en la développant à partir de la relation précédente, on obtient :

$$\tilde{S}_p \approx 2A^2 J_0(m) J_1(m) \sqrt{T} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{4(F_N - F_O)}{\pi} \frac{\delta \tilde{L}}{(1 + i \frac{f}{f_{cav,N}})(1 + i \frac{f}{f_{cav,O}})} \quad (6.10)$$

Cette relation (6.10) a été obtenue en considérant uniquement l'effet d'un bruit de mode commun δL des cavités Fabry-Pérot.

D'autre part, comme le montre un calcul mené dans [21] pour l'interféromètre recombinaison, des fluctuations δl de la différence de longueur entre les deux cavités

1. En toute rigueur cette approximation est valable si les conditions $1 - r_2^2 \ll 1 - r_1$ et $P_1 \ll 1 - r_1$ sont vérifiées.

Fabry-Pérot produisent en sortie de l'interféromètre un signal donné par (dans ce cas on peut négliger l'effet de la différence de finesse) :

$$\tilde{S}_p = 2A^2 J_0(m) J_1(m) \sqrt{T} \rho_{FP} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{4F}{\pi} \frac{\delta \tilde{l}}{1 + i \frac{f}{f_{cav}}} \quad (6.11)$$

où F désigne la moyenne des finesesses et f_{cav} la moyenne des poles des cavités.

L'expression du CMRF résultant d'une asymétrie de finesse s'obtient en combinant les relations (6.10) et (6.11), ce qui conduit à :

$$CMRF(f) = \left\| \frac{\delta \tilde{l}}{\delta \tilde{L}} \right\| = \frac{|F_N - F_O|}{F} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{cav}}\right)^2}} \quad (6.12)$$

Une simulation de l'interféromètre recombéné utilisant Siesta a été réalisée afin de vérifier la pertinence du modèle analytique fourni par la relation (6.12). Dans cette simulation, on a choisi des réflectivités différentes pour les miroirs d'entrée des deux cavités, afin de générer une asymétrie de finesse de 1 %, tandis que les pertes des miroirs sont mises à zéro. Les valeurs des réflectivités utilisées dans la simulation sont indiquées dans le Tableau 6.1 ; elles sont compatibles avec les spécifications des miroirs de Virgo. Pour déterminer le CMRF, on simule un bruit en fréquence du laser, et on mesure ensuite la fonction de transfert entre le bruit en fréquence et le signal de frange noire obtenu en simulation.

	r_1	r_2	F
Cavité nord	0.9388	0.999976	49.75
Cavité ouest	0.9394	0.999976	50.25

TAB. 6.1 – Valeurs implémentées dans la simulation pour générer une asymétrie de finesse de 1 %.

Le CMRF mesuré dans la simulation est comparé à la prédiction du modèle analytique sur la Figure 6.4 : L'accord entre les deux courbes confirme la validité du modèle. Ces résultats montrent que l'impact d'une asymétrie de finesse sur le CMRF est plus important à basse fréquence (jusqu'à quelques centaines de Hertz). Pour des fréquences plus élevées, l'effet de l'asymétrie de finesse est filtré par les cavités Fabry-Pérot.

Dans la pratique, on s'attend à des variations de la différence de finesse entre les deux grandes cavités, à cause d'un effet Fabry-Pérot à l'intérieur des miroirs d'entrée des bras de Virgo. Ce phénomène est expliqué ci-dessous. Comme on peut le visualiser sur la Figure 6.5, chaque miroir d'entrée comporte

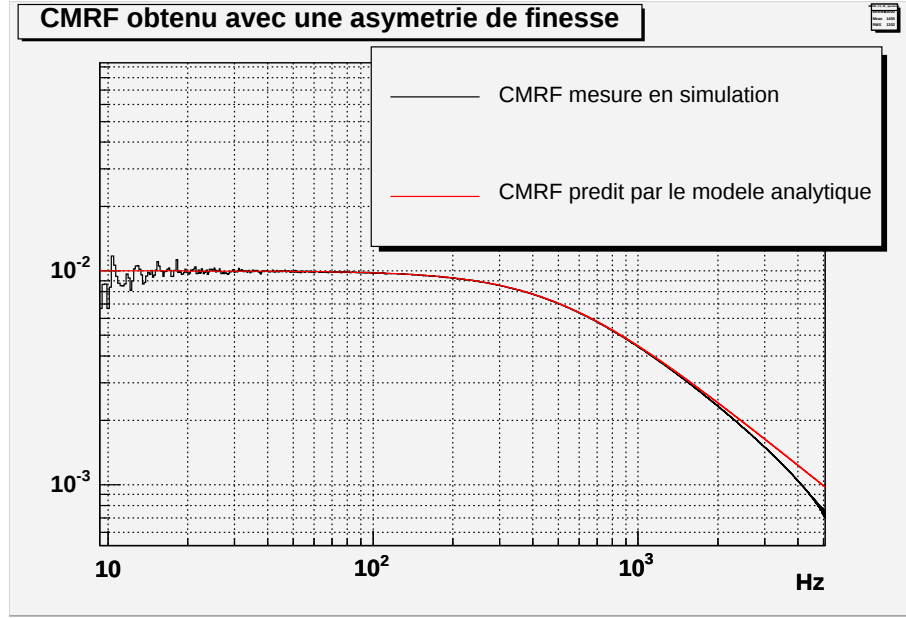


FIG. 6.4 – CMRF dû à une asymétrie de finesse de 1 %.

d'un côté un revêtement de surface hautement réfléchissant (de réflectivité r_1), et de l'autre côté un revêtement de surface anti-réfléchissant. En raison de la réflectivité résiduelle r_0 du revêtement anti-réfléchissant, le faisceau est susceptible d'effectuer plusieurs allers-retours dans le substrat du miroir. Les deux faces du miroir constituent donc une cavité Fabry-Pérot.

Ce phénomène peut être pris en compte en définissant une réflectivité globale r'_1 du miroir d'entrée (cf. Figure 6.5) qui dépend de l'épaisseur exacte du miroir et de sa température. Des variations de température de l'ordre du degré induisent des variations de la longueur optique de la cavité de l'ordre d'une longueur d'onde ($\approx 6 \mu m$), ce qui génère des variations de la réflectivité globale des miroirs d'entrée. Ces dernières engendrent des variations de la finesse des grandes cavités Fabry-Pérot. La variation maximale de finesse pouvant résulter de l'effet Fabry-Pérot à l'intérieur des miroirs d'entrée est donnée dans [47] :

$$\frac{\Delta F}{F} = \pm 2r_0 \quad (6.13)$$

D'après une mesure réalisée sur les miroirs d'entrée de Virgo, la réflectivité résiduelle du revêtement anti-réfléchissant est telle que : $r_0^2 \approx 150 \text{ ppm}$, ce qui correspond à une variation maximale de finesse : $\frac{\Delta F}{F} = \pm 0.0244$. Même si les variations de température peuvent être corrélées entre les deux bras, il n'en est pas de même pour les variations de réflectivités des miroirs d'entrée, parce que leur épaisseur n'est pas rigoureusement identique d'un bras à l'autre. Il en résulte une asymétrie de finesse pouvant varier de 0 à environ 5 %. Ce phénomène génère

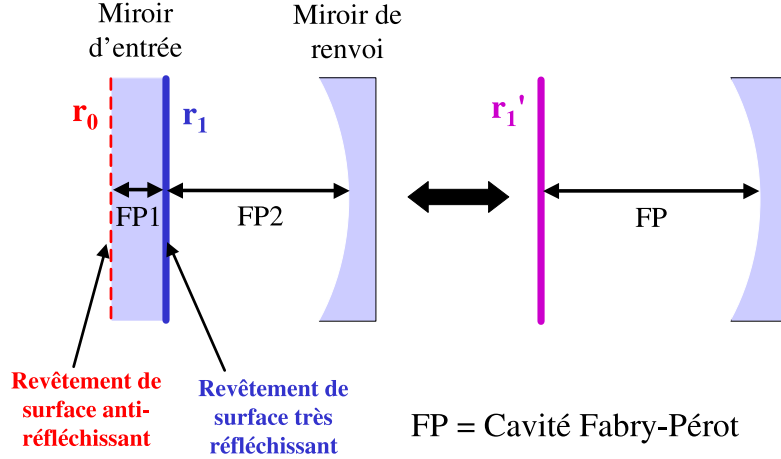


FIG. 6.5 – L'effet Fabry-Pérot à l'intérieur des miroirs d'entrée des bras de Virgo.

un CMRF maximum de $5 \cdot 10^{-2}$ à basse fréquence. Dans ce cas, le CMRF résiduel à 5 kHz serait de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$.

6.3.3 Effet d'une asymétrie des modules des réflectivités

On cherche maintenant à évaluer l'impact d'une asymétrie entre les modules des réflectivités des cavités Fabry-Pérot ($\rho_{FP,N} \neq \rho_{FP,O}$), alors que les finesesses sont supposées égales. Dans ces conditions, la longueur du chemin optique parcourue par le faisceau résonnant est la même dans chaque cavité. L'effet de filtrage dû à la cavité n'intervient donc pas pour ce type d'asymétrie. En conséquence, on s'attend à un CMRF indépendant de la fréquence.

La différence entre les réflectivités des deux cavités s'écrit sous la forme :

$$\Delta r = \frac{\rho_{FP,N} - \rho_{FP,O}}{2} e^{i\Phi_{FP}} \approx \frac{\rho_{FP,N} - \rho_{FP,O}}{2} (1 + i\Phi_{FP}) \quad (6.14)$$

Le signal généré à la sortie de l'interféromètre par un bruit de mode commun se déduit de la relation (6.4) en remplaçant Δr par l'expression précédente :

$$S_p(t) \approx 2A^2 J_0(m) J_1(m) \sqrt{T} (\rho_{FP,N} - \rho_{FP,O}) \Phi_{FP}(t) \quad (6.15)$$

Dans le domaine fréquentiel, cette relation devient :

$$\tilde{S}_p \approx 2A^2 J_0(m) J_1(m) \sqrt{T} (\rho_{FP,N} - \rho_{FP,O}) \frac{2\pi 4F}{\lambda} \frac{\delta \tilde{L}}{\pi} \frac{1}{1 + i \frac{f}{f_{cav}}} \quad (6.16)$$

L'expression du CMRF dû à une asymétrie entre les modules des réflectivités des cavités se déduit des relations (6.16) et (6.11) :

$$CMRF = \left| \frac{\delta \tilde{l}}{\delta \tilde{L}} \right| = \frac{|\rho_{FP,N} - \rho_{FP,O}|}{\rho_{FP}} \quad (6.17)$$

où ρ_{FP} est la moyenne des modules des réflectivités des deux cavités.

Le principal mécanisme susceptible de générer une différence entre les modules des réflectivités des deux cavités Fabry-Pérot est lié à la présence éventuelle d'une asymétrie entre les rayons de courbure des miroirs de renvoi. La réflectivité résiduelle du revêtement anti-réfléchissant de la séparatrice peut également être responsable d'un effet équivalent à celui d'une asymétrie entre les modules des réflectivités des cavités. Ces deux mécanismes sont décrits dans les paragraphes suivants.

a. Asymétrie des rayons de courbure des miroirs de renvoi

Pour déterminer l'impact sur le CMRF d'une asymétrie entre les rayons de courbure des miroirs de renvoi des cavités, on doit tenir compte de la distribution spatiale de la puissance des faisceaux dans le plan perpendiculaire à leur direction de propagation².

Le faisceau incident sur les cavités Fabry-Pérot possède un profil de puissance gaussien, que l'on décrit avec le mode TEM_{00} de la base d'Hermite-Gauss [18]. L'expression du champ associé au faisceau incident s'écrit donc :

$$A_{in} = A_{00,in} \Psi_{00,in}(x,y) = A_{00,in} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_{in}} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_{in}^2}} \quad (6.18)$$

où $A_{00,in}$ est l'amplitude du champ, et $\Psi_{00,in}$ est la fonction associée au mode TEM_{00} . Le paramètre w_{in} représente la taille du faisceau incident.

On peut écrire de la même manière l'expression du mode TEM_{00} résonnant dans la cavité nord (respectivement ouest) à l'entrée de la cavité :

$$\Psi_{00,N(O)}(x,y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_{N(O)}} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_{N(O)}^2}} \quad (6.19)$$

La taille du faisceau résonnant calculée à l'entrée de la cavité dépend du rayon de courbure $R_{N(O)}$ du miroir de renvoi ainsi que de la longueur de la cavité, selon la relation [21] :

$$w_{N(O)}^2 = L \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{R_{N(O)}}{L} - 1} \quad (6.20)$$

2. Le plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau est repéré par les coordonnées cartésiennes x et y

On peut définir un coefficient de couplage, noté $\alpha_{N(O)}$, entre le faisceau incident et le faisceau résonnant dans la cavité, à partir du produit scalaire entre $\Psi_{00,in}$ et $\Psi_{00,N(O)}$ dans la base de Hermite-Gauss :

$$\alpha_{N(O)} = \int_x \int_y \Psi_{00,in}(x,y) \bar{\Psi}_{00,N(O)}(x,y) dx dy = \frac{2 w_{in} w_{N(O)}}{w_{in}^2 + w_{N(O)}^2} \quad (6.21)$$

Ce coefficient de couplage indique que seule une fraction égale à $\alpha_{N(O)}^2$ de la puissance du faisceau incident résonne dans la cavité Fabry-Pérot : l'amplitude du faisceau résonnant est donc pondérée par le coefficient $\alpha_{N(O)}$ par rapport à l'amplitude $A_{00,in}$. De même la composante du faisceau réfléchi par la cavité après y avoir résonné se couple au TEM_{00} incident avec le coefficient $\alpha_{N(O)}$. Finalement, la cavité Fabry-Pérot est vue par le faisceau incident comme un miroir possédant une réflectivité effective $r'_{FP,N(O)}$ donnée par :

$$r'_{FP,N(O)} = -\rho'_{FP,N(O)} e^{i\Phi_{FP}} = -\rho_{FP} \alpha_{N(O)}^2 e^{i\Phi_{FP}} \quad (6.22)$$

Si le rayon de courbure du miroir de renvoi diffère entre les deux cavités ($R_N \neq R_O$), il en résulte une asymétrie entre les coefficients de couplage : $\alpha_N \neq \alpha_O$. Cette asymétrie entre les deux cavités génère un CMRF dont l'expression se déduit immédiatement de la relation (6.17) :

$$CMRF = |\alpha_N^2 - \alpha_O^2| \quad (6.23)$$

Des applications numériques effectuées à partir de la relation précédente, pour différents rayons de courbure et pour différents niveaux de couplage entre le faisceau incident et le faisceau résonnant, sont répertoriées dans le Tableau 6.2. A titre d'indication, les rayons de courbure mesurés pour les miroirs de renvoi de Virgo sont [48] :

$$R_N = 3555 \pm 20 \text{ m} \quad \text{et} \quad R_W = 3570 \pm 40 \text{ m} \quad (6.24)$$

En choisissant les valeurs centrales précédentes pour les rayons de courbure des miroirs de renvoi, et en supposant que la taille du faisceau incident est ajustée avec une précision de 3 % à la taille du faisceau résonnant (ce qui correspond à une valeur de $\alpha_{N(O)}^2$ de l'ordre de 0.999), on obtient un CMRF égal à $3.7 \cdot 10^{-4}$. Pour un facteur de couplage plus faible, mais comparable à la situation des runs C4 et C5 pour lesquels : $\alpha_{N(O)}^2 \approx 0.95$, on obtient un CMRF de l'ordre de quelques pourmilles. Si l'on remplace les valeurs centrales des rayons de courbure par les valeurs extrêmes obtenues en tenant compte de la barre d'incertitude de ces mesures, la valeur du CMRF dépasse le pourcent ($CMRF = 1.4 \cdot 10^{-2}$).

Une asymétrie entre les rayons de courbure des miroirs de renvoi génère donc une asymétrie entre les modules des réflectivités des cavités qui devient significative lorsque la taille du faisceau incident n'est pas bien ajustée à celle du faisceau

Faisceau incident	Cavité	RC	Faisceau résonnant	Couplage	CMRF
$w_{in} = 2.04 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	Nord	3555 m	$2.09 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	$\alpha_N^2 \approx 0.9994$	$3.7 \cdot 10^{-4}$
	Ouest	3570 m	$2.104 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	$\alpha_W^2 \approx 0.9990$	
$w_{in} = 1.67 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	Nord	3555 m	$2.09 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	$\alpha_N^2 \approx 0.951$	$2.8 \cdot 10^{-3}$
	Ouest	3610 m	$2.104 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	$\alpha_W^2 \approx 0.948$	
$w_{in} = 1.67 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	Nord	3535 m	$2.07 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	$\alpha_N^2 \approx 0.955$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
	Ouest	3610 m	$2.14 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	$\alpha_W^2 \approx 0.941$	

TAB. 6.2 – Effet d’une asymétrie des rayons de courbure (RC) des miroirs de renvoi des cavités.

résonnant.

b. Asymétrie due à la séparatrice

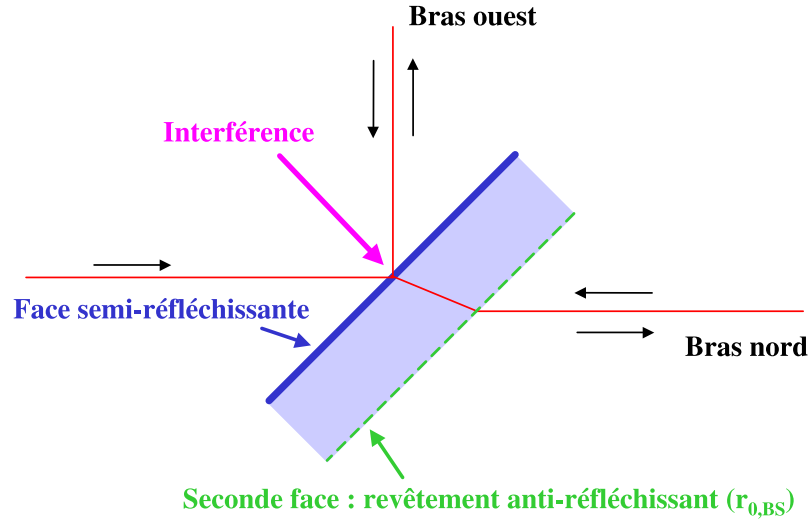


FIG. 6.6 – La séparatrice et son revêtement de surface anti-réfléchissant.

La réflectivité résiduelle $r_{0,BS}$ du revêtement anti-réfléchissant de la seconde face de la séparatrice génère une asymétrie entre les deux bras de l’interféromètre. Ceci est dû au fait que le faisceau issu du bras nord a traversé deux fois la face anti-réfléchissante de la séparatrice avant d’interférer sur la face semi-réfléchissante avec le faisceau issu du bras ouest (cf. Figure 6.6). L’impact de cette asymétrie sur le CMRF est équivalent à celui d’une asymétrie entre les modules des réflectivités des cavités, et peut donc être décrit en remplaçant l’expression de Δr donnée en

(6.15) par :

$$\delta r = \frac{(\rho_{FP,N} t_{0,BS}^2 - \rho_{FP,O})}{2} e^{i\Phi_{FP}} \quad (6.25)$$

où $t_{0,S}$ est le coefficient de transmission du revêtement de surface anti-réfléchissant de la séparatrice. Les pertes sur cette surface étant négligeables par rapport à la réflectivité résiduelle, le coefficient de transmission s'écrit simplement :

$$t_{0,BS} \approx \sqrt{1 - r_{0,BS}^2} \quad (6.26)$$

Si les réflectivités des cavités Fabry-Pérot sont supposées identiques, le CMRF généré par la seule contribution de la réflectivité résiduelle de la seconde de la séparatrice est donné par :

$$CMRF = 1 - t_{0,BS}^2 \approx r_{0,BS}^2 \quad (6.27)$$

D'après la mesure réalisée sur la séparatrice de Virgo : $r_{0,S}^2 = 520 \text{ ppm}$, le CMRF correspondant serait égal à $2.6 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur est plus faible d'un ordre de grandeur que celle à laquelle on peut s'attendre dans la situation des runs C4 et C5 avec une asymétrie des coefficients de couplage des cavités (cf. Tableau 6.2). Par conséquent l'effet de la réflectivité résiduelle de la seconde face de la séparatrice devrait être négligeable.

6.3.4 Effet d'une asymétrie des pertes dans les cavités

D'après la relation 6.6, une différence entre les pertes des deux cavités génère également une asymétrie entre les modules des réflectivités. Mais dans ce cas, l'asymétrie de pertes a aussi pour effet de produire une différence entre les phases des faisceaux réfléchis par les deux cavités. On peut montrer par un calcul analytique plus approfondi [49] que la différence de phase entre les faisceaux réfléchis tend à compenser partiellement l'effet de l'asymétrie de module des réflectivités. Finalement on obtient pour le CMRF l'expression approchée suivante :

$$CMRF = \frac{F}{2\pi} \Delta P \quad (6.28)$$

où F est la finesse moyenne, et ΔP désigne la différence entre les pertes des deux cavités.

La validité du modèle analytique fourni par la relation (6.28) a été confirmée par une simulation réalisée avec le programme Siesta, dans laquelle on a réglé les pertes des miroirs d'entrée pour obtenir une asymétrie de pertes entre les cavités de 100 ppm (cf. Figure 6.3). Cette asymétrie de pertes correspond à l'ordre de grandeur attendu pour les cavités de Virgo. Le résultat de la simulation est comparé au CMRF prédit par le modèle sur la Figure 6.7 : les deux courbes ne diffèrent que de 7 %. On peut donc considérer la relation (6.28) comme une approximation

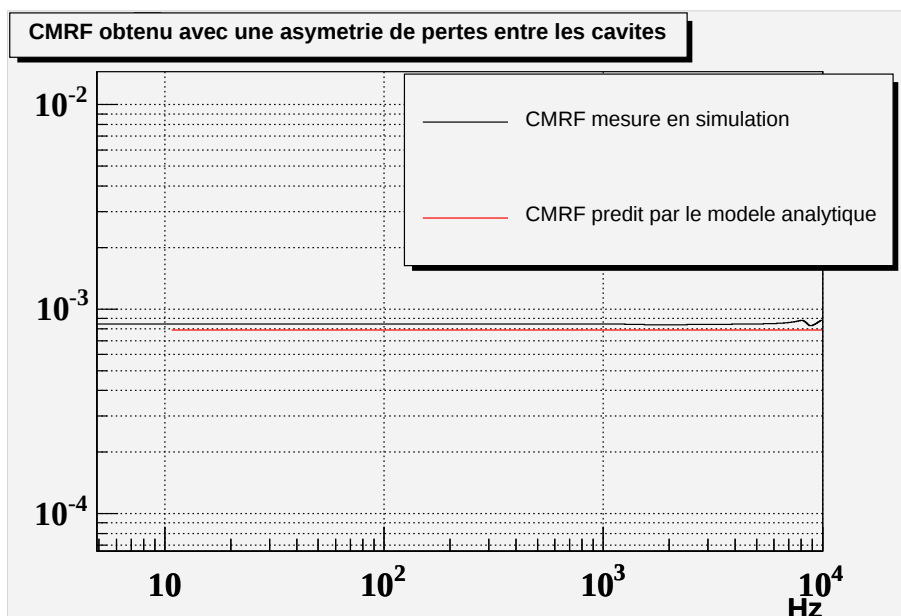


FIG. 6.7 – CMRF dû à une asymétrie de pertes de 100 ppm.

satisfaisante. Dans cette simulation les pertes des miroirs de renvoi des cavités ont été mises à zéro. Il faut remarquer qu’une asymétrie entre les pertes des miroirs de renvoi génèrerait en plus une asymétrie de finesse, la réflectivité r_2 n’étant alors plus la même pour les miroirs des deux cavités.

Cavité	r_1	r_2	F	P_1	CMRF
Nord	0.9389	0.999976	49.75	$0.4 \cdot 10^{-3}$	$0.8 \cdot 10^{-3}$
Ouest	0.9389	0.999976	49.75	$0.3 \cdot 10^{-3}$	

TAB. 6.3 – Valeurs implémentées dans la simulation pour générer une asymétrie de pertes de 100 ppm.

Une asymétrie de pertes de 100 ppm entre les cavités génère donc un CMRF de l’ordre du pourmille.

6.4 Analyse de la sensibilité du run C4

Les sources de bruits identifiées au cours de l’analyse de la sensibilité du run C4 sont présentées dans cette section. Dans la région des fréquences les plus élevées de la bande passante de Virgo, les bruits limitant la sensibilité correspondent au bruit électronique du système de détection et au bruit en fréquence du faisceau entrant dans l’interféromètre. Ces deux sources de bruit sont analysées dans les

paragraphe 6.4.1 et 6.4.2 respectivement. A plus basse fréquence, la sensibilité est limitée en partie par le bruit électronique des actionneurs des miroirs, présenté dans le paragraphe 6.4.3, ainsi que par le bruit introduit par les boucles de contrôle de la séparatrice, présenté dans le paragraphe 6.4.4.

6.4.1 Bruit de lecture du signal de frange noire

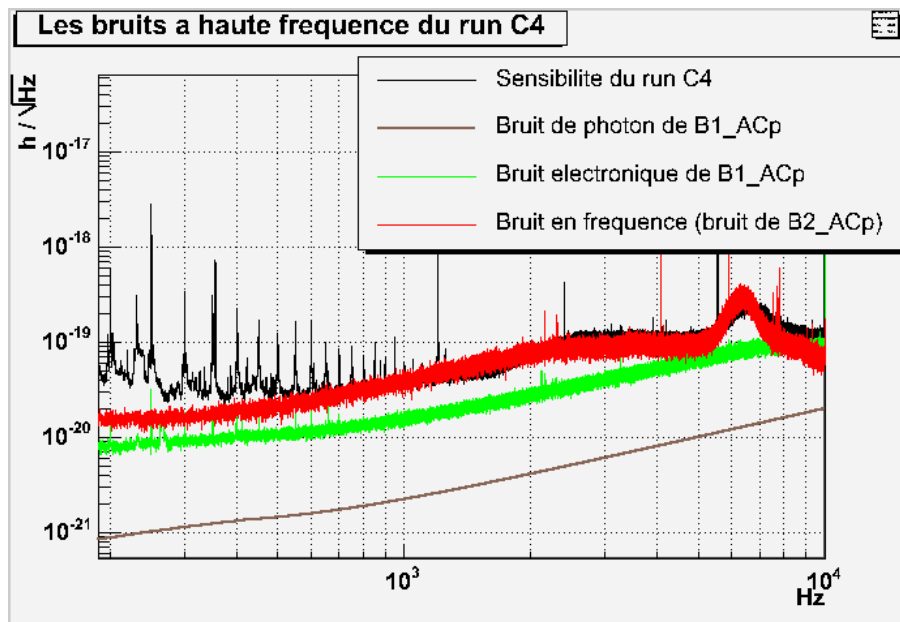


FIG. 6.8 – Contribution des bruits à haute fréquence (bruits de lecture de $B1_ACp$ et bruit en fréquence du faisceau) dans la sensibilité du run C4.

L'impact sur la sensibilité des bruits de lecture (bruit électronique et bruit de photon) des photodiodes qui délivrent le signal de frange noire ($B1_ACp$) est estimé en suivant la méthode exposée au paragraphe 5.3. On mesure le bruit électronique des photodiodes lorsque le volet, utilisé pour empêcher le faisceau d'atteindre ces photodiodes, est fermé. La mesure réalisée au début du run C4 fournit un bruit électronique dont la densité spectrale d'amplitude au-dessus de quelques centaines de Hertz est constante, et vaut environ $5 \cdot 10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le bruit de photon est évalué à partir de la puissance totale atteignant les photodiodes du faisceau B1 (cf. relation (5.1)) qui, au cours du run C4, était de $65 \mu\text{W}$. Le bruit électronique et le bruit de photon ainsi mesurés sont ensuite convertis en sensibilité équivalente (exprimée en $h/\sqrt{\text{Hz}}$) en utilisant la réponse optique de l'interféromètre (cf. relation (5.2)). Le gain de la réponse optique est déduit de la fonction de transfert d'étalonnage (durant le run C4: $K_{B1_ACp} \approx 2.4 \cdot 10^6 \text{ W/m}$). Les contributions des bruits de lecture du signal de frange noire dans la courbe de sensibilité sont présentées sur la Figure 6.8. La contribution du bruit de photon

reste environ un ordre de grandeur en dessous de la sensibilité du run C4 ; elle est par conséquent négligeable. Celle du bruit électronique s'approche de la courbe de sensibilité à moins d'un facteur 3 au dessus de 500 Hz, mais ne constitue pas la source principale de bruit. Une autre source de bruit doit donc être recherchée.

6.4.2 Bruit en fréquence du faisceau

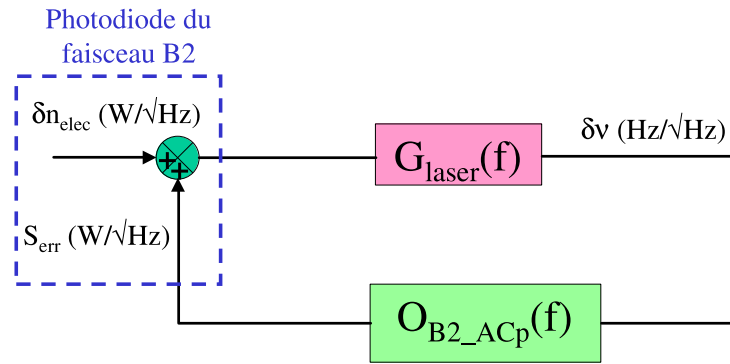


FIG. 6.9 – Représentation sous forme de schéma-bloc de la boucle de stabilisation en fréquence du laser.

Pendant le run C4, on a observé de la cohérence entre le signal de frange noire et le signal de correction appliqué sur le laser pour contrôler sa fréquence. Par conséquent, on suspecte que la sensibilité du run C4 soit limitée par le bruit en fréquence du faisceau laser introduit par la boucle de stabilisation en fréquence.

Comme cela a été expliqué dans la section 6.2, la fréquence du laser est stabilisée au moyen d'une boucle d'asservissement qui utilise le signal *B2_ACp* comme signal d'erreur. On peut donc envisager l'hypothèse selon laquelle le bruit de lecture de la photodiode qui délivre le signal *B2_ACp* est propagé par cette boucle d'asservissement jusqu'au laser et converti en bruit en fréquence. Afin de tester la validité de cette hypothèse, un modèle analytique permettant d'estimer la contribution du bruit du signal *B2_ACp* dans la sensibilité a été développé. Ce modèle est décrit ci-dessous.

Au cours du run C4, l'impact du bruit de photon de la photodiode qui reçoit le faisceau B2 est négligeable par rapport à l'impact du bruit électronique de cette photodiode, dont le niveau est environ quatre fois plus élevé. On désigne par δn_{elec} le bruit électronique de la photodiode qui se propage dans le signal $B2_ACp$. La boucle de stabilisation en fréquence du laser est représentée sous forme de schéma-bloc sur la Figure 6.9. S_{err} désigne le signal d'erreur induit par le bruit de mode commun de l'interféromètre à la sortie de la photodiode du faisceau B2. La lecture de ce signal est affectée par le bruit électronique δn_{elec} . La fonction de transfert de l'électronique implémentée entre le signal d'erreur et la correction appliquée sur la fréquence du laser est notée $G_{laser}(f)$. Un bruit en fréquence du laser $\delta\nu$ produit à la sortie de la photodiode un signal donné par : $\tilde{S}_{err} = O_{B2_ACp}(f)\delta\tilde{\nu}$. Dans cette relation, la fonction de transfert $O_{B2_ACp}(f)$ caractérise l'effet d'un bruit en fréquence sur le signal démodulé en phase obtenu à partir du faisceau B2. D'après le schéma de contrôle de la Figure 6.9, l'expression, dans le domaine fréquentiel, du bruit en fréquence induit par le bruit électronique de la photodiode du faisceau B2 est donnée par :

$$\delta\tilde{\nu} = \frac{G_{laser}(f)}{1 - H_{laser}(f)} \cdot \delta\tilde{n}_{elec} \quad (6.29)$$

avec : $H_{laser}(f) = G_{laser}(f) \cdot O_{B2_ACp}(f)$

$H_{laser}(f)$ est la fonction de transfert de la boucle de stabilisation en fréquence du laser en condition de boucle ouverte. Son gain unité est placé autour de 10 kHz. En considérant que le gain de cette boucle de contrôle est très élevé ($\|H_{laser}(f)\| \gg 1$) dans la région de fréquence étudiée, on peut approcher la relation 6.29 par :

$$\delta\tilde{\nu} = \frac{1}{O_{B2_ACp}} \cdot \delta\tilde{n}_{elec} \quad (6.30)$$

La propagation du bruit en fréquence dans le signal de frange noire dépend du facteur de rejet du mode commun, caractérisé par la fonction de transfert CMRF(f). Un bruit en fréquence $\delta\nu$ produit en sortie de l'interféromètre un signal identique à celui généré par une variation δl de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Pérot telle que (cf. relation (3.16)) :

$$\|\delta\tilde{l}\| = CMRF(f) \cdot L \cdot \left\| \frac{\delta\tilde{\nu}}{\nu} \right\| \quad (6.31)$$

Le modèle analytique permettant d'évaluer la contribution du bruit en fréquence, induit par le bruit électronique du signal $B2_ACp$, dans la sensibilité, s'obtient finalement en combinant (6.31) et (6.30) :

$$\|\tilde{h}\| = \left\| \frac{\delta\tilde{l}}{L} \right\| = CMRF(f) \cdot \frac{1}{\nu} \cdot \left\| \frac{1}{O_{B2_ACp}(f)} \cdot \delta\tilde{n}_{elec} \right\| \quad (6.32)$$

Le bruit électronique δn_{elec} a été mesuré en fermant le volet associé à la photodiode du faisceau B2, pour empêcher tout faisceau d'atteindre cette photodiode.

L'effet du bruit en fréquence sur le signal $B2_ACp$ est filtré à haute fréquence par les cavités Fabry-Pérot. La fonction de transfert $O_{B2_ACp}(f)$ est donc fournie par le modèle :

$$O_{B2_ACp}(f) = \frac{K_{B2_ACp}}{1 + i \frac{f}{f_{cav}}} \quad (6.33)$$

où f_{cav} désigne le pôle des cavités ($f_{cav} = 500 \text{ Hz}$), et K_{B2_ACp} désigne le gain statique de cette fonction de transfert. Ce gain a été déterminé de façon expérimentale avec l'interféromètre recombinaison : $K_{B2_ACp} \approx 4.2 \cdot 10^{-8} \text{ W/Hz}$.

La fonction de transfert CMRF(f) peut être déduite d'une mesure réalisée pendant le run C4. Cette mesure a consisté à injecter une ligne à 2432 Hz dans la boucle de stabilisation en fréquence du laser et à mesurer l'amplitude de la ligne correspondante dans le signal de frange noire. Le résultat expérimental indique un CMRF compris entre 0.003 et 0.005.

D'après l'étude du CMRF présentée dans la section 6.3, une valeur constante du CMRF dans la région des hautes fréquences est possible si ce dernier est dominé par l'effet d'une asymétrie des modules des réflectivités entre les deux cavités Fabry-Pérot. De plus, la valeur mesurée du CMRF est compatible avec une différence de 15 m entre les rayons de courbure des deux miroirs d'extrémité, en supposant que le facteur de couplage entre le faisceau incident et les faisceaux résonnants dans les cavités soit de l'ordre de 95 % (cf. Tableau 6.2). En outre, pendant le run C4, une dégradation du CMRF est observée lorsque les conditions d'alignement ne sont pas bonnes. Ce phénomène est probablement dû au fait qu'un désalignement des miroirs des cavités Fabry-Pérot a pour effet de détériorer le facteur de couplage entre le faisceau incident et les faisceaux résonnants dans les cavités.

Une autre hypothèse pour expliquer un CMRF de 0.003 serait une différence de 300 parties par million (ppm) entre les pertes des deux cavités Fabry-Pérot. Une telle asymétrie de pertes semble un peu excessive au regard d'une étude en simulation, présentée dans [42], qui utilise les cartes des substrats de miroir et les cartes de leurs revêtements de surface. Cette simulation indique plutôt une asymétrie de pertes de l'ordre de 60 ppm. Néanmoins les mesures des pertes des cavité Fabry-Pérot réalisées jusqu'à présent ne sont pas suffisamment précises pour exclure une asymétrie de 300 ppm.

La relation (6.32) a permis d'obtenir l'estimation de la contribution du bruit en fréquence qui est comparée à la courbe de sensibilité sur la Figure 6.8. Le CMRF retenu pour cette estimation est supposé constant et égal à 0.003. Bien que la va-

lité de l'approximation utilisée pour obtenir la relation 6.30 ne soit pas garantie à très haute fréquence (puisque $\|H_{laser}(f = 10kHz)\| \approx 1$), ce modèle simplifié explique assez bien la courbe de sensibilité de 500 Hz à 10 kHz. Il faut noter que dans la région des fréquences proches de 10 kHz, le bruit électronique du signal de frange noire contribue également de façon notable à la courbe de sensibilité. On peut remarquer que la bosse, visible dans la projection du bruit en fréquence de la Figure 6.8 entre 5 kHz et 8 kHz, est due à la forme complexe inhabituelle du spectre du bruit électronique δn_{elec} . Cette bosse de bruit était en fait liée à un phénomène de diaphonie (c'est à dire des interférences électromagnétiques) entre différents câbles électriques. Ce problème a été résolu en Décembre 2005.

Le modèle analytique développé précédemment montre donc que la sensibilité du run C4 est principalement limitée par le bruit en fréquence du faisceau entrant dans l'interféromètre, entre 500 Hz et 10 kHz. Ce bruit en fréquence est généré par le bruit électronique du signal d'erreur $B2_ACp$.

6.4.3 Bruit des actionneurs des miroirs

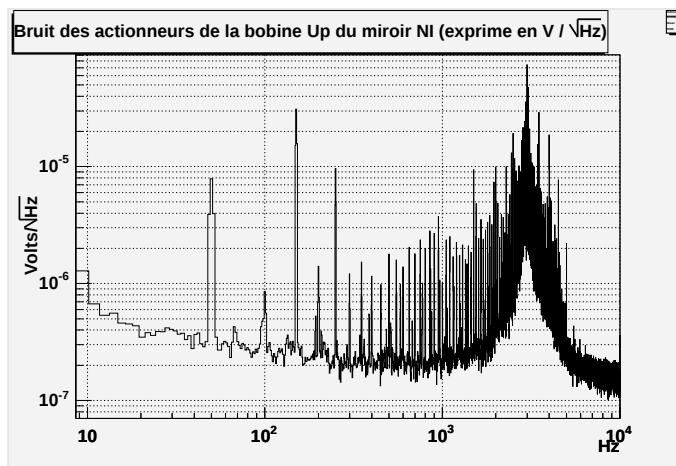


FIG. 6.10 – *Bruit des actionneurs mesuré sur une des bobines du miroir d'entrée de la cavité nord (miroir NI), pendant le run C4. Le bruit est exprimé en tension équivalente (en $V/\sqrt{Hz}$), ramenée à la sortie du DAC.*

Le bruit généré par l'électronique des actionneurs, qui agissent sur la position des miroirs à partir des bobines placées sur les masses de référence, produit un bruit de position des miroirs susceptible de limiter la sensibilité, comme expliqué dans 3.6.1.

Le bruit des actionneurs est estimé à partir de la mesure du courant δi circulant dans les bobines (cf. Figure 3.8), lorsqu'aucun signal de correction n'est appliqué à l'entrée des convertisseurs DAC. Le courant ainsi mesuré peut être

ramené en tension équivalente δu à la sortie du DAC, connaissant le gain de l'amplificateur et les paramètres électriques de la bobine (résistance et inductance). A titre d'exemple, le résultat de la mesure réalisée sur une des bobines du miroir d'entrée de la cavité nord, au cours du run C4, peut être visualisé sur la Figure 6.10.

Un modèle analytique permettant d'évaluer la contribution dans la sensibilité du bruit des actionneurs des miroirs des bras a été développé dans la section 3.6.1 pour une seule bobine (cf. relation (3.38)). Sur chaque masse de référence des miroirs de Virgo, on trouve quatre bobines orientées de manière à pouvoir agir sur la position longitudinale des miroirs. Parmi ces quatre bobines, seules deux d'entre elles étaient branchées pendant le run C4. La contribution totale dans la sensibilité du bruit généré par les actionneurs des quatre miroirs des bras est obtenue en sommant quadratiquement les contributions de chacune des huit bobines concernées, ce qui conduit à :

$$\tilde{h} = \sqrt{8} \frac{1}{L} \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (6.34)$$

Dans la relation précédente, on a conservé les notations introduites dans la section 3.6.1.

Le gain des actionneurs K_{DC} pour les miroirs des bras est déduit des mesures d'étalonnage présentées dans [40] : $K_{DC} \approx 6 \pm 1 \mu m/V$.

Compte tenu de la configuration électronique de la chaîne des actionneurs en place pendant le run C4, le pôle des bobines f_{bobine} , qui intervient dans l'expression de la fonction de transfert $E(f)$ (cf. relation (3.36)), est simplement fonction de la résistance intrinsèque de la bobine R_{bobine} et de son inductance : $f_{bobine} = \frac{R_{bobine}}{L_{bobine}}$. D'après les spécifications de la bobine ($R_{bobine} \approx 11 \Omega$, $L_{bobine} \approx 23 mH$), le pôle devrait être voisin de 480 Hz. Cependant, les mesures d'étalonnage présentées dans [40] indiquent plutôt des valeurs voisines de 800 Hz et de 900 Hz, pour ce qui concerne les bobines installées sur les masses de référence du miroir d'extrémité du bras nord et du miroir d'extrémité du bras ouest, respectivement. Ces résultats de mesure n'ont pas été pris en compte dans l'estimation du bruit des actionneurs. La valeur du module de $E(f)$ reste de toute façon proche de l'unité dans la région de fréquence pour laquelle la sensibilité est dominée par le bruit des actionneurs.

Le bruit des actionneurs δu a été mesuré pour les miroirs d'entrée des cavités Fabry-Pérot. Le bruit des actionneurs des miroirs de renvoi des cavités a été supposé similaire. Le bruit des actionneurs moyen par bobine, mesuré à 100 Hz, est de $440 nV/\sqrt{Hz}$.

La projection du bruit des actionneurs fournie par la relation (6.34) est comparée à la courbe de sensibilité du run C4 sur la Figure 6.11 : D'après cette estimation, la contribution du bruit des actionneurs des miroirs des bras n'est inférieure que

d'un facteur 2 à la sensibilité entre 70 et 300 Hz. Il faut de plus remarquer que la mesure du bruit des actionneurs a été réalisée en l'absence de signal de correction envoyé sur les DAC. Or l'analyse du run de commissioning C6 (cf. section 7.5.5) montre que, si l'électronique n'est pas parfaitement réglée, un bruit supplémentaire vient s'ajouter, dont le niveau est d'autant plus élevé que l'amplitude du signal de correction envoyé sur le DAC est grande. En conséquence, la projection du bruit des actionneurs visible sur la Figure 6.11 pourrait être sous-estimée.

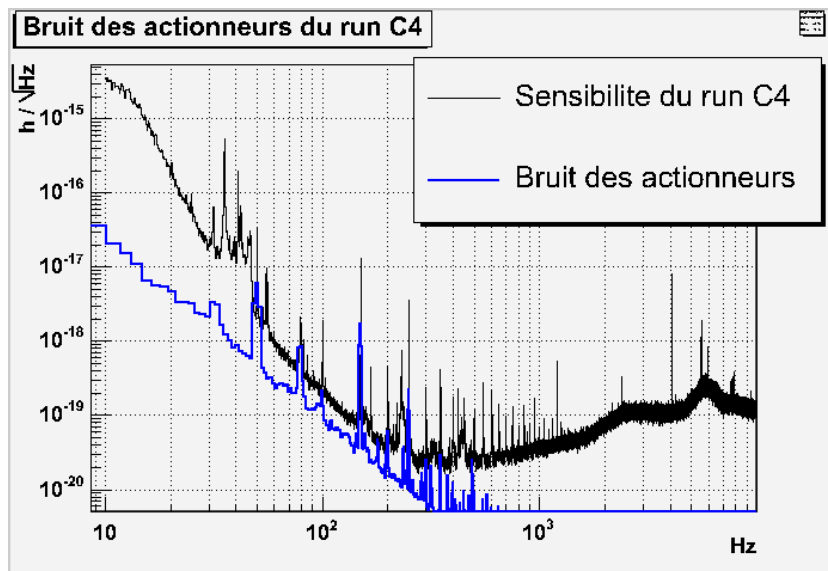


FIG. 6.11 – Contribution du bruit des actionneurs dans la sensibilité du run C4.

Comme on l'a montré dans la section 3.6.1, le bruit des actionneurs de la séparatrice est également susceptible d'avoir un impact sur la sensibilité, qui est donné par la relation (3.40) pour une seule bobine. A la différence des autres miroirs, les quatre bobines de la masse de référence de la séparatrice étaient connectées pendant le run C4. La contribution du bruit des actionneurs des quatre bobines de la séparatrice est finalement donnée par :

$$\tilde{h} = \sqrt{4} \frac{1}{L} \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (6.35)$$

Pour ce qui concerne la séparatrice, qui est environ quatre fois plus légère que les miroirs des bras, la valeur du gain K_{DC} mesurée pendant le run C4 est : $K_{DC} \approx 34 \pm 7 \mu\text{m}/\text{V}$. Cette valeur a été obtenue à partir d'une mesure des amplitudes des lignes permanentes d'étalonnage appliquées tout au long du run sur le miroir d'extrémité du bras nord (ligne à 353 Hz), le miroir d'extrémité du bras ouest (ligne à 355 Hz), et la séparatrice (ligne à 357 Hz). La détermination de la valeur de K_{DC} pour la séparatrice requiert une connaissance préalable des

valeurs de K_{DC} pour les deux miroirs d'extrémité des bras, ainsi que la connaissance des paramètres électriques des bobines. Les incertitudes sur ces paramètres conduisent à une précision de l'ordre de 20 % sur la valeur de K_{DC} de la séparatrice.

En comparant les relations (6.34) et (6.35), on montre que l'impact sur la sensibilité du bruit des actionneurs de la séparatrice est environ 5.6 fois plus faible que celui des quatre miroirs des bras. Le bruit des actionneurs de la séparatrice est donc négligeable pendant le run C4.

6.4.4 Bruits de contrôle de la séparatrice

La région des plus basses fréquences (en dessous de 60 Hz) de la courbe de sensibilité du run C4 est principalement limitée par le bruit introduit par les boucles de contrôle longitudinal et angulaire de la séparatrice. Dans cette section, on explique d'abord comment les bruits de contrôle de la séparatrice ont été identifiés comme des sources de bruit dominantes, et comment leur contribution dans la sensibilité a été estimée. On présente ensuite les modèles analytiques qui décrivent la propagation de ces bruits dans le signal de frange noire. Pour finir, on présente les résultats d'une analyse qui a été réalisée afin de comprendre l'origine du bruit qui se mélange au signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice.

a. Contribution des bruits de contrôle dans la sensibilité

Sur la Figure 6.12, on a représenté les modules carrés des plus grandes fonctions de cohérence obtenues pendant le run C4 entre le signal de frange noire et plusieurs signaux de corrections, qui sont :

- le signal de correction envoyé sur les actionneurs de la séparatrice pour contrôler sa position longitudinale ;
- le signal de correction envoyé sur les actionneurs de la séparatrice pour contrôler sa position angulaire en θ_x , c'est à dire la rotation autour de l'axe horizontal du miroir ;
- les signaux de correction angulaires en θ_x appliqués sur les deux miroirs de la cavité ouest, via les actionneurs de la marionnette.

On peut remarquer sur la Figure 6.12 que le signal de frange noire présente une cohérence élevée avec les quatre signaux de correction entre 10 et 30 Hz. On ne peut donc pas identifier directement la (ou les) boucle(s) de contrôle qui est (sont) effectivement responsable(s) du bruit limitant la courbe de sensibilité dans cette région. De plus, ces quatre signaux de correction sont mutuellement cohérents, ce qui indique un phénomène de couplage entre certains degrés de liberté des miroirs. On s'attend en fait à ce que les miroirs de la cavité ouest, placés sous alignement linéaire, suivent les déplacements de la séparatrice, qui pour sa part est placée uniquement sous contrôle local. C'est pourquoi, on considère dans la suite du

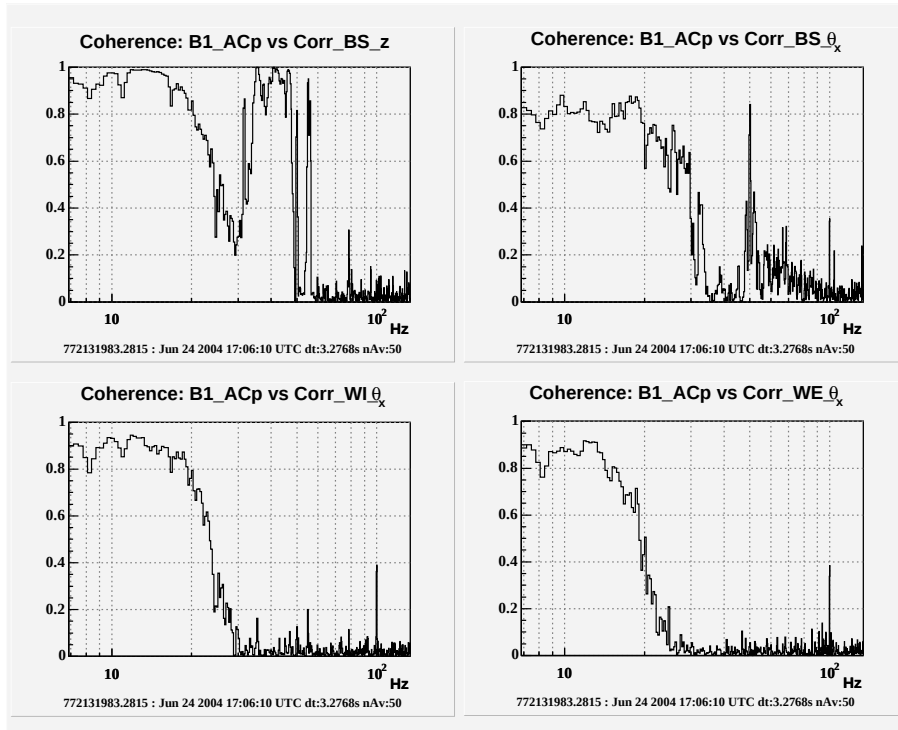


FIG. 6.12 – Fonctions de cohérence, mesurées pendant le run C4, entre le signal de frange noire et : le signal de correction longitudinal de la séparatrice (en haut, à gauche), le signal de correction angulaire en θ_x de la séparatrice (en haut, à droite), le signal de correction angulaire en θ_x du miroir d'entrée de la cavité ouest (en bas, à gauche), et le signal de correction angulaire en θ_x du miroir de renvoi de la cavité ouest (en bas, à droite).

raisonnement que le bruit limitant la sensibilité est introduit par les boucles de contrôle angulaire et longitudinal de la séparatrice.

La cohérence mutuelle mesurée entre ces deux signaux de correction, que l'on peut visualiser sur la Figure 6.13, indique une nouvelle fois un phénomène de couplage entre le déplacement angulaire (en θ_x) et le déplacement longitudinal de la séparatrice. Afin de mieux identifier la contribution dans la sensibilité propre à chacun de ces signaux de correction, un calcul de cohérence croisée a été effectué. Le principe de ce calcul est exposé ci-dessous.

On décompose le spectre de bruit mesuré dans le signal de frange noire, noté X_0 , sous la forme de trois contributions distinctes :

$$\tilde{X}_0 = a(f).\tilde{X}_1 + b(f).\tilde{X}_2 + c(f).\tilde{X}_3 \quad (6.36)$$

où X_1 et X_2 se rapportent respectivement au signal de correction longitudinal de la séparatrice et à son signal de correction angulaire, X_3 désigne un éventuel bruit

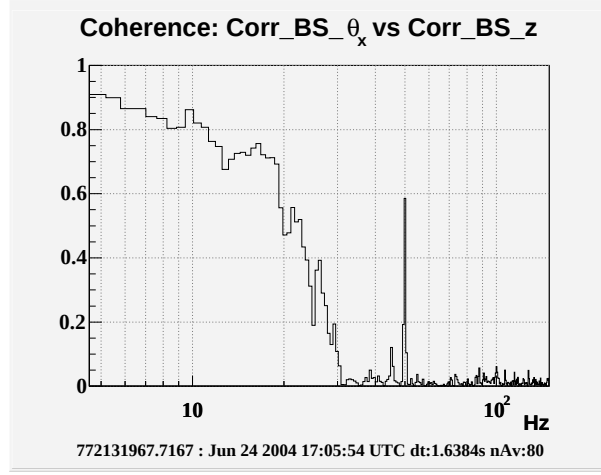


FIG. 6.13 – Fonction de cohérence obtenue entre le signal de correction longitudinal et le signal de correction angulaire (en θ_x) envoyés sur les actionneurs de la séparatrice.

résiduel, qui est supposé être incohérent avec les deux signaux précédents. X_0 , X_1 , X_2 et X_3 sont normalisés par le module de leur densité spectrale d'amplitude. Par exemple, X_0 est donné par : $\tilde{X}_0 = \frac{\tilde{S}_p}{\|\tilde{S}_p\|}$, où $\tilde{S}_p$ est le spectre du signal de frange noire. Avec cette normalisation, la fonction de cohérence peut être utilisée pour définir un produit scalaire entre les éléments X_0 , X_1 , X_2 , et X_3 . On obtient les fonctions de transfert complexes $a(f)$, $b(f)$ et $c(f)$ en résolvant le système linéaire :

$$\begin{cases} \langle X_1, X_0 \rangle = a(f) \cdot \langle X_1, X_1 \rangle + b(f) \cdot \langle X_1, X_2 \rangle + c(f) \cdot \langle X_1, X_3 \rangle \\ \langle X_2, X_0 \rangle = a(f) \cdot \langle X_2, X_1 \rangle + b(f) \cdot \langle X_2, X_2 \rangle + c(f) \cdot \langle X_2, X_3 \rangle \\ \langle X_3, X_0 \rangle = a(f) \cdot \langle X_3, X_1 \rangle + b(f) \cdot \langle X_3, X_2 \rangle + c(f) \cdot \langle X_3, X_3 \rangle \end{cases} \quad (6.37)$$

où la notation $\langle X, Y \rangle$ désigne la fonction de cohérence complexe entre les variables X et Y . Ce système se simplifie en :

$$\begin{cases} \langle X_1, X_0 \rangle = a(f) + b(f) \cdot \langle X_1, X_2 \rangle \\ \langle X_2, X_0 \rangle = a(f) \cdot \langle X_2, X_1 \rangle + b(f) \\ \langle X_3, X_0 \rangle = c(f) \end{cases} \quad (6.38)$$

Les fonctions de transfert $a(f)$, $b(f)$ et $c(f)$ peuvent donc être calculées à partir de la mesure des fonctions de cohérence qui interviennent dans le système 6.38.

La contribution totale des bruits de contrôle de la séparatrice dans le signal de frange noire est donnée par :

$$\delta n_{BS} = \|\tilde{S}_p\| \sqrt{\|a(f)\|^2 + \|b(f)\|^2 + 2\text{Re}(\bar{a}(f) \cdot b(f) \cdot \langle X_1, X_2 \rangle)} \quad (6.39)$$

Dans la relation précédente, le terme $2\text{Re}(\bar{a}(f) \cdot b(f) \cdot \langle X_1, X_2 \rangle)$ quantifie le couplage entre les degrés de liberté angulaire et longitudinal. Dans le cas général,

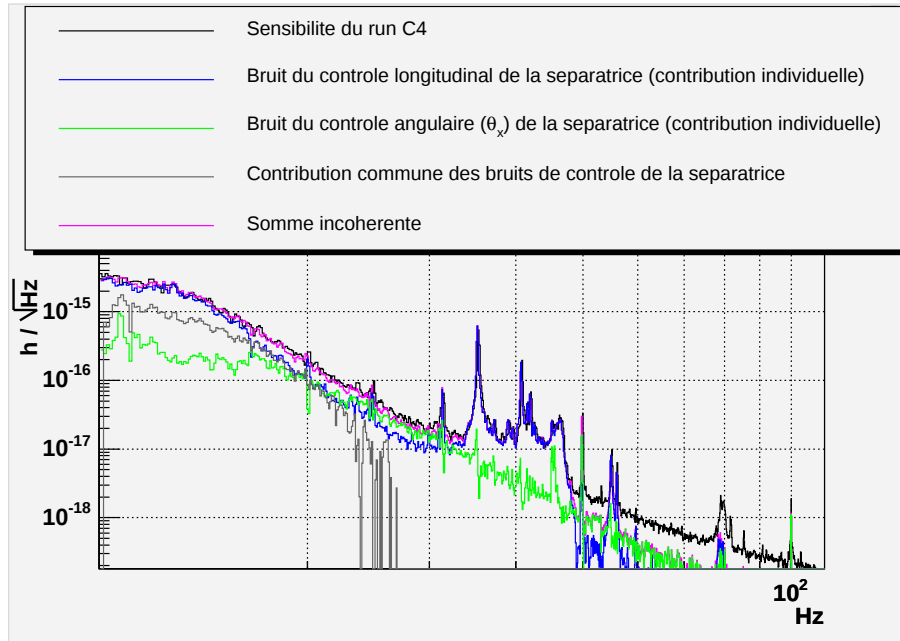


FIG. 6.14 – Contributions des bruits de contrôle de la séparatrice dans la sensibilité du run C4. Ces estimations sont obtenues à partir du calcul de cohérence croisée.

ce terme peut être de signe négatif ou positif, selon la manière dont les deux sources de bruits interfèrent. Pendant le run C4, ce terme est de signe positif, ce qui permet de définir une contribution commune des bruits de contrôle de la séparatrice (notée $\delta n_{BS,commun}$), et des contributions propres au bruit de contrôle longitudinal ainsi qu'au bruit de contrôle angulaire (notées respectivement $\delta n_{BS,z}$ et $\delta n_{BS,\theta_x}$). Ces différentes contributions sont définies par les relations :

$$\delta n_{BS,z} = \|\tilde{S}_p \cdot a(f)\| \quad (6.40)$$

$$\delta n_{BS,\theta_x} = \|\tilde{S}_p \cdot b(f)\| \quad (6.41)$$

$$\delta n_{BS,commun} = \|\tilde{S}_p\| \cdot \sqrt{2Re(\bar{a}(f) \cdot b(f) \cdot \langle X_1, X_2 \rangle)} \quad (6.42)$$

Les contributions de bruit dans la sensibilité sont obtenues en multipliant $\delta n_{BS,z}$, $\delta n_{BS,\theta_x}$ et $\delta n_{BS,commun}$ (exprimés en $W/\sqrt{Hz}$) par l'inverse de la réponse du détecteur (fournie par la procédure d'étalonnage décrites dans la section 4.2.1). Les résultats de ce calcul sont présentés sur la Figure 6.14.

La courbe intitulée "somme incohérente" donne la contribution totale des bruits de contrôle de la séparatrice ; elle est obtenue à partir de la relation (6.39). D'après cette estimation, les bruits de contrôle de la séparatrice expliquent la sensibilité entre 10 et 50 Hz.

Le calcul de cohérence a permis l'identification des sources de bruit limitant la

sensibilité à basse fréquence, mais il reste à comprendre comment ces bruits se propagent dans le signal de frange noire. Des modèles analytiques permettant de décrire la propagation des bruits de contrôle angulaire et longitudinal de la séparatrice sont proposés dans les paragraphes qui suivent.

b. Modèle de propagation du bruit de contrôle angulaire

Deux hypothèses peuvent être proposées pour expliquer le mécanisme permettant au bruit de contrôle angulaire de la séparatrice de se propager dans le signal de frange noire.

La première consiste à supposer que les actionneurs de la séparatrice ne sont pas symétriques. Les corrections angulaires impliquées dans le bruit de contrôle de la séparatrice pendant le run C4 sont appliquées via les bobines de la masse de référence, tout comme les corrections longitudinales. En présence d'une asymétrie entre ces actionneurs, le signal de correction angulaire produit simultanément des déplacements angulaire et longitudinal de la séparatrice. Ce déplacement longitudinal génère une variation de la différence de longueur entre les bras du petit Michelson qui a un impact direct sur la sensibilité, comme expliqué dans la section 3.6.1. Néanmoins, l'asymétrie entre les actionneurs requise, pour expliquer le couplage observé entre les degrés de liberté angulaire et longitudinal pendant le run C4, est de l'ordre de 40 %. Cette valeur est trop élevée pour être réaliste.

La seconde hypothèse suppose que le faisceau incident atteignant la séparatrice est verticalement décentré par rapport à ce miroir. Cette situation a été examinée dans la section 3.6.3, qui a montré que le bruit angulaire $\delta\theta_x$ de la séparatrice produit en sortie de l'interféromètre un signal équivalent à celui généré par une différence de longueur δl entre les cavités Fabry-Pérot, telle que :

$$\delta\tilde{l} = 2d \frac{\pi}{2F} \cdot \delta\tilde{\theta}_x \quad (6.43)$$

où d est le décentrage vertical du faisceau par rapport au miroir (cf. Figure 3.11). Le bruit de position $\delta\theta_x$ de la séparatrice induit par son système de contrôle se déduit du signal de correction angulaire S_{corr,θ_x} d'après la relation :

$$\delta\tilde{\theta}_x = K_{DC,\theta_x}^* \cdot E(f) \cdot M_{\theta_x}(f) \cdot \tilde{S}_{corr,\theta_x} \quad (6.44)$$

où :

- K_{DC,θ_x}^* correspond au déplacement angulaire du miroir obtenu lorsqu'un signal de correction de 1 V est envoyé sur ces actionneurs. En d'autres termes, il s'agit du gain statique de la fonction de transfert entre le signal de correction angulaire et la rotation résultante du miroir. Une mesure de ce gain a fourni : $K_{DC,\theta_x}^* \approx 45 \mu\text{rad}/\text{V}$

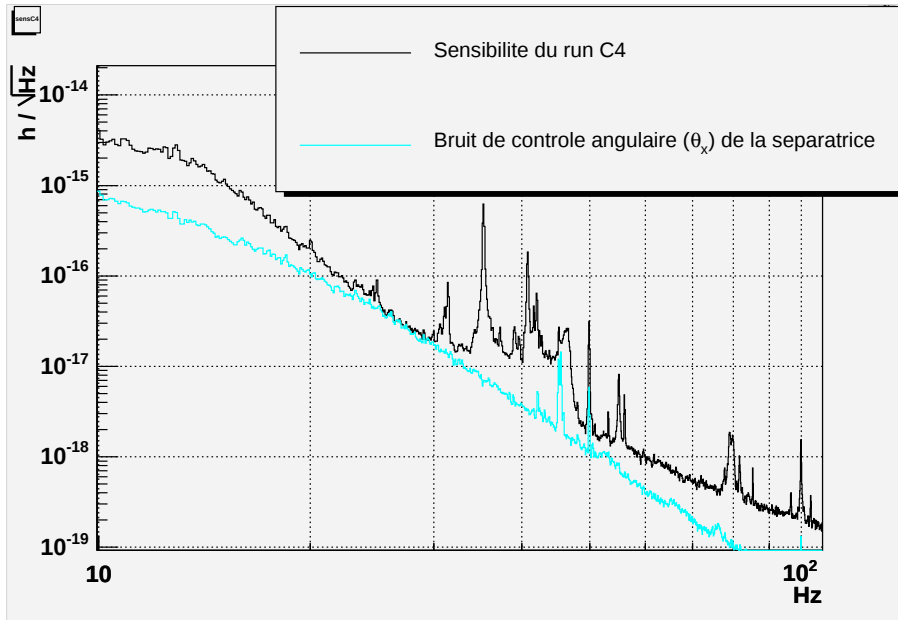


FIG. 6.15 – Contribution dans la sensibilité du bruit de contrôle angulaire (en θ_x) de la séparatrice. Cette estimation est obtenue à partir du modèle analytique, en supposant un décentrage de 1.55 cm.

- $M_{\theta_x}(f)$ est la fonction de transfert caractérisant la réponse mécanique du miroir suspendu pour une sollicitation en θ_x . Dans la région de fréquences d'intérêt, cette fonction de transfert est bien approximée par un filtre passe-bas du deuxième ordre présentant un pôle double à 3.3 Hz.

La contribution dans la sensibilité du bruit de contrôle angulaire de la séparatrice s'écrit finalement, en combinant (6.43) et (6.44) :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \frac{2}{L} \frac{d}{2F} \cdot K_{DC, \theta_x}^* \cdot E(f) \cdot M_{\theta_x}(f) \cdot \tilde{S}_{corr, \theta_x} \quad (6.45)$$

Le modèle analytique précédent est ajusté à la courbe de sensibilité mesurée en supposant un décentrage de 1.55 cm, ce qui est une valeur élevée mais réaliste. Comme on le voit sur la Figure 6.15, la projection de bruit obtenue avec ce modèle se superpose à la courbe de sensibilité entre 24 et 30 Hz, en accord avec l'étude des cohérences, et explique une partie du bruit limitant la sensibilité autour de 50 Hz.

c. Modèle de propagation du bruit de contrôle longitudinal

Le modèle analytique permettant d'évaluer la contribution du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice dans la sensibilité a été présenté dans la section 4.2.3. En explicitant dans la relation (4.4) l'expression de la fonction de transfert des

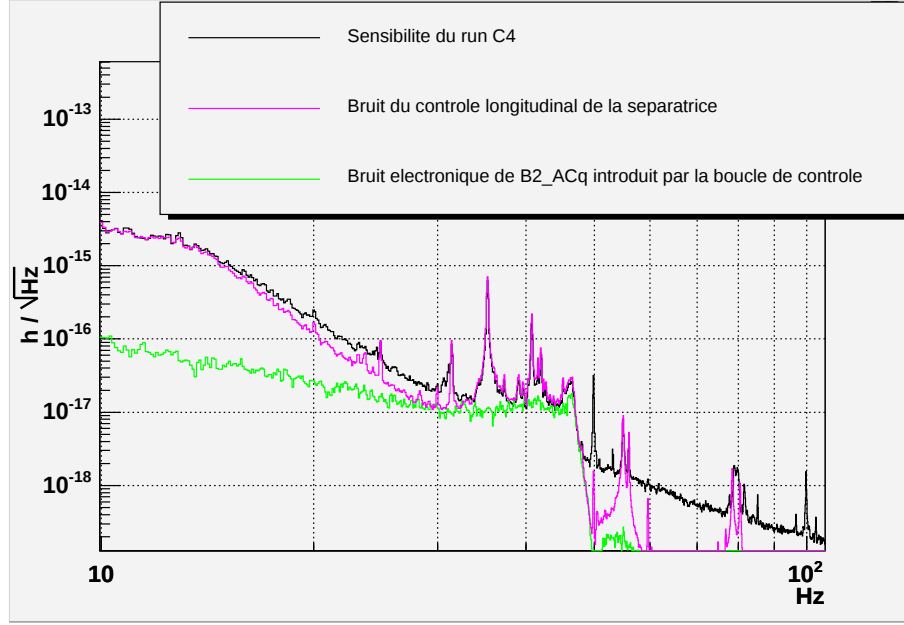


FIG. 6.16 – Contribution dans la sensibilité du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice. Cette estimation est obtenue à partir du modèle analytique.

actionneurs $A(f)$, on obtient :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \frac{\sqrt{2}}{L} \frac{\pi}{2F} 2 K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \tilde{S}_{corr,z} \quad (6.46)$$

La projection de bruit obtenue avec ce modèle est comparée à la courbe de sensibilité sur la Figure 6.16. On obtient, dans la région entre 30 et 56 Hz, des structures similaires à celles observées sur la courbe de sensibilité, avec les mêmes amplitudes. Le modèle analytique se superpose également à la courbe de sensibilité dans la région entre 10 et 16 Hz. Cette estimation de la contribution du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice est donc en accord avec l'étude de cohérence.

Les résultats obtenus avec les modèles analytiques utilisés pour propager les bruits de contrôle de la séparatrice confirment les prédictions réalisées à partir du calcul de cohérence croisée (cf. Figure 6.14). Les boucles de contrôle de la séparatrice sont donc responsables de la propagation de bruit dans le signal de sortie de l'interféromètre. Le mécanisme par lequel un bruit de position de la séparatrice affecte le signal de frange noire est compris.

Le bruit présent dans le signal de correction angulaire provient vraisemblablement du bruit de lecture des capteurs de position utilisés par le contrôle local pour construire ce signal de correction. La compréhension du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice n'est pas aussi simple. Une analyse plus approfondie a été menée afin de comprendre l'origine de ce bruit

ainsi que le mécanisme par lequel il entre dans le signal d'erreur de cette boucle de contrôle. Ces informations peuvent s'avérer d'une aide précieuse pour identifier les actions permettant une réduction du bruit.

d. Origine du bruit propagé par la boucle de contrôle longitudinal

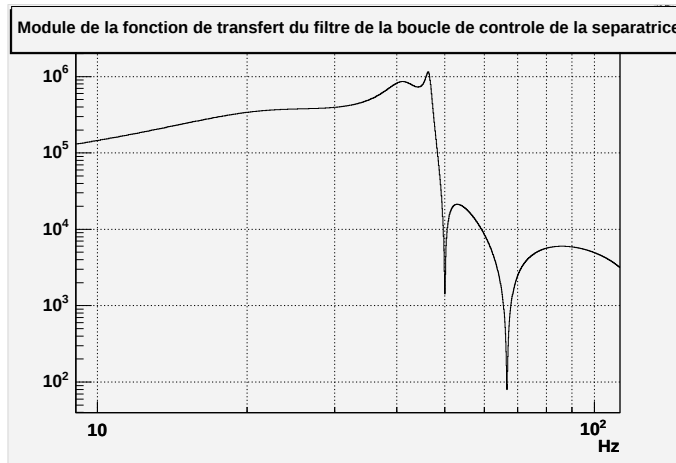


FIG. 6.17 – *Filtre numérique implémenté entre le signal d'erreur (exprimé en Watts) et le signal de correction (exprimé en Volts) de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice.*

Bruit électronique

Comme cela est mentionné dans la section 6.2, la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice utilise le signal $B2_ACq$ comme signal d'erreur. Ce signal est délivré par la photodiode qui reçoit le faisceau réfléchi par l'interféromètre (faisceau B2). Le bruit électronique de cette photodiode a d'abord été suspecté d'être à l'origine d'une partie du bruit introduit par la boucle de contrôle.

Pour des fréquences suffisamment grandes devant la fréquence du gain unité en boucle ouverte (qui, pour le contrôle longitudinal de la séparatrice, est placé autour de 10 Hz), on peut utiliser l'approximation (3.45) présentée dans la section 3.6.2 pour évaluer le bruit de position de la séparatrice induit par le bruit électronique δn de la photodiode, ce qui conduit à :

$$\delta \tilde{L}_{BS} = 2 K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot G(f) \cdot \delta \tilde{n} \quad (6.47)$$

où $G(f)$ est la fonction de transfert du filtre implémenté de façon numérique entre le signal d'erreur et le signal de correction de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice. Le module de cette fonction de transfert est représenté sur la Figure 6.17.

En remplaçant dans la relation (3.39), $\delta\tilde{L}_{BS}$ par l'expression (6.47), on obtient la contribution dans la sensibilité du bruit δn :

$$\tilde{h} \approx \frac{\sqrt{2}}{L} \frac{\pi}{2F} 2 K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot G(f) \cdot \delta n \quad (6.48)$$

Il faut noter que la relation précédente s'appuie sur le schéma de contrôle représenté sur la Figure 3.10, qui ne tient pas compte de l'éventualité de phénomènes de couplage avec les autres boucles de contrôle. Une simulation Siesta [41], incluant la description des boucles de contrôle longitudinal des miroirs ainsi que le bruit électronique des photodiodes, a été réalisée afin de vérifier si des effets significatifs dus aux autres boucles sont visibles. Le résultat de la simulation confirme la validité du modèle analytique fourni par la relation (6.48).

Le modèle (6.48) a permis d'obtenir une estimation de l'impact du bruit électronique de la photodiode du faisceau B2 sur la sensibilité du run C4. Le résultat de cette estimation peut être visualisé sur la Figure 6.16. On peut en conclure que le bruit électronique de la photodiode délivrant le signal d'erreur ne permet pas d'expliquer le bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice pendant le run C4. Une autre origine pour ce bruit doit être recherchée.

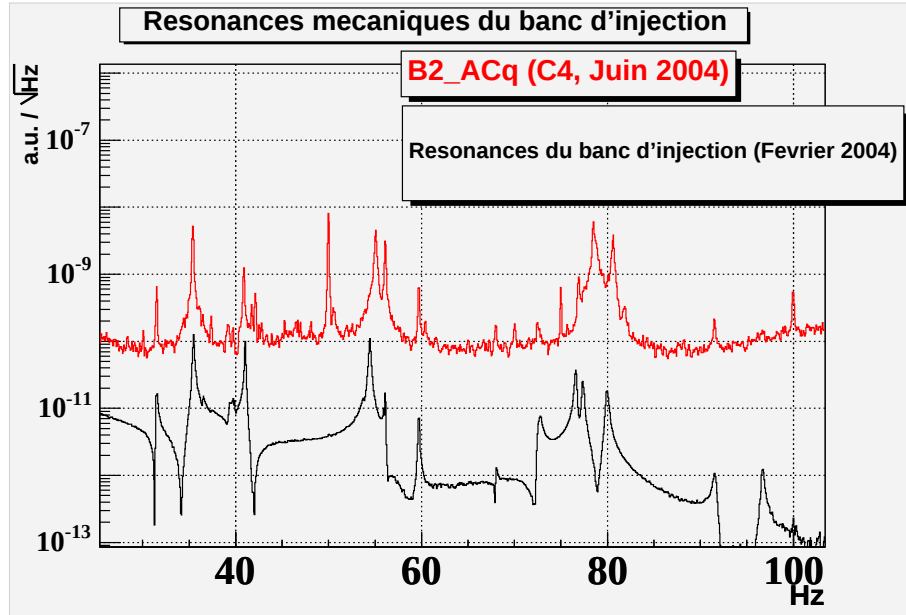


FIG. 6.18 – Comparaison entre la mesure des résonances mécaniques du banc d'injection réalisée en Février 2004 et le spectre du signal B2_ACp obtenu pendant le run C4 (Juin 2004). L'axe des ordonnées est gradué en unités arbitraires.

Résonances mécaniques

La plupart des structures visibles sur la courbe de sensibilité entre 30 et 60 Hz, et propagées dans l'interféromètre par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice, ont été identifiées comme des résonances mécaniques du banc d'injection suspendu.

Une mesure de ces résonances a été réalisée en Février 2004. Elle consiste à appliquer un signal sur les actionneurs du banc d'injection pour produire un déplacement longitudinal de ce banc. Celui-ci génère des fluctuations de longueur de la cavité mode cleaner, lesquelles sont mesurées, lorsque la fréquence du laser est verrouillée sur la longueur du mode cleaner (cf. 5.4), par le signal d'erreur de la cavité de référence. Les résonances mécaniques du banc d'injection sont mesurées à partir de la fonction de transfert entre le signal envoyé sur les actionneurs du banc et le signal de la cavité de référence obtenu dans ces conditions. Cette fonction de transfert est comparée au spectre du signal *B2_ACq* obtenu pendant le run C4 sur la Figure 6.18. La plupart des pics visibles dans le spectre de *B2_ACq* peuvent être associés à des résonances mécaniques du banc d'injection. Il faut toutefois noter que la fréquence de ces résonances peut se déplacer lorsque le banc subit une secousse, consécutive par exemple à l'ouverture accidentelle des boucles de contrôle local. C'est la raison pour laquelle certaines des résonances mesurées en Février 2004 sont légèrement décalées par rapport aux pics visibles dans le spectre de *B2_ACq* mesuré en juin.

La nature des résonances du banc d'injection suspendu dans la région entre 30 et 60 Hz peut être attribuée aux phénomènes mécaniques suivants :

- les modes violons des fils de suspension ;
- les modes du système formé par le banc, la marionnette et les fils, qui peuvent induire une translation verticale du banc, ainsi que des rotations autour de ses axes de symétrie horizontaux.

On suspecte le bruit du système de contrôle local ainsi que le bruit des actionneurs du banc d'injection d'être responsables de l'excitation de ces modes de résonances. Le mécanisme permettant d'expliquer la manière dont ces résonances se propagent dans le signal *B2_ACp* est décrit dans ce qui suit.

Les résonances mécaniques du banc d'injection suspendu, sur lequel sont placés les miroirs d'entrée de la cavité mode cleaner, génèrent des fluctuations de longueur de cette cavité. Ce phénomène a pour conséquence de modifier les conditions de résonances du faisceau dans la cavité.

La longueur de la cavité mode cleaner d'entrée ainsi que la fréquence du laser sont contrôlées de manière à ce que la condition de résonance soit respectée pour la composante du faisceau à la fréquence ν (c'est à dire la porteuse). Dans des conditions idéales, la fréquence de modulation (ν_{mod}) est réglée de manière à ce que les bandes latérales du faisceau soient également résonantes dans la cavité mode

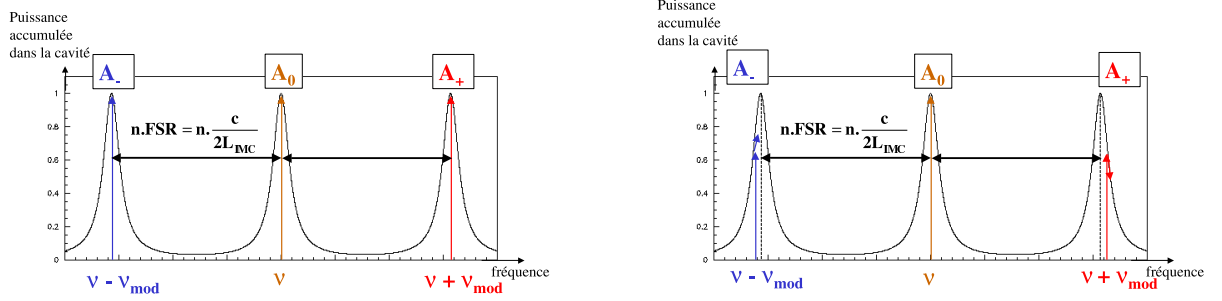


FIG. 6.19 – Puissance (en unités arbitraires) accumulée dans la cavité mode cleaner d’entrée en fonction de la fréquence du faisceau laser. Sur le graphique de gauche, la fréquence de modulation est parfaitement réglée, tandis que sur le graphique de droite, elle est supposée dérégulée (par excès). Pour des raisons de clarté, les maxima que l’on devrait observer entre chaque bande latérale et la porteuse ne sont pas représentés.

cleaner. Cette situation est schématisée sur la Figure 6.19 (graphique de gauche). La courbe représente la puissance emmagasinée dans la cavité mode cleaner en fonction de la fréquence du faisceau laser. Les flèches verticales repèrent la position en fréquence de la porteuse et des bandes latérales. Toutes sont localisées sur un maximum, c’est à dire qu’elles résonnent simultanément. La fréquence du laser et la fréquence de modulation doivent pour cela vérifier les relations suivantes :

$$\nu = q.FSR \quad \nu \pm \nu_{mod} = (q \pm n)FSR \quad (\text{avec } q \gg n) \quad (6.49)$$

où q et n désignent des nombres entiers. Le paramètre noté FSR dans les relations (6.49) est la distance spectrale qui sépare deux maxima de la puissance. Cette distance spectrale est donnée par la relation :

$$FSR = \frac{c}{2L_{IMC}} \quad (6.50)$$

où L_{IMC} est la longueur de la cavité mode cleaner. Une variation de longueur du mode cleaner modifie donc la valeur du FSR, ce qui a pour conséquence de décaler légèrement la position des maxima de puissance par rapport aux fréquences repérées sur l’axe des abscisses de la Figure 6.19. Etant donné que la fréquence du laser est très grande devant la fréquence de modulation, on peut considérer que, dans l’intervalle de fréquence compris entre $\nu - \nu_{mod}$ et $\nu + \nu_{mod}$, une augmentation (ou respectivement une réduction) de la longueur de la cavité est simplement équivalente à une translation vers la droite (respectivement vers la gauche) de la

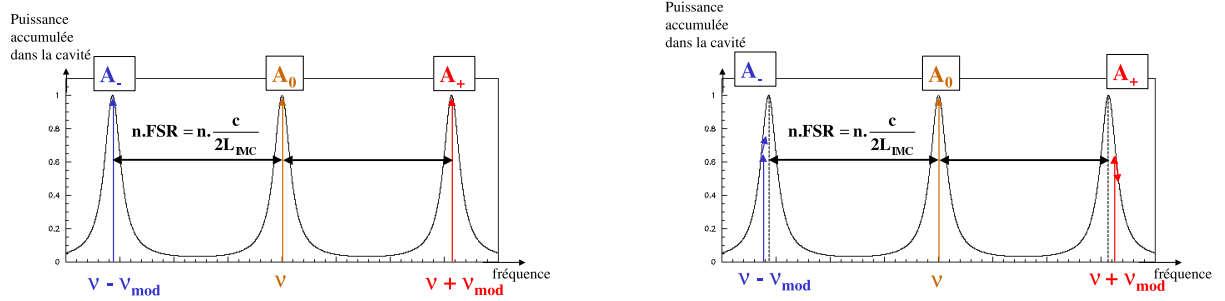


FIG. 6.20 – Puissance (en unités arbitraires) accumulée dans la cavité mode cleaner d'entrée en fonction de la fréquence du faisceau laser. Sur le graphique de gauche, la fréquence de modulation est parfaitement réglée, tandis que sur le graphique de droite, elle est supposée déréglée (par excès). Pour des raisons de clarté, les maxima que l'on devrait observer entre chaque bande latérale et la porteuse ne sont pas représentés.

position des flèches par rapport aux maxima de la puissance. Si la fréquence de modulation correspond exactement à un multiple du FSR, de petites fluctuations de longueur de la cavité mode cleaner ne modifient pas au premier ordre l'amplitude des bandes latérales, car celles-ci restent localisées autour d'un maximum. Dans ce cas, les fluctuations de longueur de la cavité mode cleaner peuvent seulement induire un bruit en fréquence du faisceau (cf. section 3.4), auquel le signal $B2_ACq$ n'est pas sensible.

En revanche, si la fréquence de modulation est déréglée, les deux bandes latérales ne sont plus parfaitement résonnantes dans la cavité mode cleaner. Cette situation est représentée sur le graphique de droite de la Figure 6.19 : les flèches associées aux bandes latérales ne sont plus positionnées sur les maxima de la puissance. Dans ce cas, des fluctuations de longueur de la cavité mode cleaner génèrent des variations du premier ordre de l'amplitude des bandes latérales. Par exemple, pour une fréquence de modulation trop grande, une légère augmentation de la longueur de la cavité mode cleaner se traduit par une augmentation de l'amplitude de la bande latérale gauche et par une diminution de l'amplitude de la bande latérale droite.

Le champ du faisceau B2 atteignant la photodiode qui délivre le signal $B2_ACq$ peut être décrit de la façon suivante :

$$E(t) = A_0^{B2} e^{i2\pi\nu t} + A_+^{B2} e^{i2\pi(\nu+\nu_{mod})t} + A_-^{B2} e^{i2\pi(\nu-\nu_{mod})t} \quad (6.51)$$

avec : $A_0^{B2} = P_0 A_0$, $A_+^{B2} = P_+ A_+$, $A_-^{B2} = P_- A_-$

A_0 , A_+ et A_- sont les amplitudes du faisceau obtenu juste après la modulation de phase du faisceau à l'entrée de l'interféromètre. P_0 , P_+ et P_- sont les opérateurs qui décrivent la propagation des champs dans l'interféromètre, et en particulier dans la cavité mode cleaner d'entrée.

D'après l'observation précédente, une variation de longueur de la cavité mode cleaner d'entrée est décrite à partir des opérateurs de propagation des champs, en écrivant :

$$P_0 = a e^{i\phi} \quad P_+ = b(1 + \epsilon) e^{i\phi} \quad P_- = b(1 - \epsilon) e^{i\phi} \quad (6.52)$$

Dans ces relations, on considère que les phases de la porteuse et des bandes latérales varient de la même façon ; a , b et ϵ sont des nombres réels. Le signal démodulé en phase S_p et le signal démodulé en quadrature S_q de la photodiode du faisceau B2 sont alors donnés par :

$$S_p = -Im(A_+ \bar{A}_0 + A_0 \bar{A}_-) \quad (6.53)$$

$$S_q = Re(A_+ \bar{A}_0 + A_0 \bar{A}_-) \quad (6.54)$$

ce qui conduit finalement à :

$$S_p = 0 \quad et \quad S_q = 2abA^2 J_1(m) J_0(m) \epsilon \quad (6.55)$$

Ce résultat montre qu'un mauvais réglage de la fréquence de modulation par rapport à la longueur de la cavité mode cleaner rend le signal $B2_ACq$ (démodulé en quadrature) sensible à des fluctuations de longueur de la cavité mode cleaner. Ce mécanisme explique comment les résonances mécaniques du banc d'injection se propagent dans le signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice. Un calcul analytique détaillé a finalement permis d'estimer que la fréquence de modulation devait être déréglée de 70 Hz pour rendre compte du couplage observé entre les résonances du banc d'injection et le signal $B2_ACp$ pendant le run C4. Cela correspond effectivement à la valeur obtenue lorsque la fréquence de modulation a été réajustée.

L'origine du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice est finalement bien comprise au dessus de 30 Hz. Le bruit introduit par cette boucle entre 10 et 30 Hz peut être expliqué de la manière suivante : Etant donné le niveau élevé de cohérence entre les signaux de correction angulaire et longitudinal dans cette région de fréquence (cf. Figure 6.12), ce bruit semble résulter d'un phénomène de couplage entre les contrôles angulaire et longitudinal de la séparatrice.

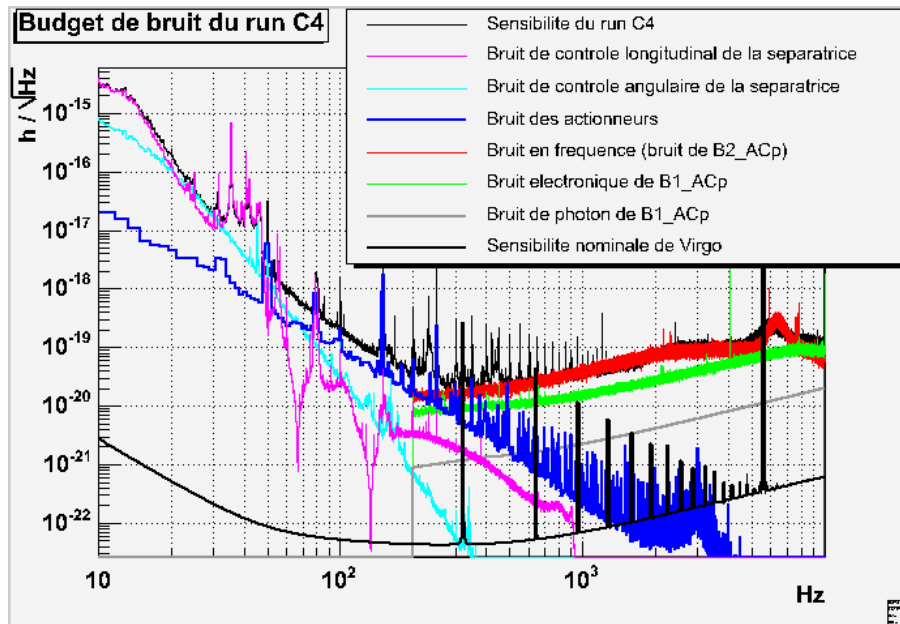


FIG. 6.21 – Budget de bruit du run C4.

6.4.5 Budget de bruit du run C4

Les principaux résultats de l'analyse de la sensibilité du run C4 sont résumés par la Figure 6.21, sur laquelle sont données les contributions des différentes sources de bruit identifiées. Entre 10 et 60 Hz, la sensibilité est limitée par le bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire et longitudinal de la séparatrice. Dans la région entre 60 et 300 Hz, la sensibilité n'est pas entièrement comprise, mais le bruit des actionneurs des miroirs des bras y contribue. A plus haute fréquence, la sensibilité est limitée par le bruit en fréquence du faisceau, qui est généré par le bruit électronique du signal d'erreur de la boucle de stabilisation en fréquence (*B2_ACp*). On peut toutefois remarquer que la contribution du bruit électronique du signal de frange noire est assez proche de la sensibilité.

6.5 Analyse de la sensibilité du run C5

Cette section présente les résultats de l'analyse de la sensibilité du run C5, en insistant sur les améliorations techniques qui ont permis une réduction du bruit par rapport au run C4.

6.5.1 Bruits de lecture

L'impact sur la sensibilité à haute fréquence des bruits de lecture du signal de frange noire, ainsi que du bruit en fréquence généré par le bruit électronique

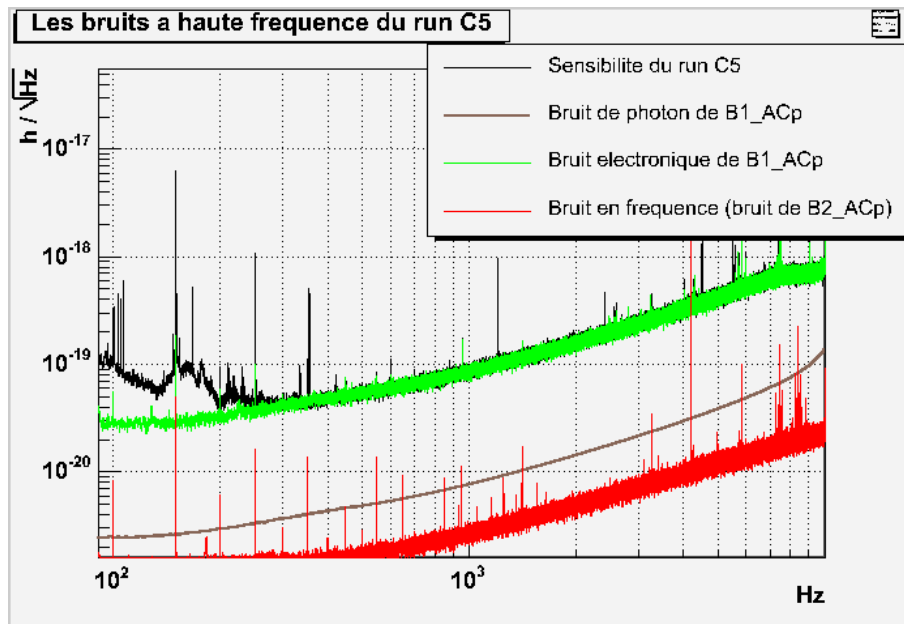


FIG. 6.22 – Contribution des bruits de lecture du signal de frange noire et du bruit en fréquence du faisceau dans la sensibilité du run C5.

de la photodiode délivrant le signal $B2_ACp$, peut être visualisé sur la Figure 6.22. La situation a changé par rapport au run C4 (cf. Figure 6.8). Cela est dû au remplacement de l'un des miroirs du banc d'injection, comme cela est mentionné dans la section 6.2. Les conséquences de cette modification sur la sensibilité sont les suivantes :

- La puissance du faisceau envoyé dans l'interféromètre est divisée par 10, ce qui réduit le rapport signal sur bruit des photodiodes recevant le faisceau B1. On s'attend ainsi à ce que l'impact de leur bruit électronique sur la sensibilité augmente d'un facteur 10. C'est pourquoi, la sensibilité du run C5 est limitée par le bruit électronique du signal de frange noire entre 300 Hz et 10 kHz. La contribution du bruit de photon sur le signal de frange noire reste négligeable.
- La puissance atteignant la photodiode qui reçoit le faisceau réfléchi par l'interféromètre (faisceau B2) est augmentée d'un facteur 30. On s'attend donc à ce que la contribution du bruit en fréquence dû au bruit électronique de cette photodiode soit réduite du même facteur. C'est la raison pour laquelle la projection du bruit en fréquence que l'on peut observer sur la Figure 6.22 reste bien en dessous de la sensibilité du run C5. Cette estimation est obtenue en utilisant un modèle analytique similaire à celui décrit dans la section 6.4.2, avec un CMRF de 0.003. Cette valeur du CMRF a été confirmée par une mesure réalisée au cours du run C5, en injectant un signal sinusoïdal à 4511 Hz dans la boucle de stabilisation en fréquence.

6.5.2 Bruit des actionneurs des miroirs

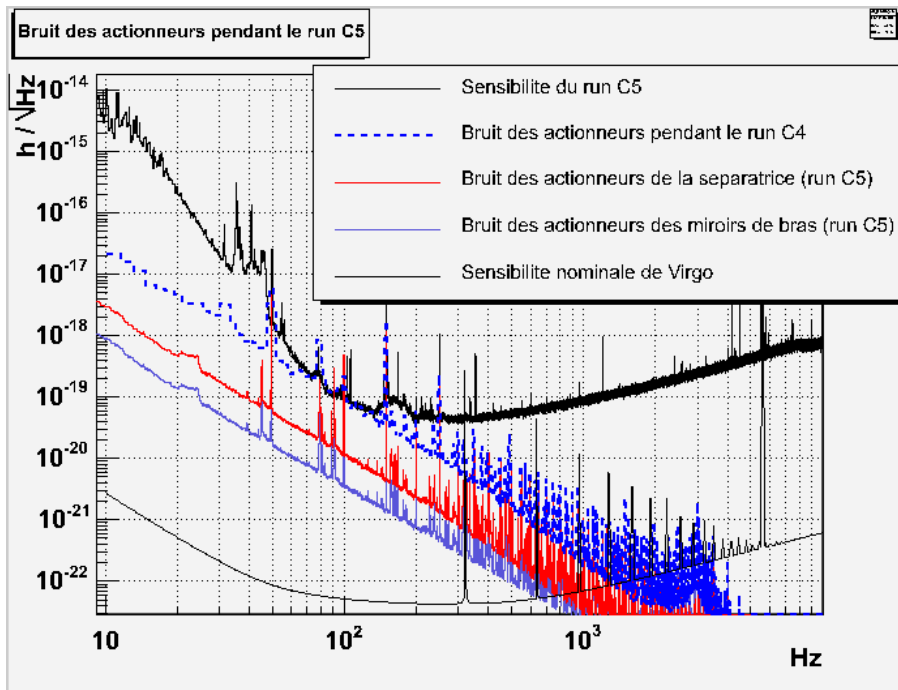


FIG. 6.23 – Contribution du bruit des actionneurs dans la sensibilité du run C5. A titre de comparaison, on rappelle l'impact du bruit des actionneurs pendant le run C4 par la courbe en pointillés.

Puisque le bruit des actionneurs des miroirs a été identifié comme un bruit limitant la sensibilité du run C4 (cf. section 6.4.3), des améliorations ont été apportées à l'électronique des actionneurs. Le courant généré dans la bobine par le bruit du convertisseur DAC et de l'amplificateur peut être abaissé en ajoutant une résistance en série (notée R_{serie}) avec la bobine. L'impact du bruit des actionneurs est alors atténué d'un facteur k_a , donné par :

$$k_a = \frac{R_{bobine}}{R_{bobine} + R_{serie}} \quad (6.56)$$

Avec cette modification de l'électronique, le signal de correction doit être multiplié par $\frac{1}{k_a}$ avant d'être envoyé sur le convertisseur DAC, pour pouvoir appliquer une force similaire sur le miroir. Etant donné que le signal de correction ne peut pas excéder la tension de saturation du DAC, la force maximale pouvant être appliquée sur le miroir est donc abaissée. C'est pourquoi, d'autres améliorations techniques sont nécessaires pour réduire la dynamique des signaux de correction. Dans ce but, l'électronique des actionneurs est réorganisée de la manière suivante :

- Pour amener l'interféromètre à son point de fonctionnement, on utilise une

électronique bruyante qui permet d'appliquer de grandes corrections sur les miroirs.

- Lorsque l'interféromètre est verrouillé sur son point de fonctionnement, la mise en service du contrôle hiérarchique permet de réduire les corrections appliquées sur les miroirs via les bobines de la masse de référence, puisque la partie basse fréquence des corrections est envoyée sur la marionnette et sur le filtre 0.
- Une fois le contrôle hiérarchique opérationnel, on bascule l'électronique des actionneurs des miroirs sur la voie à faible bruit (et faible dynamique) décrite ci-dessus.

Pendant le run C5, la résistance en série utilisée dans la chaîne des actionneurs des quatre miroirs des bras était de 250 Ω , ce qui correspond à : $k_a = 0.0423$. Une mesure du bruit des actionneurs dans la configuration à faible bruit a été réalisée en Janvier 2005 sur les huit bobines employées pour le contrôle des miroirs des bras. Cette mesure fournit un bruit, moyenné sur l'ensemble des bobines, et exprimé en tension équivalente à la sortie des DAC, tel que : $\delta u = 440 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz. Cette valeur est identique à celle déduite de la mesure réalisée en Juin 2004 sur les bobines des miroirs d'entrée des cavités. L'impact sur la sensibilité du bruit des actionneurs des quatre miroirs des bras est estimé en utilisant le modèle analytique suivant :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \sqrt{8} k_a K_{DC} E(f) M(f) \delta \tilde{u} \quad (6.57)$$

Ce modèle est directement déduit de la relation (6.34) en tenant compte de l'ajout de la résistance R_{serie} . Les paramètres K_{DC} , $E(f)$ et $M(f)$ sont définis de la même façon que dans la section 6.4.3, à l'exception du pôle de la cavité qui est maintenant donné par la relation : $f_{bobine} = \frac{R_{bobine} + R_{serie}}{L_{bobine}}$. La projection du bruit des actionneurs des miroirs des bras obtenue à partir de la relation 6.57 est représentée sur la Figure 6.23 : elle est réduite d'environ un facteur 25 par rapport au bruit des actionneurs du run C4.

La contribution du bruit des actionneurs de la séparatrice est également indiquée sur la Figure 6.23. Elle est estimée en extrapolant la mesure du bruit des actionneurs δu , réalisée sur les bobines des miroirs des bras, à celles de la séparatrice. Comme aucune amélioration n'a été apportée aux actionneurs de la séparatrice avant le run C5, la contribution de ce bruit dans la sensibilité est toujours donnée par la relation (6.35). La valeur de K_{DC} a été remesurée à partir des données du run C5, en utilisant la méthode décrite dans la section 6.4.3. On obtient : $K_{DC} \approx 25 \text{ } \mu\text{m}/\text{V}$, avec une incertitude de 20 %. Comme on peut le voir sur la Figure 6.23, l'impact sur la sensibilité du bruit des actionneurs de la séparatrice est maintenant supérieur à celui des quatre miroirs des bras, d'environ un facteur 3.

D'après les estimations précédentes, la contribution du bruit des actionneurs des miroirs reste à peu près un ordre de grandeur en dessous de la sensibilité du run C5, qui ne devrait donc plus être limitée par ce bruit.

6.5.3 Bruits de contrôle de la séparatrice

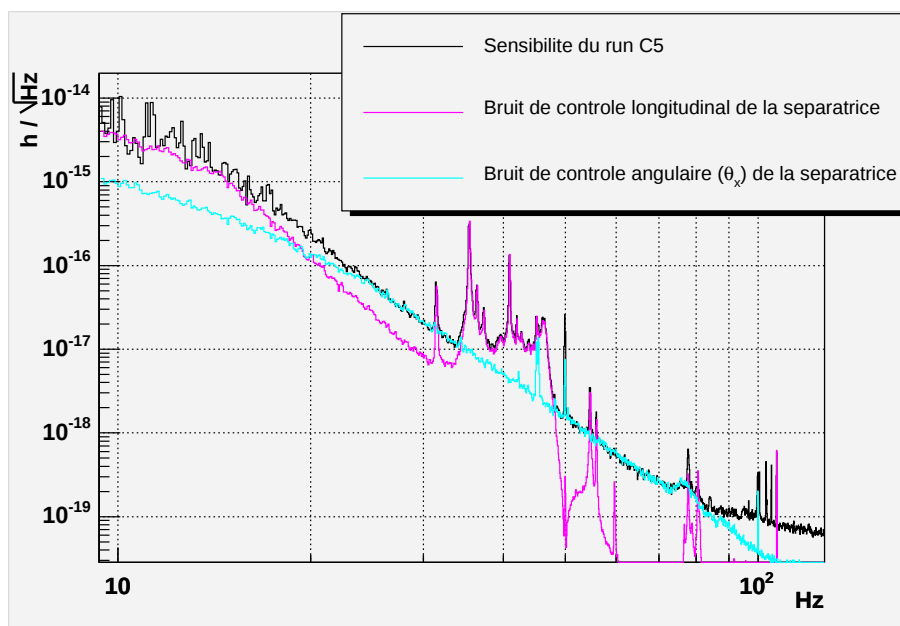


FIG. 6.24 – Contribution des bruits de contrôle de la séparatrice dans la sensibilité du run C5.

La contribution des bruits de contrôle angulaire et longitudinal de la séparatrice a été estimée avec les mêmes modèles que pour le run C4 (relations (6.45) et (6.46)). La Figure 6.24 montre que la sensibilité du run C5 est limitée par ces bruits en dessous de 80 Hz.

Entre 30 et 60 Hz, on reconnaît sur la courbe de sensibilité la forme caractéristique des résonances mécaniques du banc d'injection, qui se propagent dans le signal de sortie de l'interféromètre via la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice. Cette boucle introduit également une grande partie du bruit dans la région entre 10 et 16 Hz.

Le bruit introduit par le système de contrôle angulaire en θ_x explique la courbe de sensibilité entre 22 et 34 Hz, ainsi qu'entre 48 et 80 Hz, si l'on suppose que le faisceau incident est verticalement décentré de 1.55 cm par rapport à la séparatrice. Cette valeur du décentrage est exactement la même que celle utilisée dans le modèle appliqué aux données du run C4. Cela indique que le mécanisme qui permet au bruit de déplacement angulaire de la séparatrice de se propager dans le signal de frange noire n'a pas changé entre les deux runs.

6.5.4 Budget de bruit du run C5

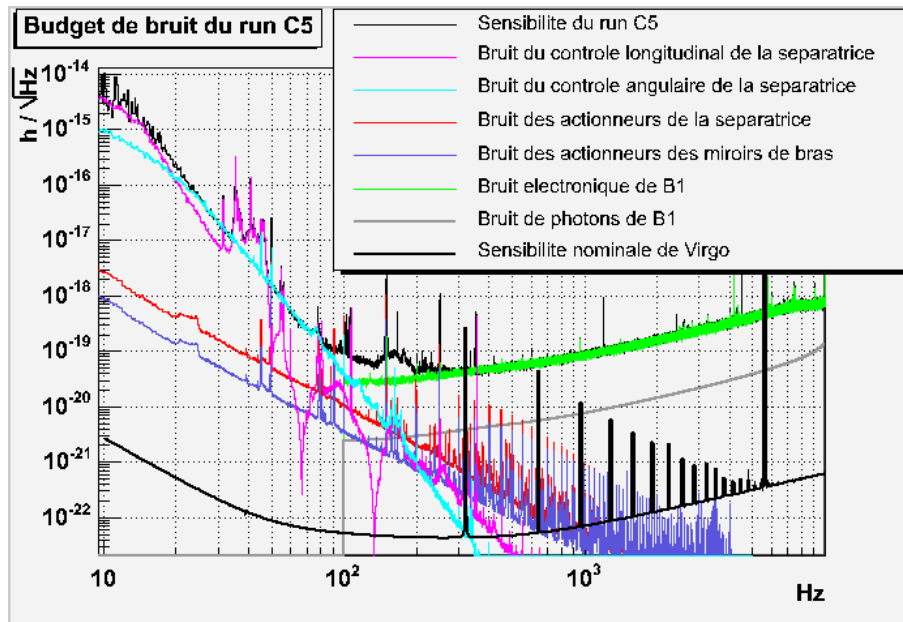


FIG. 6.25 – *Budget de bruit du run C5.*

Sur la Figure 6.25, on peut visualiser l'impact sur la sensibilité des différentes sources de bruit identifiées au cours de l'analyse du run C5. La sensibilité est limitée par les bruits de contrôle de la séparatrice entre 10 et 80 Hz, et par le bruit électronique des photodiodes du faisceau B1 au-dessus de 300 Hz. Dans la région comprise entre 80 et 300 Hz, la sensibilité n'est pas entièrement expliquée. D'après la mesure du courant des bobines réalisée en l'absence de signal de correction sur les DAC, le bruit des actionneurs ne devrait pas limiter la sensibilité. On ne peut cependant pas exclure l'hypothèse d'une contribution due au bruit supplémentaire généré dans les bobines lorsqu'une tension est appliquée sur les DAC.

6.6 Conclusion

L'analyse des runs C4 et C5 a montré que la sensibilité de l'interféromètre recombinaire est limitée par les bruits de contrôle de la séparatrice dans la partie à basse fréquence de la bande passante de Virgo (en dessous de 100 Hz). La boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice est responsable de l'introduction dans le signal de frange noire des résonances mécaniques du banc d'injection, auxquelles le signal d'erreur $B2_ACq$ est sensible. La propagation de ces résonances dans le signal $B2_ACq$ peut toutefois être réduite par un meilleur réglage de la fréquence de modulation. Le contrôle local de la position angulaire de la séparatrice est également une source de bruit. Une hypothèse vraisemblable, selon laquelle le

faisceau serait décentré de 1.5 cm par rapport à la séparatrice, permet d'expliquer le mécanisme de propagation du bruit de position angulaire de la séparatrice dans le signal de sortie de l'interféromètre.

Dans la région de fréquence intermédiaire (entre 70 et 300 Hz), la sensibilité du run C4 était en partie limitée par le bruit des actionneurs. Suite aux résultats de cette analyse, des modifications ont été apportées à l'électronique des actionneurs, ce qui a permis une réduction du bruit pendant le run C5. Comme on le verra dans le chapitre suivant, d'autres améliorations techniques ont depuis été réalisées, afin d'abaisser davantage la contribution du bruit des actionneurs.

A plus haute fréquence (au dessus de quelques centaines de Hertz), la sensibilité du run C4 est principalement limitée par le bruit en fréquence du faisceau laser, induit par le bruit électronique du signal d'erreur de la boucle de stabilisation en fréquence. En revanche, la sensibilité du run C5 est limitée par le bruit électronique des photodiodes qui délivrent le signal de frange noire. Cette différence entre les deux runs est due au remplacement de l'un des miroirs du banc d'injection qui a pour conséquence une réduction de la puissance du faisceau envoyé dans l'interféromètre. L'utilisation de la technique de recyclage de la puissance permet de réduire la contribution de ces bruits dans la sensibilité.

Chapitre 7

Analyse de la sensibilité de l'interféromètre recyclé

7.1 Introduction

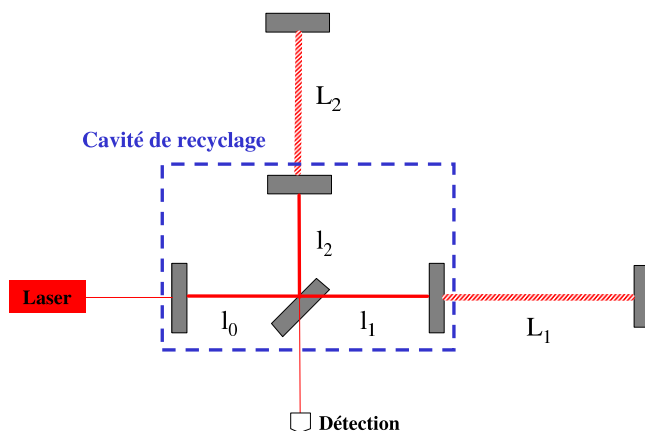


FIG. 7.1 – *La configuration interféromètre recyclé.*

L'interféromètre recyclé, dont un schéma est visible sur la Figure 7.1 correspond à la configuration optique complète de Virgo, dans laquelle les cavités Fabry-Pérot de chaque bras, ainsi que la cavité de recyclage, sont alignées et maintenues à leur résonance. De plus, l'interféromètre est réglé sur la frange noire de la figure d'interférence. L'interféromètre recyclé a été asservi pour la première fois en Octobre 2004. La première prise de données techniques pendant 24 heures a été effectuée à la fin du run C5, entre le 6 et le 7 Décembre 2004. Dans les mois qui

ont suivi, de nombreuses améliorations techniques ont permis de faire progresser les performances de l'interféromètre tant en terme de stabilité que de sensibilité. Ces performances ont pu être éprouvées à l'occasion du run C6, qui a permis une prise de données techniques de deux semaines avec l'interféromètre recyclé, du 29 Juillet au 12 Août 2005. Un mois plus tard, entre le 14 et le 19 Septembre 2005, le run C7 a été réalisé afin de tester les dernières améliorations techniques juste avant que les activités du commissioning ne soient suspendues pour permettre l'installation du nouveau banc d'injection évoqué dans la section 2.4.

Ce chapitre a pour objectif de présenter les sources de bruits instrumentaux qui ont limité la sensibilité de l'interféromètre recyclé au cours de ces trois runs de commissioning [50]. Les conditions générales dans lesquelles ces runs ont été réalisés sont précisées dans la section 7.2. L'impact de la technique de recyclage sur le comportement du facteur de rejet du mode commun (CMRF) est analysé dans la section 7.3. Les résultats de l'analyse des runs C5, C6 et C7 sont respectivement décrits dans les sections 7.4, 7.5 et 7.7.

7.2 Les runs de commissioning C5, C6 et C7

Dans la configuration interféromètre recyclé, quatre longueurs doivent être contrôlées, à savoir : le mode différentiel et le mode commun des cavités Fabry-Pérot ($L_1 - L_2$ et $L_1 + L_2$), le mode différentiel du Michelson ($l_1 - l_2$), et la longueur de la cavité de recyclage ($l_0 + \frac{l_1+l_2}{2}$). Comme schématisé sur la Figure 7.2, la stratégie retenue pour le contrôle des degrés de liberté longitudinaux est la suivante :

- Le mode différentiel des cavités Fabry-Pérot est contrôlé à partir du signal de frange noire ($B1_ACp$).
- Le signal $B5_ACq$ obtenu à partir du faisceau B5 mesure les variations de la différence de longueur entre les bras du Michelson [30]. Il est donc utilisé pour déterminer les corrections appliquées sur la séparatrice afin de contrôler le mode différentiel du Michelson.
- Le mode commun des cavités Fabry-Pérot est contrôlé en agissant sur la fréquence du laser. La mesure du mode commun est fournie par le signal démodulé en phase ($B5_ACp$) de la photodiode recevant le faisceau B5 [30]. Comme pour l'interféromètre recombinaison (cf. section 6.2), la partie haute fréquence (au dessus de 150 Hz) des corrections est envoyée directement sur le laser, tandis que la partie basse fréquence (en dessous de 150 Hz) des corrections sert à contrôler la longueur de la cavité mode cleaner d'entrée. Le gain unité de ce contrôle est placé vers 10 kHz.
- La longueur de la cavité de recyclage est contrôlée par une boucle d'asservissement agissant sur la position du miroir de recyclage. Le signal d'erreur

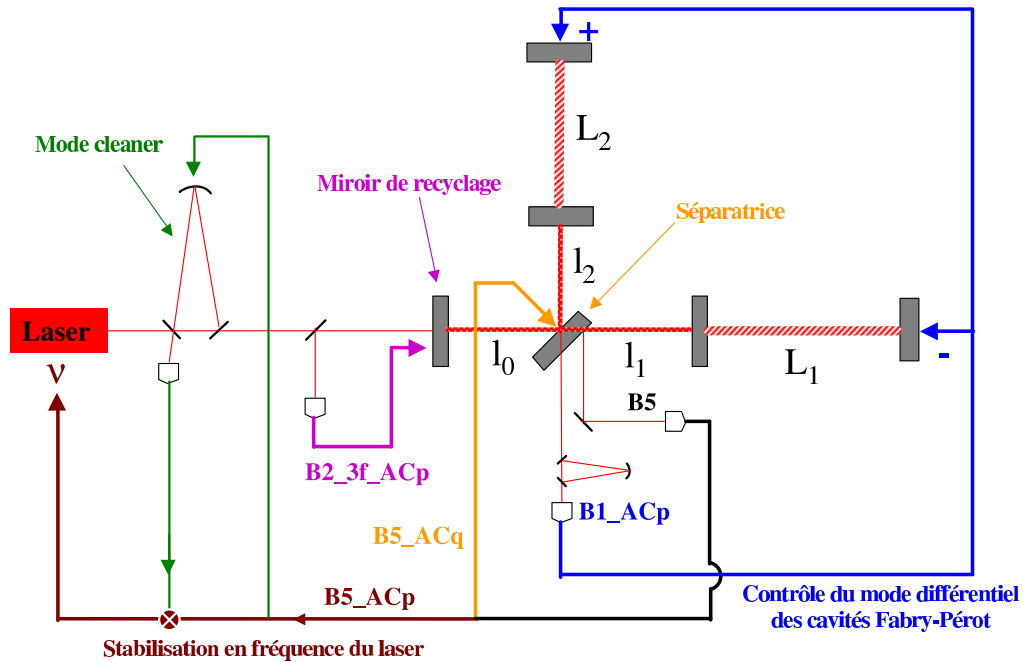


FIG. 7.2 – Contrôle longitudinal des miroirs dans la configuration interféromètre recyclé.

de cet asservissement ($B2_{3f_ACp}$) est fourni par le signal de la photodiode recevant le faisceau réfléchi par l'interféromètre (faisceau B2), démodulé au triple de la fréquence de modulation¹.

Pendant les runs C5 et C6, l'intégralité des corrections longitudinales au dessus de 10 mHz était appliquée directement sur les miroirs par les actionneurs de la masse de référence. Pendant le run C7, le contrôle hiérarchique complet (cf. section 2.3.2) a pu être mis en place sur les suspensions des miroirs de renvoi des cavités Fabry-Pérot. Les corrections entre 10 mHz et 5 Hz étaient alors appliquées sur les marionnettes, tandis que les corrections à plus haute fréquence étaient appliquées sur les miroirs. Les conséquences du contrôle hiérarchique pour la réduction du bruit des actionneurs seront évoquées dans la section 7.7.2.

Au cours du run C5, le contrôle de la position angulaire des miroirs était assuré par les contrôles locaux. Les conditions d'alignement de l'interféromètre ont été

1. On rappelle que la puissance atteignant les photodiodes se décompose en un terme continu, un terme à la fréquence de modulation, et une série de termes aux harmoniques de la fréquence de modulation.

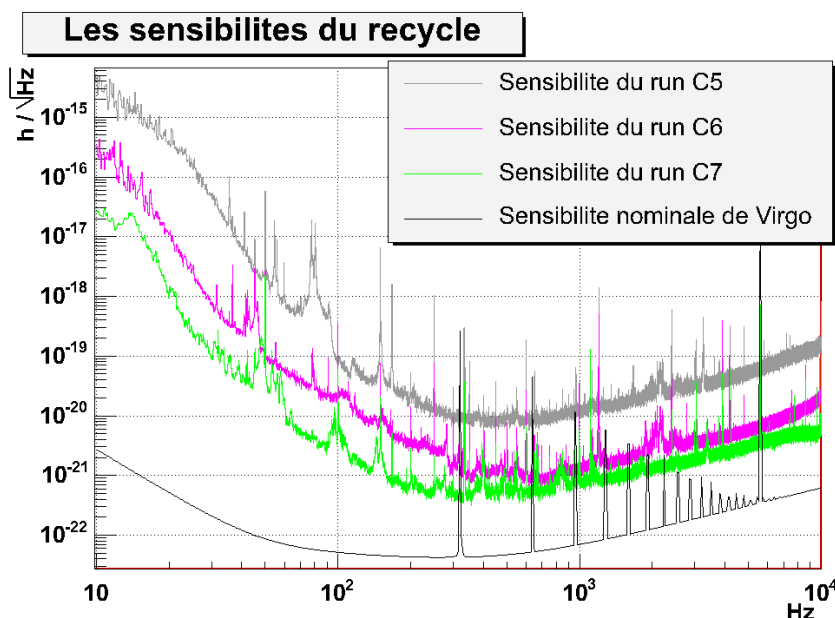


FIG. 7.3 – Sensibilités obtenues avec l'interféromètre recyclé pendant les runs C5, C6 et C7.

améliorées pendant le run C6 grâce à l'implémentation partielle de l'alignement linéaire. La configuration des systèmes de contrôle angulaire était alors la suivante :

- Pour ce qui concerne les deux miroirs de la cavité ouest, le miroir d'entrée de la cavité nord, et le miroir de recyclage, la partie à basse fréquence des corrections angulaires (en dessous de 10 mHz) étaient déterminées à partir des signaux d'erreur de l'alignement linéaire (cf. section 2.3.3), tandis que les corrections à plus haute fréquence étaient encore assurées par les contrôles locaux.
- L'intégralité des corrections angulaires du miroir de renvoi de la cavité nord étaient issues de l'alignement linéaire.
- La séparatrice était placée uniquement sous contrôle local.

Pendant le run C7, l'alignement linéaire a été mis en place sur tous les miroirs à l'exception du miroir d'entrée de la cavité ouest qui était placé sous contrôle local.

Pendant le commissioning de l'interféromètre recyclé, il a été nécessaire de réduire la puissance entrant dans l'interféromètre d'un facteur 10 comme cela a été mentionné dans la section 2.4. Cette modification était nécessaire pour atténuer l'amplitude de la lumière rétrodiffusée par le mode cleaner d'entrée, qui produisait des franges d'interférence parasites empêchant de contrôler l'interféromètre. Ainsi, durant les runs de commissioning C5, C6 et C7, la puissance entrant dans l'interféromètre n'était que de 0.8 Watts, au lieu des 8 Watts utilisés avec l'inter-

féromètre recombinaison pendant le run C4.

La Figure 7.3 montre les courbes de sensibilité obtenues pendant les runs C5, C6 et C7. L'analyse des bruits instrumentaux qui limitent ces sensibilités sera présentée dans les sections 7.4, 7.5 et 7.7.

7.3 Le facteur de rejet du mode commun

Une simulation utilisant le programme SIESTA a permis d'analyser le comportement du facteur de rejet du mode commun (CMRF) dans la configuration interféromètre recyclé pour diverses asymétries entre les cavités Fabry-Pérot. Les résultats de cette simulation sont venus confirmer les prédictions établies à partir d'une étude analytique du CMRF de l'interféromètre recyclé présentée dans [37]. Les effets d'une asymétrie de finesse et d'une asymétrie de pertes dans les cavités sont considérés respectivement dans les sections 7.3.1 et 7.3.2.

7.3.1 Impact d'une asymétrie de finesse

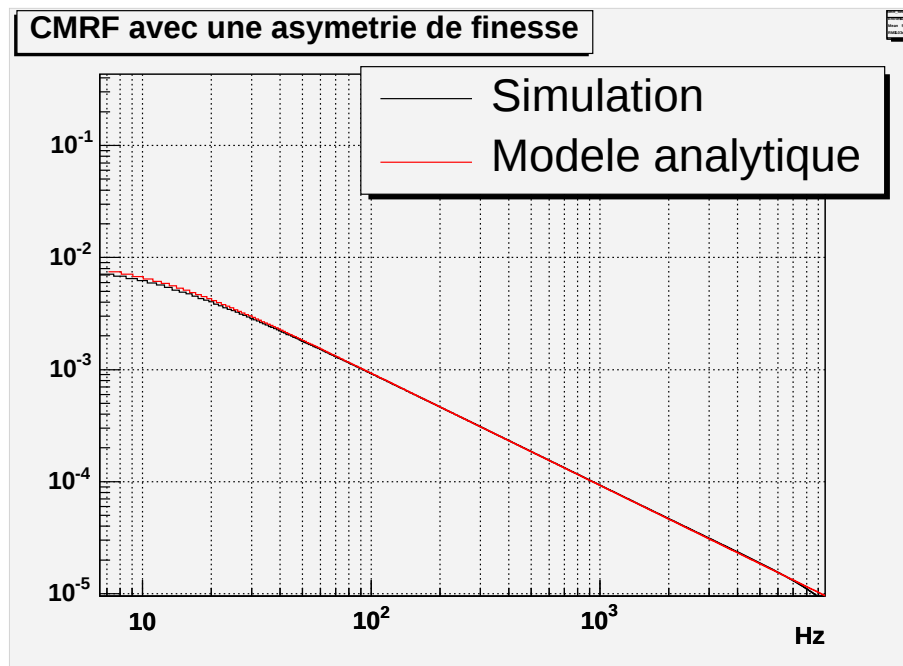


FIG. 7.4 – CMRF dû à une asymétrie de finesse de 0.9 %.

Comme cela est démontré dans la section 6.3.2, le CMRF de l'interféromètre recombinaison, résultant d'une asymétrie de finesse entre les deux cavités Fabry-Pérot,

est donné par la relation :

$$CMRF_{recomb}(f) = \frac{|F_N - F_O|}{F} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{cav}}\right)^2}} \quad (7.1)$$

dans laquelle, F_N et F_O désignent les finesses de la cavité nord et de la cavité ouest respectivement, F est la moyenne des finesses, et f_{cav} est le pôle de la cavité Fabry-Pérot.

Un calcul analytique mené dans [37] montre que le CMRF dû à une asymétrie de finesse dans la configuration interféromètre recyclé peut se déduire de la relation (7.1) en remplaçant le pôle de la cavité Fabry-Pérot par le pôle de la double cavité (f_{recy}) que forment les Fabry-Pérot avec la cavité de recyclage. La réponse de l'interféromètre recyclé à un bruit de mode commun est en effet filtrée par la double cavité. L'expression du CMRF s'écrit donc :

$$CMRF(f) = \frac{|F_N - F_O|}{F} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{recy}}\right)^2}} \quad (7.2)$$

avec :

$$f_{recy} = f_{cav} \frac{1 - r_{PR} \cdot \rho_{FP}}{1 + r_{PR}} \quad (7.3)$$

où r_{PR} est la réflectivité du miroir de recyclage ($r_{PR}^2 = 0.92$) et ρ_{FP} est le module de la réflectivité moyenne des cavités Fabry-Pérot.

Une simulation de l'interféromètre recyclé a été réalisée afin de vérifier le modèle analytique du CMRF donné par la relation (7.2). Les valeurs des principaux paramètres utilisés dans cette simulation sont indiquées dans le Tableau 7.1. Comme cela a été mentionné dans la section 1.3.3, la finesse d'une cavité Fabry-Pérot dépend des réflectivités des miroirs qui la composent (cf. relation (1.22)). Dans la simulation les réflectivités des miroirs d'entrée des cavités ont été ajustées de manière à générer une asymétrie de finesse de 0.9 %. Le CMRF obtenu avec cette simulation est comparé au modèle analytique sur la Figure 7.4 : les deux courbes sont en très bon accord sur toute la bande passante de Virgo.

Cette analyse révèle que l'impact d'une asymétrie de finesse sur le CMRF de l'interféromètre recyclé est plus faible que dans la configuration interféromètre recombinaison. Cela est dû à l'effet de filtrage de la double cavité qui se fait sentir de manière significative pour les fréquences au dessus du pôle f_{recy} . Comme expliqué dans la section 6.3.2, on s'attend à une asymétrie de finesse maximale de l'ordre de 5 % en raison de l'effet Fabry-Pérot dans les miroirs d'entrée des cavités. La valeur maximale du CMRF qui peut en résulter est de l'ordre de 10^{-3} à 100 Hz, et inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$ pour les fréquences supérieures à 1 kHz.

Cavité	r_1	r_2	F	f_{cav} (Hz)	f_{recy} (Hz)
Nord	0.93913	0.99998	50.00	500	10.4
Ouest	0.93967	0.99998	50.46	495	

TAB. 7.1 – Valeurs implémentées dans la simulation pour générer une asymétrie de finesse de 0.9 %.

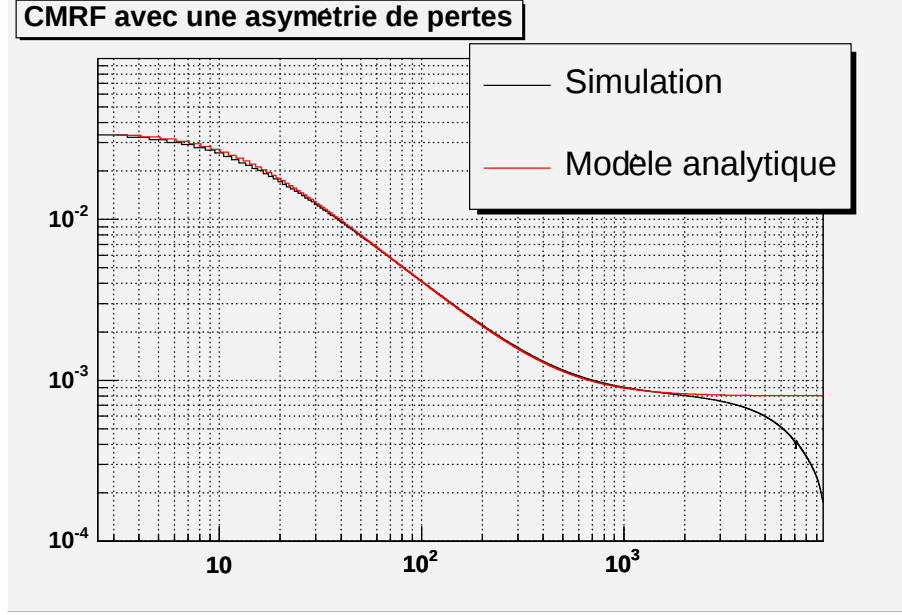


FIG. 7.5 – CMRF dû à une asymétrie de pertes de 100 ppm.

7.3.2 Impact d'une asymétrie de pertes

On considère dans cette section l'impact sur le CMRF d'une asymétrie de pertes entre les deux cavités Fabry-Pérot, tandis que les finesesses sont supposées identiques. Comme cela a été mentionné dans la section 6.3.4, une asymétrie de pertes génère une asymétrie des modules des réflectivités, mais aussi une différence entre les phases des faisceaux réfléchis par les deux cavités. Dans la configuration interféromètre recombéné, le CMRF qui résulte d'une asymétrie de pertes est donné par [49] :

$$CMRF_{recomb}(f) = \frac{F}{2\pi} \Delta P \quad (7.4)$$

où ΔP désigne la différence entre les pertes des deux cavités sur un aller-retour. Un calcul analytique présenté dans [37] montre que le CMRF obtenu avec l'interféromètre recyclé est donné par :

$$CMRF(f) = \frac{F}{2\pi} \Delta P \frac{f_{cav}}{f_{recy}} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{cav}}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{recy}}\right)^2}} \quad (7.5)$$

En comparant les relations (7.4) et (7.5), on peut remarquer que le CMRF de l'interféromètre recyclé présente les caractéristiques suivantes par rapport au CMRF de l'interféromètre recombinaison :

- A basse fréquence (en dessous du pôle de la double cavité), le CMRF de l'interféromètre recyclé est détérioré d'un facteur égal à $\frac{f_{cav}}{f_{recy}}$, qui correspond approximativement au gain de recyclage². L'effet d'une asymétrie de pertes est donc accentué par la technique de recyclage.
- Pour des fréquences supérieures au pôle des cavités Fabry-Pérot, l'effet d'amplification dû à la technique de recyclage est complètement annulé, et le CMRF s'aplatit. La valeur du CMRF obtenue à haute fréquence est identique à celle obtenue avec l'interféromètre recombinaison.

La pertinence du modèle analytique fourni par la relation (7.5) a été vérifiée par une étude du CMRF en simulation. Les valeurs des principaux paramètres optiques utilisés dans cette simulation sont répertoriées dans le Tableau 7.2. On a choisi une asymétrie de pertes de 100 ppm entre les cavités Fabry-Pérot, ce qui correspond à l'ordre de grandeur attendu pour les cavités de Virgo, comme cela a été mentionné dans les sections 6.3.4 et 6.4.2. La Figure 7.5 montre que le CMRF obtenu avec la simulation est en accord avec la prédiction du modèle analytique jusqu'à environ 3 kHz. Au delà de cette fréquence, on remarque que la valeur du CMRF mesurée en simulation se met à décroître, tandis que l'on s'attend à un CMRF qui reste constant d'après le modèle analytique. Ce comportement n'est pas compris, mais l'hypothèse d'un artéfact de la simulation n'est pas exclue.

Cavité	r_1	r_2	F	f_{cav} (Hz)	P_1	ρ_{FP}	f_{recy} (Hz)
Nord	0.9394	0.99998	50.25	497.5	$0.4 \cdot 10^{-3}$	0.9936	11.8
Ouest	0.9394	0.99998	50.25	497.5	$0.3 \cdot 10^{-3}$	0.9952	

TAB. 7.2 – Valeurs implémentées dans la simulation pour une asymétrie de pertes de 100 ppm. P_1 désigne les pertes des miroirs d'entrée des cavités Fabry-Pérot. Les pertes des miroirs de renvoi sont considérées comme nulles.

Cette analyse montre que pour une asymétrie de pertes réaliste, on s'attend à obtenir un CMRF proche de 10^{-3} à haute fréquence. Comme pour l'interféromètre recombinaison (cf. section 6.3.3), une différence entre les modules des réflectivités des deux cavités Fabry-Pérot peut également être générée par une asymétrie des rayons de courbure des miroirs de renvoi ; cet effet dépend de la qualité du couplage entre le faisceau qui atteint l'entrée des cavités Fabry-Pérot et ceux qui résonnent dans

2. En toute rigueur, le rapport $\frac{f_{cav}}{f_{recy}}$ est égal au gain de recyclage si les pertes dans les cavités Fabry-Pérot sont nulles, c'est à dire pour $\rho_{FP} = 1$.

ces cavités. Pour un coefficient de couplage de l'ordre de 95 %, la valeur du CMRF à haute fréquence pourrait atteindre quelques 10^{-3} (cf. Tableau 6.2).

A basse fréquence, l'asymétrie de finesse ainsi que l'asymétrie de pertes (ou plus généralement l'asymétrie des modules des réflectivités) sont susceptibles d'avoir un impact comparable sur le CMRF.

7.4 Analyse de la sensibilité du run C5

Cette section présente les résultats de l'analyse de la sensibilité de l'interféromètre recyclé obtenue pendant le run C5. A haute fréquence (au-dessus de 400 Hz), l'impact du bruit de lecture sur le signal de frange noire ainsi que l'impact du bruit de démodulation sont analysés dans les paragraphes 7.4.1 et 7.4.2 respectivement. La contribution du bruit des actionneurs dans la région de fréquence intermédiaire de la courbe de sensibilité est présentée dans le paragraphe 7.4.3. L'impact sur la sensibilité à basse fréquence (en dessous de 100 Hz) du bruit introduit par les boucles de contrôle des miroirs est discuté dans le paragraphe 7.4.4.

7.4.1 Bruit de lecture du signal de frange noire

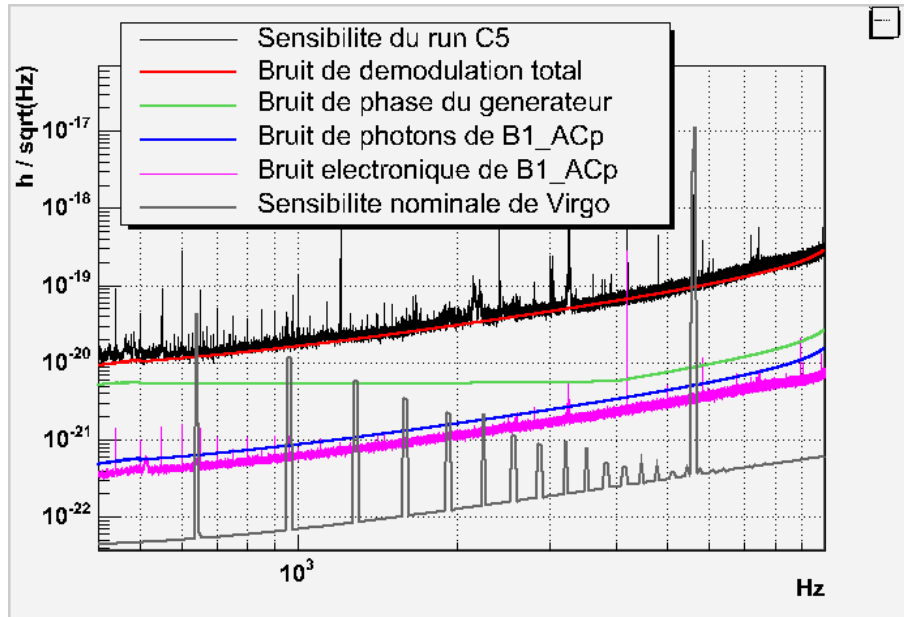


FIG. 7.6 – Contribution des bruits à haute fréquence (bruits de lecture du signal de frange noire et bruit de démodulation) dans la sensibilité du run C5.

Pour évaluer la contribution dans la sensibilité du bruit de lecture (bruit électronique et bruit de photons) des photodiodes qui délivrent le signal de frange

noire ($B1_ACp$), on utilise la même méthode que celle déjà décrite dans les sections 5.3 et 6.4.1. Le bruit électronique mesuré est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, et la puissance continue atteignant les photodiodes lorsque l'interféromètre est verrouillé sur son point de fonctionnement est de l'ordre de 7.6 mW . A partir de ces mesures, on détermine l'impact sur la sensibilité du bruit électronique et du bruit de photons, en utilisant l'étalonnage de l'interféromètre. Les contributions du bruit de photons et du bruit électronique ainsi obtenues sont présentées sur la Figure 7.6. Elles sont plus basses que la courbe de sensibilité d'un facteur 20 et d'un facteur 30, respectivement. On peut en conclure que l'impact du bruit de photons et du bruit électronique sur le signal de frange noire est négligeable pendant le run C5.

7.4.2 Bruit de démodulation

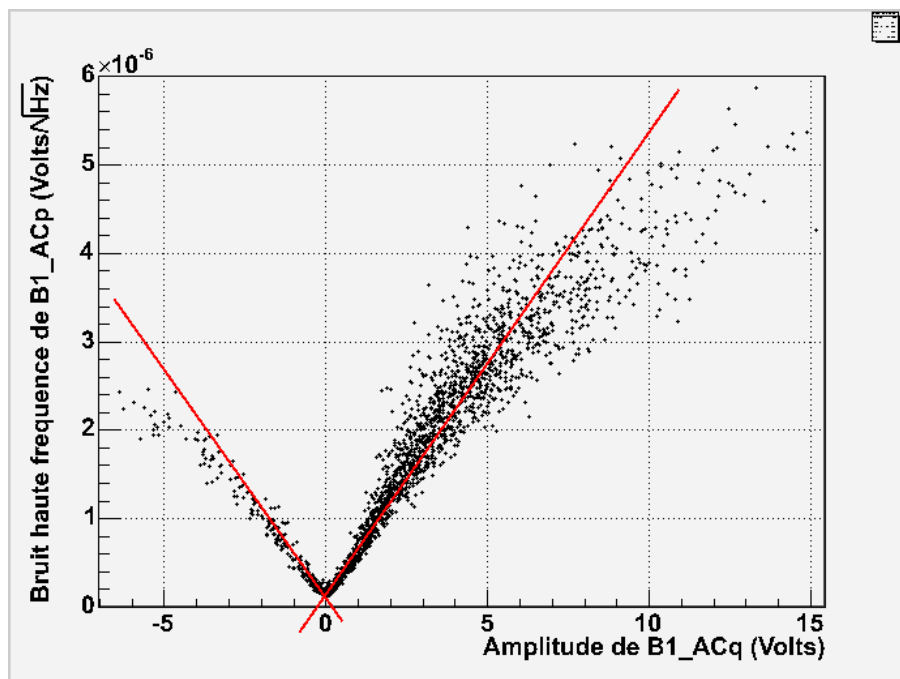


FIG. 7.7 – Bruit à haute fréquence dans le signal $B1_ACp$ (estimé en moyennant la densité spectrale entre 4 et 5 kHz) en fonction de l'amplitude du signal de la voie ACq . Les unités sont exprimées en Volts. Cela correspond à la tension obtenue après démodulation et sommée pour les deux photodiodes recevant le faisceau $B1$. Chaque point du graphique est calculé sur une période de données de 0.1 s.

La sensibilité à haute fréquence obtenue pendant le run C5 n'étant pas limitée par le bruit de lecture du signal de frange noire, une autre source de bruit a été recherchée. Dans cette section, on analyse l'impact sur la sensibilité du bruit de démodulation.

Identification et modélisation du bruit de démodulation

On a montré dans la section 3.3.1 que, au cours du processus de démodulation, les fluctuations relatives de phase $\delta\phi_{dem}$ entre le signal de photodiode à la fréquence de modulation et le signal d'oscillateur local génèrent un bruit dans les signaux démodulés, appelé bruit de démodulation. La densité spectrale, notée $\delta\tilde{A}Cp$, du bruit induit sur la voie ACp, est proportionnelle à la moyenne quadratique (ACq_{RMS}) du signal induit sur la voie ACq, comme le traduit la relation (cf. 3.9) :

$$\delta\tilde{A}Cp = ACq_{RMS} \delta\tilde{\phi}_{dem} \quad (7.6)$$

Sur une période suffisamment courte pour que les variations de l'amplitude du signal de la voie ACq soient faibles, la relation précédente peut être remplacée par :

$$\delta\tilde{A}Cp = |ACq| \delta\tilde{\phi}_{dem} \quad (7.7)$$

où ACq est l'amplitude du signal de la voie en quadrature mesurée sur une courte période de données.

La relation précédente fournit un critère permettant d'identifier la présence éventuelle de bruit de démodulation dans le signal de frange noire. Pour cela on compare la densité spectrale du bruit à haute fréquence limitant le signal $B1_ACp$ à l'amplitude du signal de la voie ACq, afin de vérifier si ces deux quantités sont liées par une relation de proportionnalité. Dans le cas contraire, l'hypothèse du bruit de démodulation peut être exclue. Le résultat d'une analyse des données du run C5 (sur une période de 200 s), fondée sur ce critère, est présentée sur la Figure 7.7. Sur cette figure on a représenté le bruit à haute fréquence mesuré dans le signal de frange noire (axe des ordonnées) en fonction de l'amplitude du signal de la voie ACq (axe des abscisses). Le résultat est compatible avec l'hypothèse d'une relation de proportionnalité entre ces deux quantités, ce qui tend à indiquer que la sensibilité est limitée à haute fréquence par le bruit de démodulation. Le niveau correspondant du bruit de phase ($\delta\phi_{dem}$) entrant sur la carte de démodulation se déduit de la pente de la droite qui s'ajuste le mieux aux points expérimentaux. A partir de la droite tracée sur la Figure 7.7, on obtient : $\delta\phi_{dem} \approx 0.52 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

L'impact du bruit de démodulation sur le signal de frange noire a été estimé à partir de la relation (7.6), pour un bruit de phase de $0.52 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Pour la période considérée pour tracer la courbe de sensibilité, on a : $ACq_{RMS} = 5.4 \text{ V}$. Le résultat ainsi obtenu est comparé à la courbe de sensibilité sur la Figure 7.6. Le bruit de démodulation, représenté par la courbe intitulée "bruit de démodulation total", explique assez bien la courbe de sensibilité à partir de 400 Hz.

Dans la perspective de réduire le bruit de démodulation, il est nécessaire d'identifier l'origine des fluctuations relatives de phase $\delta\phi_{dem}$ entre le signal de la photodiode et le signal d'oscillateur local. Comme cela a été expliqué dans les sections

3.3.2 et 3.3.3 le bruit de phase peut avoir deux origines principales : le bruit de phase intrinsèque du générateur qui délivre le signal sinusoïdal à 6.25 MHz utilisé pour moduler la phase du faisceau laser, ou bien le bruit de phase généré par la carte LO distribuant ce signal aux photodiodes pour la démodulation. Ces deux hypothèses sont examinées dans la suite.

Bruit de phase du générateur

Le générateur utilisé jusqu'à fin 2005 était un Marconi, modèle 2040, dont les spécifications pour le bruit de phase peuvent être modélisées par :

- pour $f < 4 \text{ kHz}$: $\delta\phi_{gen} = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{f} \text{ (rad}/\sqrt{\text{Hz}})$
- pour $f > 4 \text{ kHz}$: $\delta\phi_{gen} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ (rad}/\sqrt{\text{Hz}})$

Comme on l'a montré dans la section 3.3.3, le bruit de phase induit au niveau de la carte de démodulation par le bruit de phase du générateur est donné par :

$$\delta\phi_{dem} = \delta\phi_{gen} \frac{\frac{f}{f_{IMC}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{IMC}}\right)^2}} \quad (7.8)$$

La contribution du bruit de phase du générateur dans la sensibilité peut être évaluée en combinant les relations (7.7) et (7.8). Le résultat de cette estimation est reporté sur la Figure 7.6. Dans la gamme de fréquence qui s'étend de 400 Hz à 10 kHz, la contribution du bruit de phase du générateur est inférieure à la courbe de sensibilité d'un facteur compris entre 2 et 10. En conséquence, le bruit du générateur ne permet pas d'expliquer le bruit de démodulation limitant la sensibilité du run C5.

Bruit de phase de la carte LO

Les cartes LO, qui distribuent le signal d'oscillateur local aux différentes cartes de démodulation, constituent une autre source possible de bruit de phase.

Une mesure du bruit de phase généré par les cartes LO utilisées pendant le run C5 a été réalisée à partir du dispositif expérimental schématisé sur la Figure 7.8. Le générateur est branché sur une première carte LO (carte LO 1) qui délivre en sortie deux signaux sinusoïdaux (à la fréquence de modulation) identiques. Un de ces signaux est directement appliqué sur l'entrée de la carte de démodulation habituellement réservée au signal de photodiode, tandis que l'autre signal passe au travers d'une seconde carte LO (carte LO 2) avant d'être appliqué sur l'entrée de la carte de démodulation réservée à l'oscillateur local. L'électronique de la carte LO 2 est réglée pour que la phase du signal envoyé sur l'entrée d'oscillateur local de la carte de démodulation soit tournée de 90° par rapport à la phase du signal envoyé sur l'autre entrée de la carte de démodulation. Dans ces conditions, le processus

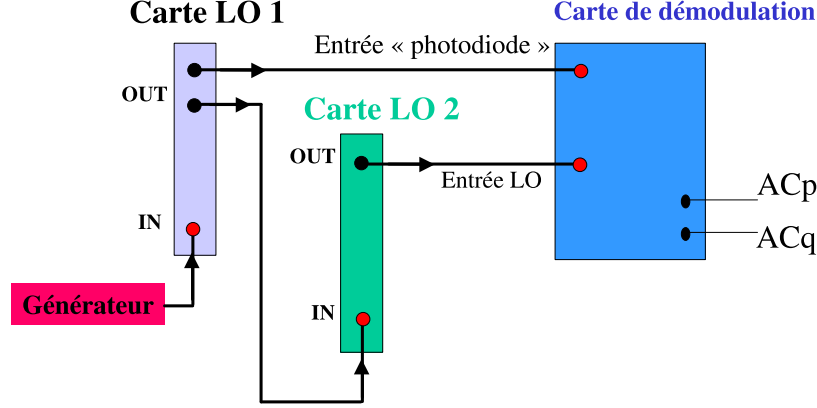


FIG. 7.8 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure du bruit de phase généré par la carte LO.

de démodulation génère un signal continu sur la voie ACq tandis que la voie ACp contient du bruit de phase. En comparant le bruit à haute fréquence mesuré sur la voie ACp à la valeur du signal de la voie ACq, on obtient une estimation du bruit de phase généré par la carte LO 2 (le bruit de phase du générateur et le bruit de phase dû à la carte LO 1 sont annulés par le processus de démodulation car ils sont communs aux deux entrées de la carte de démodulation). La mesure ainsi réalisée fournit : $\delta\phi_{dem} \approx 0.33 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Dans la configuration standard du système de distribution du signal d'oscillateur local (qui a été schématisée sur la Figure 3.2), le bruit de phase attendu au niveau de la carte de démodulation est la somme quadratique des bruits générés par les deux cartes LO :

$$\delta\phi_{dem} = \sqrt{2} \times 0.33 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}} \approx 0.47 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (7.9)$$

Le résultat précédent est tout à fait compatible avec la valeur de $\delta\phi_{dem}$ déduite de la Figure 7.7 compte-tenu de la dispersion des points de mesure.

Suite à cette analyse, on peut conclure que la sensibilité de l'interféromètre recyclé obtenue pendant le run C5 est principalement limitée à haute fréquence par le bruit de démodulation induit par le bruit de phase des cartes LO.

Deux types d'améliorations peuvent être envisagées pour réduire la contribution du bruit de démodulation dans la sensibilité :

- Le couplage entre le bruit de phase et le signal de frange noire peut être réduit si l'amplitude du signal sur la voie ACq est réduite. Une corrélation a été mise en évidence entre l'amplitude du signal de la voie ACq et les désalignements des miroirs de l'interféromètre. En améliorant les conditions d'alignement de l'interféromètre, notamment grâce à la mise en place de l'alignement linéaire, on peut donc s'attendre à une réduction de l'impact du bruit de phase sur la sensibilité.
- On peut également améliorer l'électronique de la carte LO ou celle du générateur de façon à réduire le bruit de phase à sa source.

7.4.3 Bruit des actionneurs des miroirs

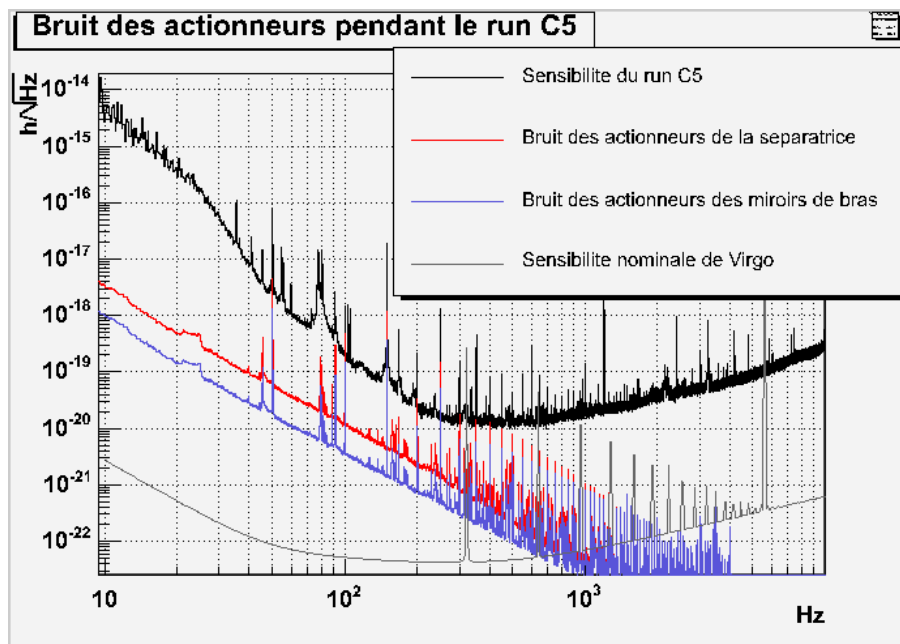


FIG. 7.9 – Bruit des actionneurs pendant le run C5.

La contribution dans la sensibilité du bruit des actionneurs des miroirs pendant le run C5 a déjà été estimée pour l'interféromètre recombinaison dans la section 6.5.2. Les modèles analytiques utilisés pour évaluer l'impact du bruit des actionneurs sur la sensibilité sont les mêmes pour l'interféromètre recombinaison ou l'interféromètre recyclé, la configuration électronique des actionneurs n'ayant pas changé au cours du run. La contribution dans la sensibilité du bruit des actionneurs des quatre

miroirs des bras est donc donnée par (cf. relation (6.57)) :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \sqrt{8} \frac{1}{L} k_a \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (7.10)$$

La contribution dans la sensibilité du bruit des actionneurs de la séparatrice est donnée par (cf. relation (6.35)) :

$$\tilde{h} = \sqrt{4} \frac{1}{L} \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (7.11)$$

Les valeurs des paramètres intervenant dans les deux relations précédentes sont identiques à celles utilisées pour l'interféromètre recombéné (cf. section 6.5.2).

La contribution du bruit des actionneurs des miroirs des bras ainsi que la contribution du bruit des actionneurs de la séparatrice évaluées à partir des modèles (7.10) et (7.11) sont comparées à la courbe de sensibilité de l'interféromètre recyclé sur la Figure 7.9. D'après ces estimations, la contribution du bruit des actionneurs reste inférieure d'au moins un ordre de grandeur à la sensibilité mesurée pendant le run C5. Cependant, comme on le montrera dans la section 7.5.5, l'analyse du run C6 indique qu'un bruit non linéaire vient s'ajouter lorsque des signaux de correction sont appliqués sur les convertisseurs numériques analogiques des actionneurs. En conséquence, les contributions du bruit des actionneurs présentées sur la Figure 7.9 pourraient être sous-estimées.

7.4.4 Bruit introduit par les boucles de contrôle

Le bruit limitant la sensibilité du run C5 à basse fréquence (en dessous de 100 Hz) est introduit par certaines boucles de contrôle, qui ont été identifiées en utilisant les fonctions de cohérence, comme on le montre ci-dessous. Les bruits de contrôle de la séparatrice expliquent l'essentiel de la sensibilité dans cette région de fréquence, comme le confirment les modèles analytiques présentés plus loin.

a. Contribution des bruits de contrôle dans la sensibilité

Comme le montre la Figure 7.10, une cohérence significative est observée pendant le run C5 entre le signal de frange noire et les quatre signaux de corrections suivants :

- le signal de correction de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice (en haut, à gauche) ;
- le signal de correction angulaire envoyé sur les actionneurs de la séparatrice (via les bobines de la masse de référence) pour contrôler sa position en θ_x (en haut, au milieu) ;
- le signal de correction de contrôle longitudinal du miroir de recyclage (en bas, à gauche) ;

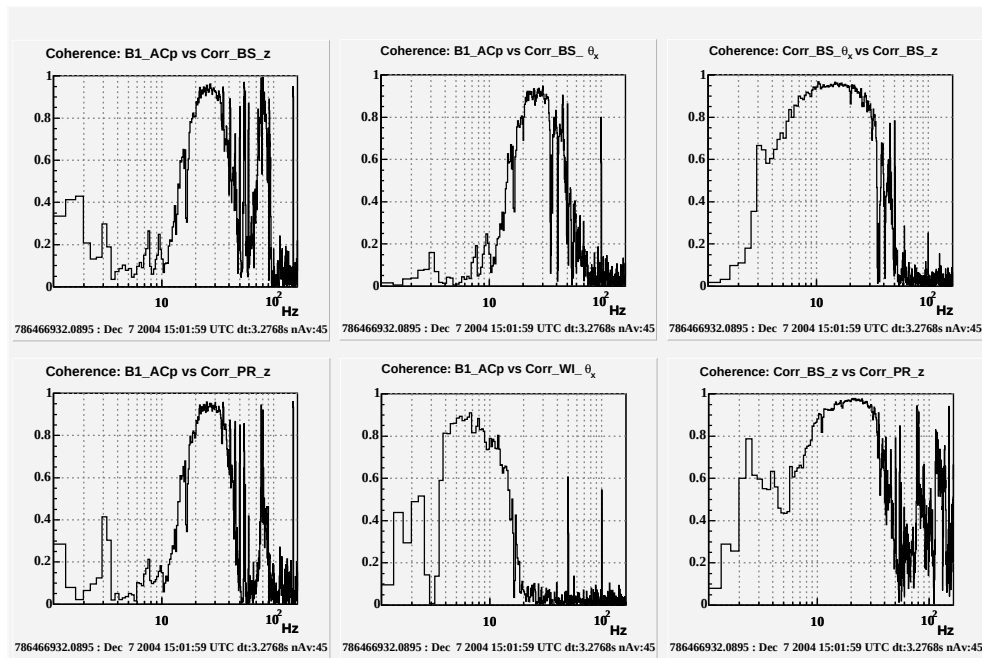


FIG. 7.10 – Fonctions de cohérence mesurées pendant le run C5 dans la configuration interféromètre recyclé : entre le signal de frange noire et plusieurs signaux de correction (à gauche et au milieu), entre le signal de correction longitudinal de la séparatrice et d'autres signaux de correction (à droite).

- le signal de correction angulaire envoyé sur les actionneurs de la marionnette du miroir d'entrée de la cavité ouest pour contrôler la position du miroir en θ_x .

Dans la région des plus basses fréquences de la bande passante de Virgo (autour de 10 Hz), le signal de frange noire n'est cohérent qu'avec le signal de correction angulaire en θ_x du miroir d'entrée de la cavité ouest. La valeur de cette fonction de cohérence (de l'ordre de 80 %) indique que la sensibilité est essentiellement limitée par le bruit introduit par ce signal de correction dans la région autour de 10 Hz. Comme cela a été mentionné dans la section 7.2, l'alignement linéaire n'était pas encore implémenté dans la configuration interféromètre recyclé pendant le run C5 : tous les miroirs étaient donc sous contrôle local ; ces derniers sont plus bruyants et moins efficaces que la stratégie de l'alignement linéaire.

Entre 15 Hz et 100 Hz, on observe simultanément de la cohérence entre le signal de frange noire et trois signaux de corrections différents, de telle sorte qu'il n'est pas possible d'identifier directement la boucle de contrôle effectivement responsable de l'introduction du bruit limitant la sensibilité dans cette région. De plus, comme le montrent les graphiques de droite de la Figure 7.10, ces trois signaux de corrections, à savoir le signal du contrôle longitudinal de la séparatrice,

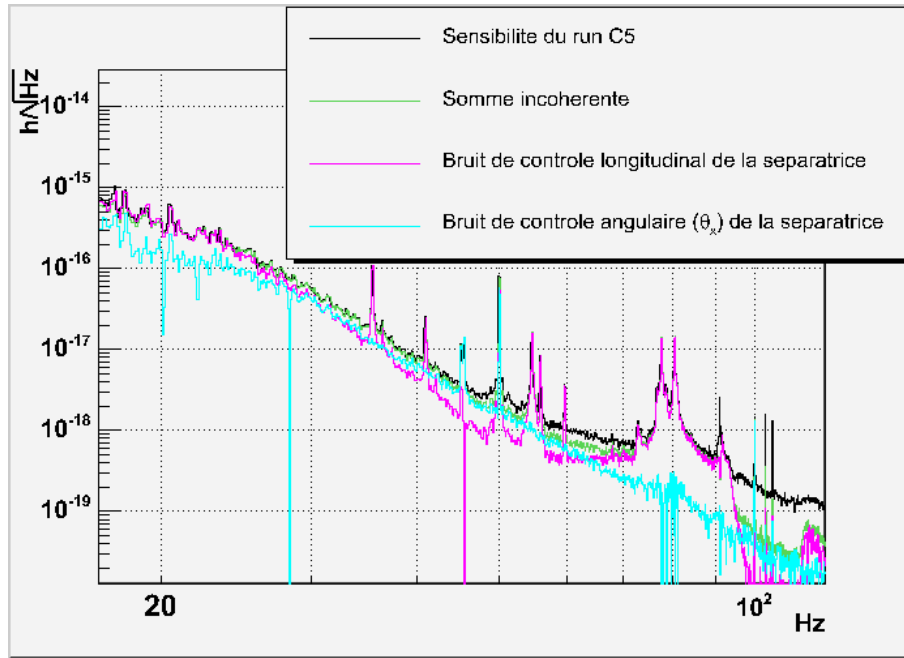


FIG. 7.11 – Contributions des bruits de contrôle de la séparatrice dans la sensibilité du run C5. Ces estimations sont obtenues à partir du calcul de cohérence croisée.

le signal du contrôle angulaire en θ_x de la séparatrice (en haut, à droite), et le signal du contrôle longitudinal du miroir de recyclage (en bas, à droite), sont également mutuellement cohérents. Ceci indique un couplage entre les degrés de liberté correspondants.

Afin de mieux identifier la contribution dans la sensibilité propre à chacune de ces boucles de contrôle, un calcul de cohérence croisée analogue à celui décrit dans la section 6.4.4 a été réalisé. Le résultat de ce calcul montre que la contribution du bruit de contrôle longitudinal du miroir de recyclage est négligeable. La cohérence observée entre le signal de correction du miroir de recyclage et le signal de frange noire peut s'expliquer par un couplage entre les différents degrés de liberté de l'interféromètre. En particulier, comme mentionné dans la section 4.2.2, un déplacement longitudinal de la séparatrice génère une différence de longueur entre les bras du petit Michelson, qui affecte le signal de frange noire, mais génère également une variation de longueur de la cavité de recyclage, qui affecte le signal d'erreur de la boucle de contrôle du miroir de recyclage. Ce scénario permet aussi d'expliquer la cohérence observée entre le signal de correction du miroir de recyclage et celui de la séparatrice (cf. Figure 7.10, en bas, à droite).

Les contributions individuelles du bruit de contrôle longitudinal et du bruit de contrôle angulaire de la séparatrice, déduites du calcul de cohérence croisée, sont comparées à la courbe de sensibilité sur la Figure 7.11. La courbe représentant la contribution totale des bruits de contrôle de la séparatrice est obtenue en ajoutant

quadratiquement les deux contributions individuelles. D'après ces estimations, les bruits de contrôle de la séparatrice expliquent l'essentiel de la courbe de sensibilité dans la région de fréquence comprise entre 15 et 94 Hz.

Les résultats obtenus avec les fonctions de cohérence sont confirmés par les modèles analytiques qui décrivent la propagation des bruits de contrôle de la séparatrice dans le signal de frange noire, comme on le montre ci-dessous.

b. Modèle de propagation du bruit de contrôle angulaire

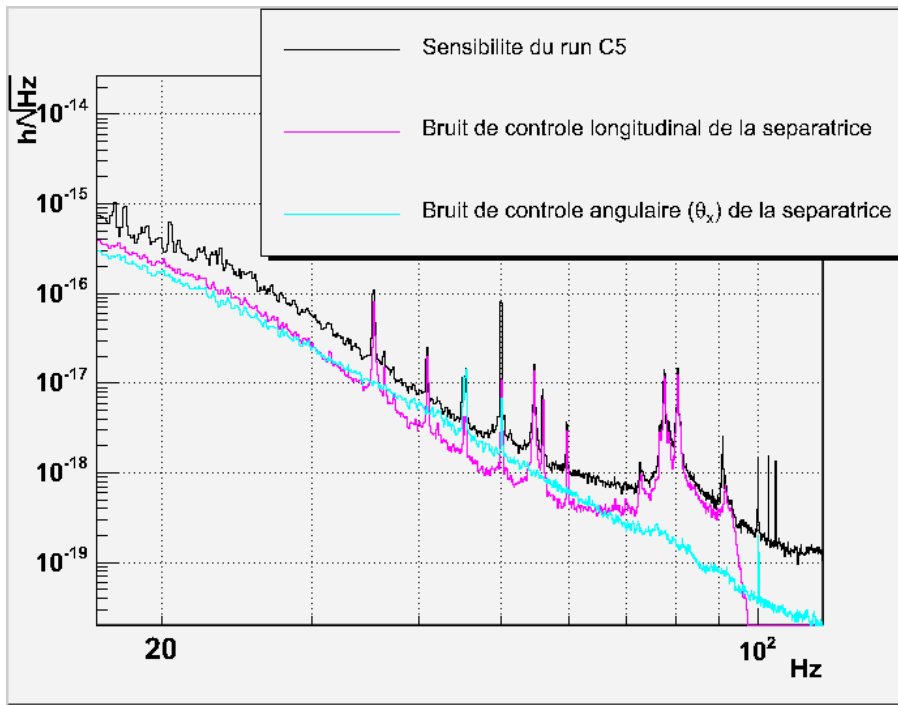


FIG. 7.12 – Contributions dans la sensibilité des bruits de contrôle de la séparatrice, estimées avec les modèles analytiques. Le bruit de contrôle angulaire (en θ_x) est propagé sur le signal de frange noire en supposant un décentrage du faisceau par rapport au miroir de 1.55 cm.

Pour évaluer l'impact des bruits de contrôle de la séparatrice sur la sensibilité de l'interféromètre recyclé, on peut utiliser les mêmes modèles analytiques que ceux qui ont été développés pour l'interféromètre recombinaison.

Comme expliqué dans la section 6.4.4, si l'on suppose que le faisceau incident est verticalement décentré par rapport à la séparatrice, la contribution dans la sensibilité du bruit de contrôle angulaire est alors donnée par (cf. relation (6.45)) :

$$\tilde{h} = \frac{2}{L} \frac{d}{2F} \cdot K_{DC, \theta_x}^* \cdot E(f) \cdot M_{\theta_x}(f) \cdot \tilde{S}_{corr, \theta_x} \quad (7.12)$$

En supposant une valeur du décentrage d rigoureusement identique à celle utilisée dans le modèle appliqué à l'interféromètre recombinaison, c'est à dire $d = 1.55 \text{ cm}$, la relation précédente permet d'obtenir la contribution du bruit de contrôle angulaire de la séparatrice présentée sur la Figure 7.12. Cette estimation confirme le résultat obtenu avec le calcul de cohérence croisée. Le bruit de contrôle angulaire de la séparatrice a donc un impact dominant sur la courbe de sensibilité dans la région entre 40 et 50 Hz, pour laquelle le modèle analytique s'ajuste bien à la courbe de sensibilité mesurée.

c. Modèle de propagation du bruit de contrôle longitudinal

La contribution dans la sensibilité du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice s'obtient en utilisant le modèle analytique présenté dans la section 6.4.4 (cf. relation (6.46)), à savoir :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}}{L} = \frac{\sqrt{2}}{L} \frac{\pi}{2F} 2 K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \tilde{S}_{corr,z} \quad (7.13)$$

Rappelons que la valeur du gain statique des actionneurs K_{DC} a été mesurée à partir des données du run C5, ce qui donne : $K_{DC} = 25 \pm 5 \mu\text{m}/\text{V}$.

Le résultat obtenu avec ce modèle peut être visualisé sur la Figure 7.12. Le modèle reproduit bien la forme de la plupart des structures de bruit visibles sur la courbe de sensibilité entre 35 et 94 Hz, mais l'amplitude prédite pour ces structures est plus faible d'environ 20 % que la sensibilité mesurée. Cela est toutefois compatible avec l'incertitude du modèle, puisque le paramètre K_{DC} n'est connu qu'avec une précision de l'ordre de 20 %. De plus, comme cela est expliqué dans [40], la courbe de sensibilité pourrait être surestimée de 20 %. Le modèle du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice est donc capable d'expliquer les structures complexes observées entre 35 et 94 Hz, ce qui confirme le résultat du calcul de cohérence croisée (cf. Figure 7.11). Ces structures de bruit ont été identifiées comme des résonances mécaniques du banc d'injection suspendu. Le mécanisme qui explique comment ces résonances se propagent dans le signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice a été décrit dans la section 6.4.4.

Dans la région de fréquence autour de 20 Hz, le modèle n'explique pas complètement la courbe de sensibilité mesurée, à la différence de ce qui était attendu d'après le calcul de cohérence croisée. Toutefois, on peut tout de même affirmer que le bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice est l'une des principales sources de bruit dans cette région de fréquence.

On peut remarquer que le pic à 45 Hz, visible sur la courbe de sensibilité et expliqué par le bruit du contrôle angulaire de la séparatrice, est également visible dans le spectre du signal de correction longitudinal. Cela signifie que le bruit angulaire se couple au signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal de la

séparatrice, comme cela a déjà été évoqué dans les sections 3.6.2 et 6.4.4. Cette conclusion est d'ailleurs confirmée par la cohérence observée sur la Figure 7.10, entre 5 et 40 Hz, entre les signaux de correction longitudinal et angulaire de la séparatrice. Ce couplage peut s'expliquer par le fait que si le faisceau est décentré par rapport à la séparatrice, le bruit angulaire de ce miroir génère des variations de la différence de longueur entre les bras du petit Michelson, qui sont mesurées par le signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice.

7.4.5 Budget de bruit du run C5

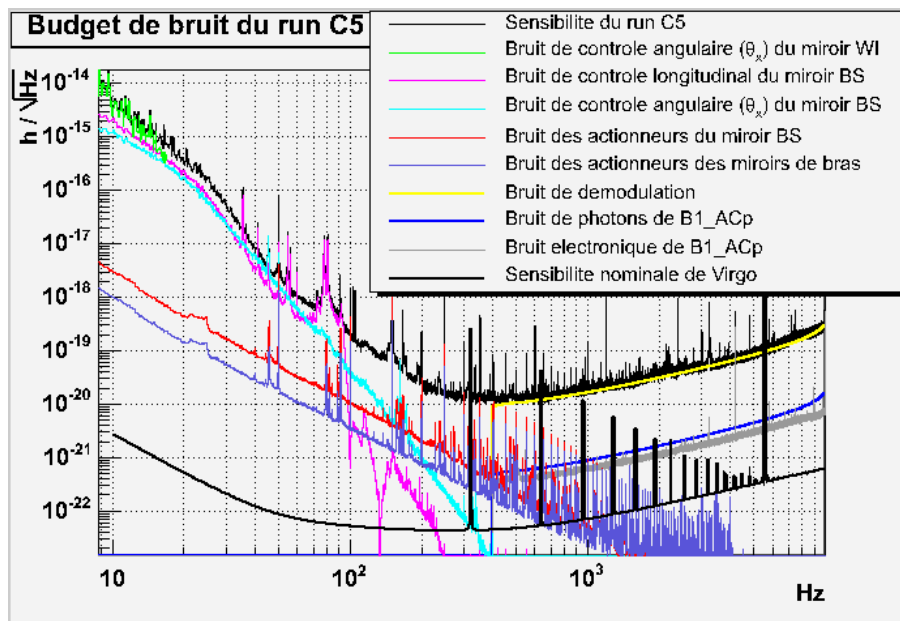


FIG. 7.13 – Budget de bruit du run C5. La contribution du bruit du contrôle angulaire du miroir d'entrée de la cavité ouest (miroir WI) est estimée à partir de la fonction de cohérence entre le signal de correction correspondant et le signal de frange noire. Les contributions des bruits de contrôle de la séparatrice (miroir BS) sont calculées avec les modèles analytiques.

L'analyse de la sensibilité de l'interféromètre recyclé pendant le run C5 fournit le budget de bruit présenté sur la Figure 7.13.

Dans la région à basse fréquence (entre 10 et 100 Hz), la sensibilité est raisonnablement bien expliquée par les bruits de contrôle, qui sont introduits par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice et par les boucles de contrôle angulaire en θ_x de la séparatrice et du miroir d'entrée de la cavité ouest.

Pour ce qui concerne les hautes fréquences (au-dessus de 400 Hz), l'analyse a montré que la sensibilité est limitée par le bruit de démodulation dont l'impact sur le signal de frange noire est d'autant plus élevé que l'interféromètre est désaligné.

Ce bruit est environ un facteur 20 au dessus du bruit de photons contenu dans le signal de frange noire.

La sensibilité n'est pas entièrement comprise entre 100 et 400 Hz. D'après la mesure du bruit des actionneurs réalisée lorsqu'aucun signal de correction n'est envoyé sur les convertisseurs numériques-analogiques, ce bruit ne devrait pas limiter la sensibilité. Cette estimation pourrait toutefois être sous-estimée comme on le montrera dans la section 7.5.5.

7.5 Analyse de la sensibilité du run C6

Les conditions d'alignement de l'interféromètre ont été améliorées pendant le run C6 avec la mise en place d'une version simplifiée de l'alignement linéaire (cf. section 7.2). En conséquence, on s'attend à une réduction du bruit de démodulation. Des améliorations ont également été apportées aux boucles de contrôle de la séparatrice, permettant une réduction du bruit de contrôle à basse fréquence.

La sensibilité obtenue pendant le run C6 est analysée dans cette section. Les sources de bruit qui sont susceptibles d'avoir un impact significatif sur la sensibilité à haute fréquence, tels que le bruit de lecture du signal de frange noire, le bruit de démodulation et le bruit en fréquence du faisceau laser sont présentées dans les paragraphes 7.5.1, 7.5.2 et 7.5.3, respectivement. Le paragraphe 7.5.4 montre que les fréquences intermédiaires de la courbe de sensibilité sont limitées par du bruit d'environnement. La contribution à basse fréquence du bruit des actionneurs et du bruit introduit par les boucles de contrôle est examinée dans les paragraphes 7.5.5 et 7.5.6, respectivement.

7.5.1 Bruit de lecture du signal de frange noire

Le bruit électronique et le bruit de photons des photodiodes délivrant le signal de frange noire ont été mesurés selon la même méthode que lors des précédents runs de commissioning. Notons que, pendant le run C6, la puissance continue reçue en sortie de l'interféromètre est de 1.4 mW. Les contributions dans la sensibilité du bruit électronique et du bruit de photons du signal de frange noire peuvent être visualisées sur la Figure 7.14. Ces deux contributions sont plus faibles que la courbe de sensibilité d'un facteur 2.5 au dessus de 1 kHz ; elles peuvent, ensemble, expliquer environ 40 % du bruit limitant la courbe de sensibilité dans cette région. Une autre source de bruit doit donc être recherchée pour expliquer en totalité la sensibilité à haute fréquence obtenue pendant le run C6.

7.5.2 Bruit de démodulation

On a montré dans la section 7.4.2 que la partie à haute fréquence de la sensibilité du run C5 était limitée par le bruit de démodulation induit par le bruit de

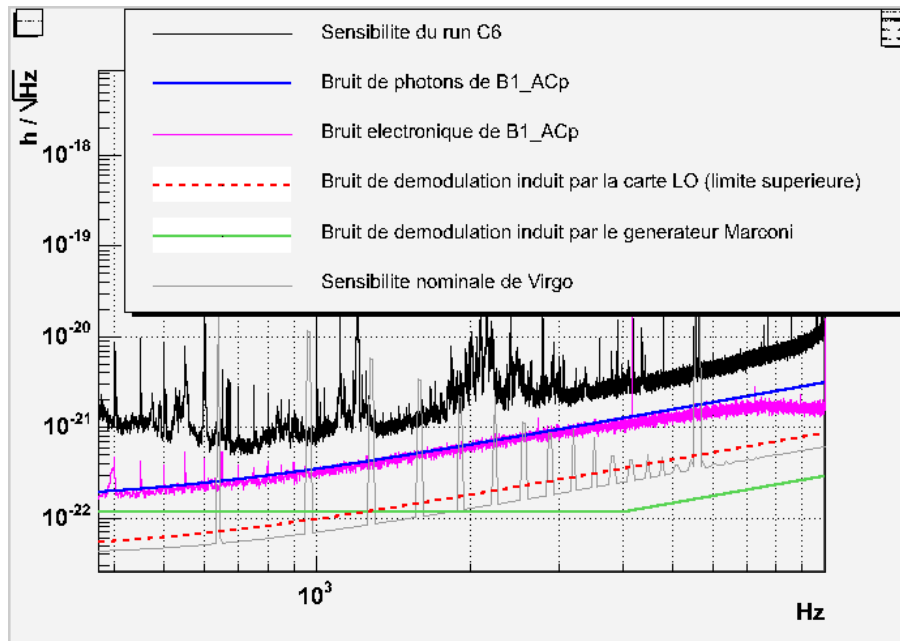


FIG. 7.14 – Contribution des bruits de lecture dans la sensibilité obtenue pendant le run C6.

phase des cartes LO. Conformément aux anticipations faites en 7.4.2, le bruit de démodulation a été abaissé grâce aux améliorations suivantes :

- Le schéma électronique des cartes LO a été simplifié, ce qui a permis de réduire leur bruit de phase. Une mesure réalisée dans des conditions similaires à celles décrites sur la Figure 7.8 montre que le bruit de phase résiduel $\delta\phi_{dem}$ après cette modification n'excède pas $0.1 \mu rad/\sqrt{Hz}$ (le bruit de phase de la carte LO est donc atténué d'au moins un facteur 3 par rapport à celui mesuré pendant le run C5). Cette limite supérieure est donnée par le bruit intrinsèque du système de mesure.
- Les conditions d'alignement des miroirs de l'interféromètre ont été améliorées avec l'implémentation de l'alignement linéaire à très basse fréquence pendant le run C6. Cela a permis de réduire d'environ un facteur 35 l'amplitude du signal obtenu sur la voie ACq. Comme l'impact du bruit de phase dans le signal de frange noire est proportionnel au signal ACq, la contribution dans la sensibilité du bruit de démodulation est abaissée du même facteur.

La contribution du bruit de démodulation induit par le bruit de phase du générateur ainsi que la limite supérieure sur la contribution du bruit de démodulation dû à la carte LO sont comparés à la courbe de sensibilité du run C6 sur la Figure 7.14. Chacune de ces contributions reste inférieure de presque un ordre de grandeur à la courbe de sensibilité. On peut en conclure que le bruit de démodulation ne limite par la sensibilité obtenue pendant le run C6. Cependant, comme le montre

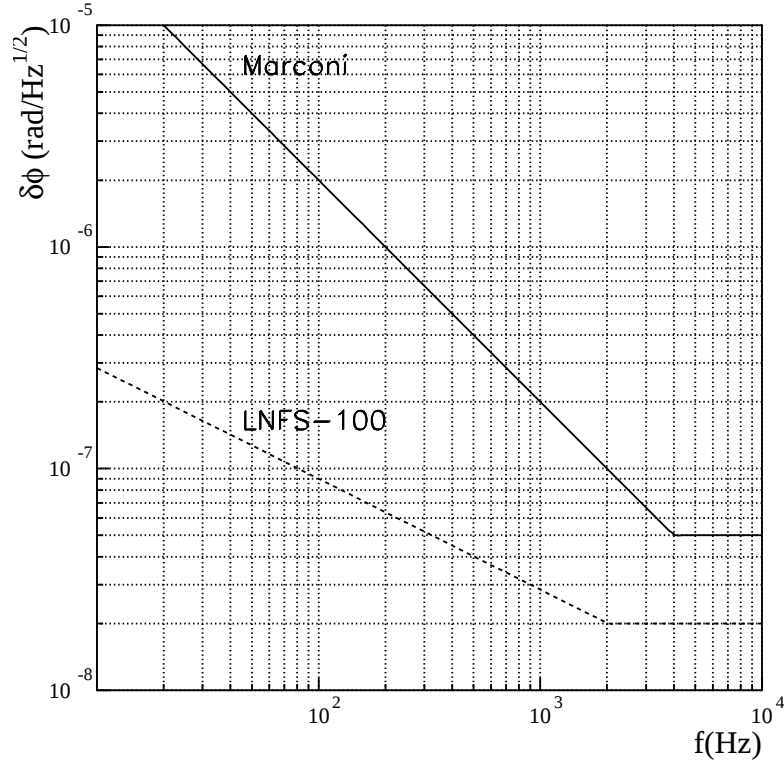


FIG. 7.15 – Comparaison des spécifications pour le bruit de phase des générateurs Marconi 2040 et LNFS-100.

la Figure 7.14, le bruit de démodulation pourrait empêcher d'atteindre la sensibilité nominale de Virgo, notamment dans la région de fréquence comprise entre 100 Hz et 1 kHz, pour laquelle l'impact du bruit de phase du générateur excède la sensibilité nominale d'environ un facteur 2. Pour remédier à ce problème, le générateur Marconi, qui délivrait le signal utilisé pour la modulation de phase du faisceau, a été remplacé à la fin de l'année 2005 par un générateur LNFS-100, dont les spécifications pour le bruit de phase sont comparées à celles du Marconi sur la Figure 7.15. On peut constater que le bruit de phase du générateur LNFS-100 est environ 10 fois plus faible que celui du Marconi dans la région entre 100 Hz et 1 kHz. Le bruit de ce nouveau générateur ne devrait donc plus constituer un obstacle pour atteindre la sensibilité nominale.

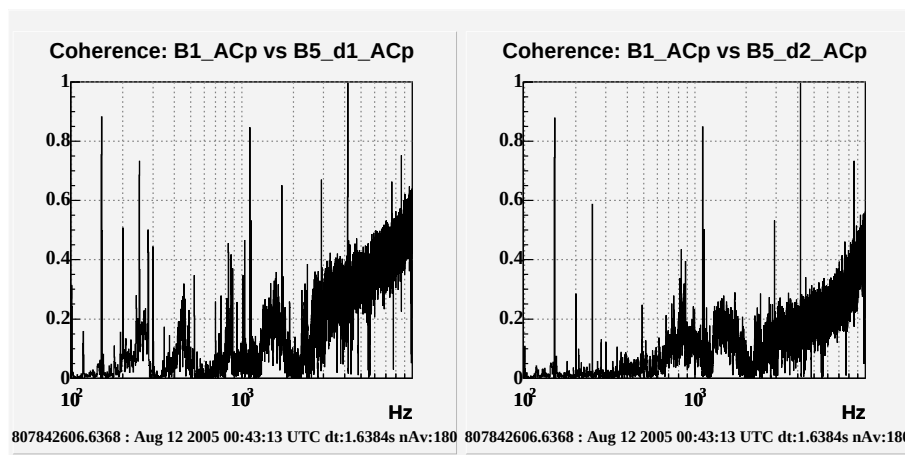


FIG. 7.16 – Cohérence obtenue pendant le run C6 entre le signal de frange noire et respectivement : le signal d’erreur de la boucle de stabilisation en fréquence du laser, délivré par la photodiode d1 du faisceau B5 (à gauche), et le signal délivré par la photodiode d2 du faisceau B5, qui mesure le bruit en fréquence du faisceau laser hors boucle (à droite).

7.5.3 Bruit en fréquence du faisceau laser

Identification et estimation du bruit en fréquence

Pendant le run C6, on observe au dessus de 1 kHz une cohérence significative entre le signal de frange noire et le signal d’erreur de la boucle de stabilisation en fréquence du laser ($B5_ACp$). Cette cohérence indique que la sensibilité est en partie limitée par le bruit en fréquence du faisceau laser.

Notons que la puissance du faisceau B5 est en fait répartie sur deux photodiodes (d1 et d2), mais, pendant le run C6, seule la photodiode d1 est utilisée pour extraire le signal d’erreur ($B5_ACp$) de la boucle d’asservissement du laser. Or, comme le montre la Figure 7.16, la cohérence avec le signal de frange noire n’est pas la même pour ces deux photodiodes. Cette différence peut s’expliquer si les signaux ACp de ces deux photodiodes sont affectés par des bruits différents, en particulier si ces signaux sont dominés par le bruit de lecture des photodiodes. Dans ce cas, la boucle de stabilisation en fréquence, qui tend à annuler le signal d’erreur de la photodiode d1, a pour effet de convertir le bruit de lecture de cette photodiode en bruit en fréquence du laser. Etant donnée la position élevée du gain unité de cette boucle de contrôle (placé vers 10 kHz), le bruit à haute fréquence affectant le signal de la photodiode d1 est en partie éliminé. En revanche, le signal de la photodiode d2, qui est hors asservissement, mesure le bruit en fréquence du laser entrant dans l’interféromètre.

Il ressort des considérations précédentes que la contribution dans la sensibilité du bruit en fréquence du faisceau laser induit par la boucle de stabilisation en

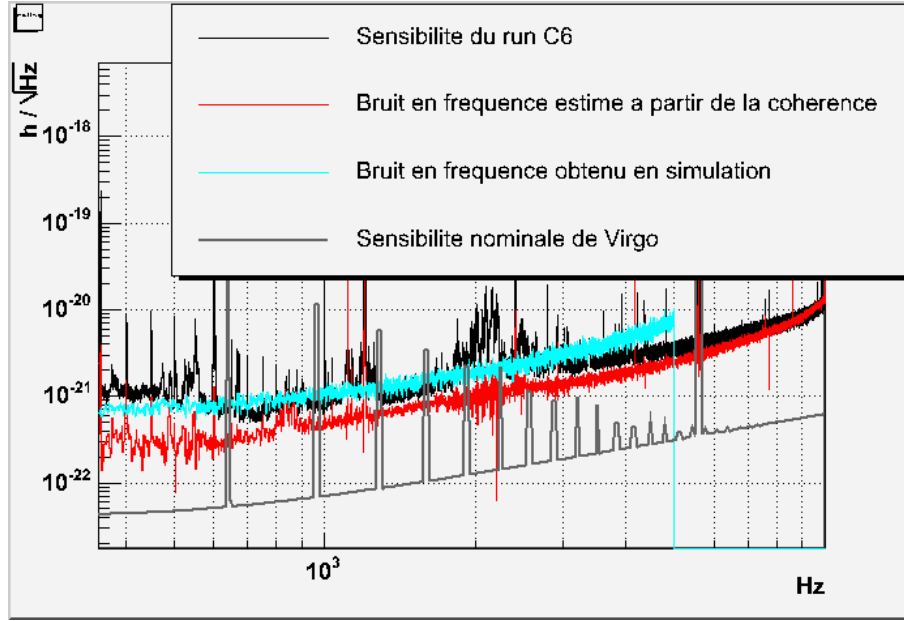


FIG. 7.17 – Contribution du bruit en fréquence du faisceau dans la sensibilité obtenue pendant le run C6.

fréquence peut être estimée à partir de la cohérence mesurée entre le signal de frange noire et le signal ACp de la photodiode d2. Il faut toutefois noter que cette cohérence est sous-estimée à cause du bruit de lecture de la photodiode d2. La mesure du bruit électronique et du bruit de photons de cette photodiode montre que le bruit de lecture total atteint environ 75 % du niveau de bruit mesuré sur la voie ACp de la photodiode d2. Pour compenser l'effet de ce bruit de lecture qui dégrade la fonction de cohérence, on la multiplie par le facteur correctif : $k_c \approx 1.5$. L'impact du bruit en fréquence sur la sensibilité s'obtient finalement avec la relation :

$$h = ||\tilde{S}_p|| \cdot ||S_p, S_{B5,d2} > || \cdot k_c \cdot \frac{R^{-1}(f)}{L} \quad (7.14)$$

où $S_{B5,d2}$ désigne le signal ACp de la photodiode d2, S_p est le signal de frange noire, et $R(f)$ est la réponse du détecteur définie dans 4.2.1.

L'estimation du bruit en fréquence du faisceau laser fournie par la relation précédente est comparée à la courbe de sensibilité sur la Figure 7.17. Elle explique environ 50 % du bruit limitant la sensibilité à haute fréquence.

Simulation du bruit en fréquence

Comme cela a été mentionné dans le paragraphe précédent, on suspecte que le bruit en fréquence du faisceau soit induit par le bruit de lecture du signal d'erreur de la boucle de stabilisation en fréquence du laser. Ce phénomène a déjà

été observé avec l'interféromètre recombinaison, comme le montre l'analyse présentée dans la section 6.4.2.

Pendant le run C6, le gain optique du signal $B5_ACp$, permettant de convertir les fluctuations de fréquence en Watts, n'a pas été mesuré. De ce fait, on ne peut pas utiliser le modèle analytique développé dans la section 6.4.2 pour évaluer la contribution dans la sensibilité du bruit de lecture de la photodiode recevant le faisceau B5. C'est la raison pour laquelle une étude en simulation utilisant le programme SIESTA a été menée afin de vérifier si le bruit de lecture de la photodiode d1 du faisceau B5 peut raisonnablement expliquer le bruit en fréquence du faisceau laser mesuré pendant le run C6.

Le système d'asservissement de la position longitudinale des miroirs est simulé en utilisant un schéma de contrôle analogue à celui présenté sur la Figure 7.2. L'effet du bruit électronique et du bruit de photons des photodiodes est pris en compte dans la simulation. La propagation du bruit en fréquence dans le signal de frange noire dépend du facteur de rejet du mode commun (CMRF). Dans la simulation, l'asymétrie de pertes dans les cavités Fabry-Pérot est ajustée de manière à générer un CMRF d'environ $2 \cdot 10^{-3}$ au dessus de quelques centaines de Hertz, ce qui est comparable à la valeur mesurée avec l'interféromètre recombinaison (cf. section 6.4.2) et à la valeur attendue (cf. section 7.3.2).

Le bruit en fréquence induit dans la simulation par le bruit électronique et le bruit de photons de la photodiode recevant le faisceau B5 est comparé à la sensibilité mesurée pendant le run C6 sur la Figure 6.4.2. Comme le CMRF de l'interféromètre recyclé n'a pas été mesuré, et sachant que le gain unité de la boucle d'asservissement du laser décrite dans la simulation est sous-estimé d'environ 30 % (comme expliqué dans la section 4.3), ce résultat ne fournit qu'un ordre de grandeur de la contribution réelle du bruit de lecture du signal $B5_ACp$ dans la sensibilité. Néanmoins on constate que la prédiction sur le bruit en fréquence obtenue en simulation est du même ordre de grandeur et suit le même comportement en fonction de la fréquence que l'estimation faite à partir de la fonction de cohérence. L'analyse en simulation confirme donc l'hypothèse selon laquelle le bruit en fréquence du faisceau laser observé pendant le run C6 est induit par le bruit de lecture de la photodiode du faisceau B5.

Comme le montre la Figure 7.32, la somme quadratique des bruits à haute fréquence présentés dans les paragraphes précédents (bruit de lecture du signal de frange noire, bruit de démodulation, et bruit en fréquence) explique bien le piédestal de la courbe de sensibilité mesurée pendant le run C6, entre 600 Hz et 10 kHz. Cependant, plusieurs structures de bruit observées sur la courbe de sensibilité en dessous de 3 kHz ne sont pas encore expliquées et vont être analysées dans la section suivante.

7.5.4 Bruit d'environnement

La plupart des structures observées sur la courbe de sensibilité entre 100 Hz et 3 kHz sont corrélées à du bruit d'environnement. Ce dernier produit des vibrations des bancs optiques externes et peut se coupler au signal de sortie de l'interféromètre selon différents mécanismes :

- Le bruit d'environnement généré à proximité du banc laser et du banc d'injection externe est responsable d'un bruit en puissance du faisceau dont l'impact sur la sensibilité est analysé dans **a**.
- Le bruit d'environnement, généré par la pompe turbo-moléculaire utilisée pour maintenir le vide dans la tour abritant le banc de détection suspendu, induit des vibrations du banc de détection externe qui affectent le signal de frange noire, comme on le montre dans **b**.
- Le bruit d'environnement généré à proximité du banc optique placé à l'extrémité du bras nord se couple à l'interféromètre, via un phénomène de lumière diffusée, comme cela est expliqué dans **c**.

a. Bruit en puissance à la sortie de la cavité mode cleaner

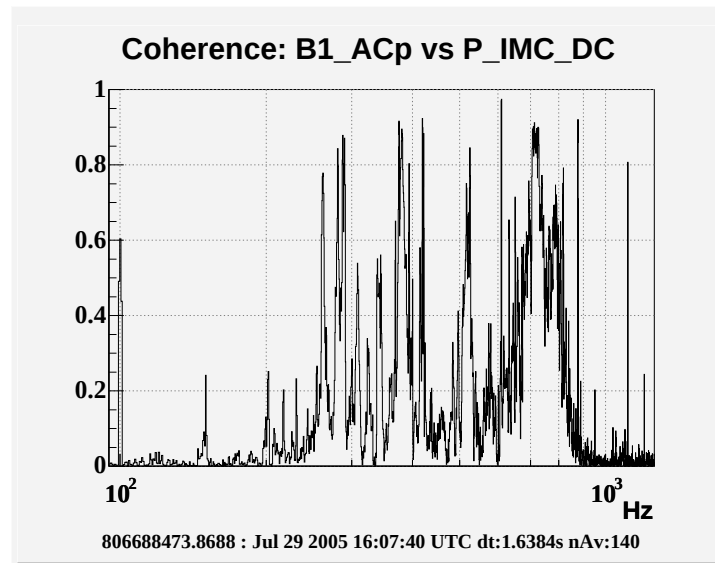


FIG. 7.18 – Cohérence entre le signal de frange noire et la puissance transmise par la cavité mode cleaner d'entrée. Cette cohérence est mesurée avec les données correspondant au début du run C6 (29 Juillet 2005).

Comme l'illustre la Figure 7.18, le signal de frange noire obtenu pendant le run C6 présente de la cohérence avec le signal qui mesure la puissance transmise

par la cavité mode cleaner d'entrée, dans la région de fréquence comprise entre 200 Hz et 1 kHz. Cette cohérence tend à indiquer que la sensibilité est limitée par les fluctuations de puissance du faisceau entrant dans l'interféromètre.

On a montré dans la section 3.5.2 que des fluctuations de puissance à la sortie de la cavité mode cleaner peuvent être induites par des fluctuations de la position du faisceau incident sur cette cavité. Le mécanisme le plus vraisemblable permettant d'expliquer les fluctuations de position du faisceau incident fait appel au bruit d'environnement (bruit sismique et acoustique), qui produit des vibrations du banc laser et du banc d'injection externe (cf. section 3.7).

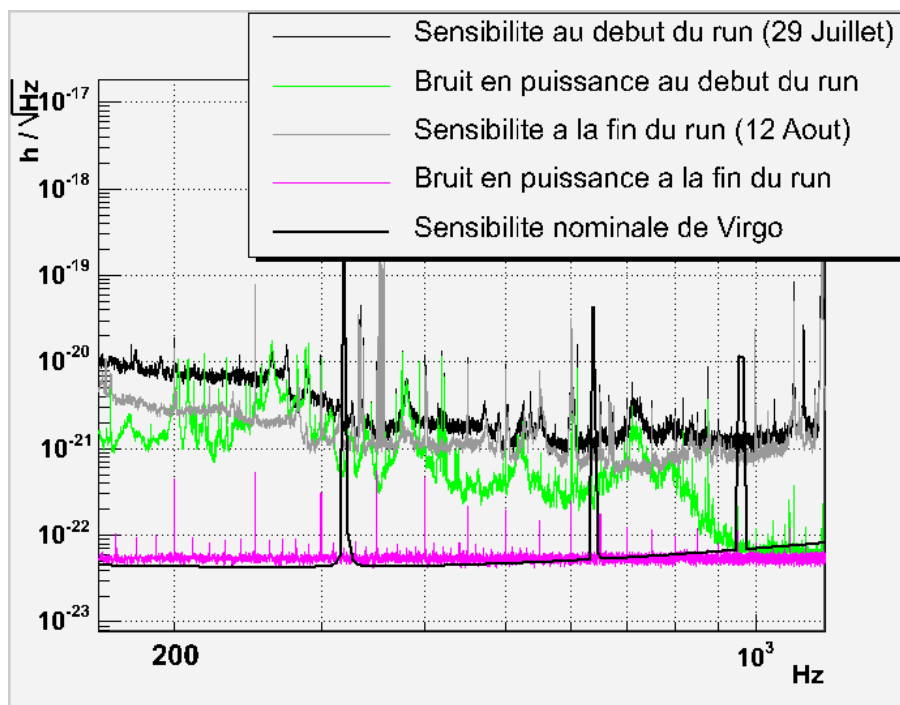


FIG. 7.19 – Contribution du bruit en puissance dans la sensibilité. La situation au début du run (29 Juillet) est comparée à la situation obtenue en fin de run (12 Août), après réduction du bruit en puissance.

Pour évaluer l'impact sur la sensibilité des fluctuations relatives de puissance $\frac{\delta \tilde{P}}{P_m}$ on utilise le modèle développé dans la section 3.5.2, à savoir :

$$\tilde{h} = \frac{\delta l_{RMS}}{L} \cdot \frac{\delta \tilde{P}}{P_m} \quad (7.15)$$

où δl_{RMS} désigne la moyenne quadratique des écarts de la différence de longueur entre les cavités Fabry-Pérot par rapport à la condition stricte de frange noire.

Une estimation de ce paramètre peut être obtenue en calculant le RMS du signal de photodiode mesurant le mode différentiel des cavités Fabry-Pérot, que l'on convertit en variation de longueur équivalente en utilisant le gain optique fourni par la procédure d'étalonnage du détecteur. Comme expliqué dans la section 5.5.1, l'estimation de δl_{RMS} à partir de *B1-ACp* donne une limite inférieure alors que l'estimation obtenue à partir de *B1p-ACp* fournit une limite supérieure. On obtient donc l'encadrement suivant :

$$0.2 \cdot 10^{-12} \text{ m} \leq \delta l_{RMS} \leq 5 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (7.16)$$

L'estimation du bruit en puissance fournie par la relation (7.15) peut être ajustée à la courbe de sensibilité mesurée au début du run C6 dans les régions pour lesquelles la cohérence est proche de un. Pour cela on doit retenir pour δl_{RMS} une valeur de $2 \cdot 10^{-12} \text{ m}$. Cette valeur qui appartient à l'encadrement (7.16) est réaliste. Comme le montre la Figure 7.19, le bruit en puissance estimé selon la méthode précédente explique plusieurs structures de bruit observées sur la courbe de sensibilité obtenue au début du run entre 200 Hz et 1 kHz.

Suite à l'analyse précédente qui a été réalisée au début du run C6, l'équipe du commissioning a entrepris les actions suivantes afin de réduire l'impact du bruit en puissance sur la sensibilité :

- Le faisceau incident a été réaligné par rapport à la cavité mode cleaner d'entrée, ce qui permet de minimiser la sensibilité du mode cleaner aux fluctuations de la position du faisceau.
- Le schéma de la boucle de stabilisation en puissance du laser a été modifié. Au début du run, le signal d'erreur de cette boucle de contrôle était construit à partir du signal délivré par une photodiode qui mesure la puissance immédiatement à la sortie du laser. En conséquence, les fluctuations de la puissance obtenues en sortie du mode cleaner n'étaient pas corrigées par le système de stabilisation en puissance. Le signal d'erreur précédent a donc été remplacé par un autre signal, fourni par une photodiode qui mesure la puissance transmise par la cavité mode cleaner. Le schéma finalement retenu pour la boucle de stabilisation en puissance correspond donc à la description qui en a été donnée dans la section 3.5.2 (cf. Figure 3.7).

Les ajustements précédents ont permis une réduction du bruit en puissance, de telle sorte qu'à la fin du run C6, on n'observe plus aucune cohérence entre le signal de frange noire et le signal qui mesure la puissance transmise par la cavité mode cleaner. L'amélioration de la sensibilité qui résulte de ces ajustements peut être visualisée sur la Figure 7.19 : les structures de bruit corrélées au bruit en puissance au début du run ont été supprimées. Le niveau du bruit en puissance résiduel, estimé à nouveau en supposant $\delta l_{RMS} = 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}$, est également indiqué sur la Figure 7.19 : il est comparable à la sensibilité nominale de Virgo. On peut s'attendre à ce que les fluctuations autour de la condition de frange noire,

quantifiées par δl_{RMS} , soit atténuées avec la mise en place de l'alignement linéaire complet, ce qui permettrait d'abaisser le bruit en puissance en dessous de la sensibilité nominale.

b. Vibrations du banc de détection externe

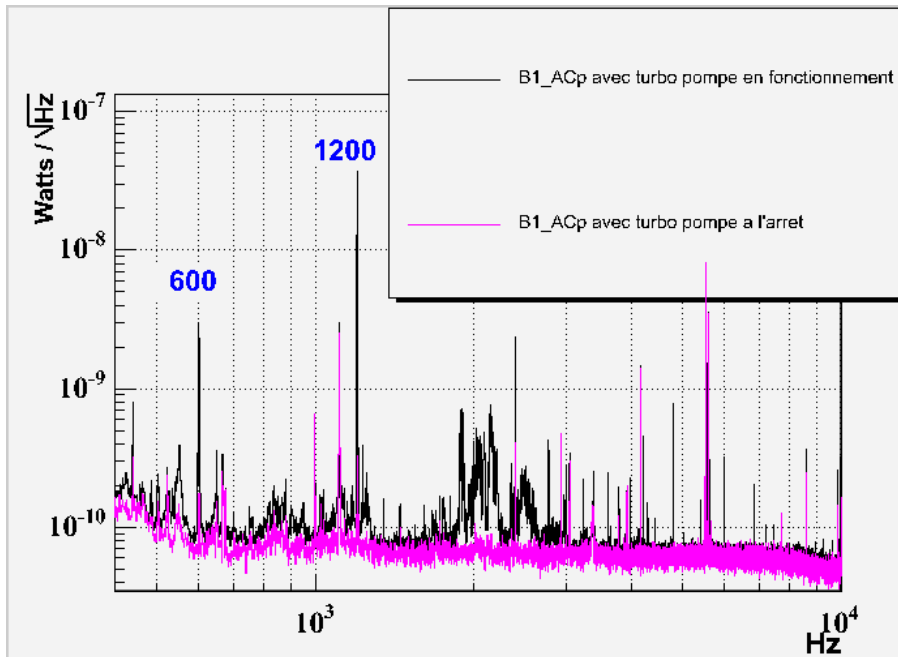


FIG. 7.20 – Comparaison entre les spectres du signal de frange noire (B1_ACp) obtenus lorsque la pompe turbo-moléculaire de la tour de détection est cours de fonctionnement, et lorsque cette pompe est arrêtée.

Après le run C6, un test réalisé avec les pompes turbo-moléculaires du système de vide a permis d'identifier l'origine de la structure complexe observée sur la courbe de sensibilité du run C6 autour de 2 kHz (plus précisément entre 1800 et 3000 Hz), ainsi que les lignes visibles à 600 et 1200 Hz.

Le test a consisté à arrêter progressivement les pompes turbo-moléculaires de chaque tour de Virgo, afin de vérifier si la sensibilité n'était pas affectée par du bruit corrélé au fonctionnement de ces pompes. Cette expérience a montré que la structure autour de 2 kHz disparaît lorsque la pompe turbo-moléculaire accrochée sur la tour abritant le banc de détection suspendu est arrêtée, comme en témoigne la Figure 7.20. De plus, un autre test a montré qu'il est possible de reproduire une structure de bruit similaire en introduisant du bruit acoustique à proximité du banc de détection externe. Cette observation supplémentaire indique que la structure à 2 kHz n'est pas propre à la pompe elle-même, mais doit correspondre à des résonances mécaniques du banc de détection externe, qui sont excitées par les

vibrations que génère la pompe en fonctionnement. Cette analyse met en exergue la nécessité d'isoler le banc de détection des vibrations mécaniques pour pouvoir atteindre la sensibilité nominale de Virgo.

Les lignes à 600 et 1200 Hz observées sur la courbe de sensibilité du run C6 sont également corrélées au fonctionnement des pompes turbo-moléculaires, puisqu'elles correspondent respectivement à la fréquence de rotation des pompes et à leur premier harmonique. On peut d'ailleurs observer sur la Figure 7.20 que l'amplitude de la ligne à 600 Hz diminue d'un facteur 20 et celle de la ligne à 1200 Hz diminue d'un facteur 100, lorsque la pompe turbo-moléculaire de la tour de détection est à l'arrêt. Les lignes mesurées dans le spectre du signal de frange noire sont donc principalement dues à cette pompe.

c. Bruit d'environnement et lumière diffusée

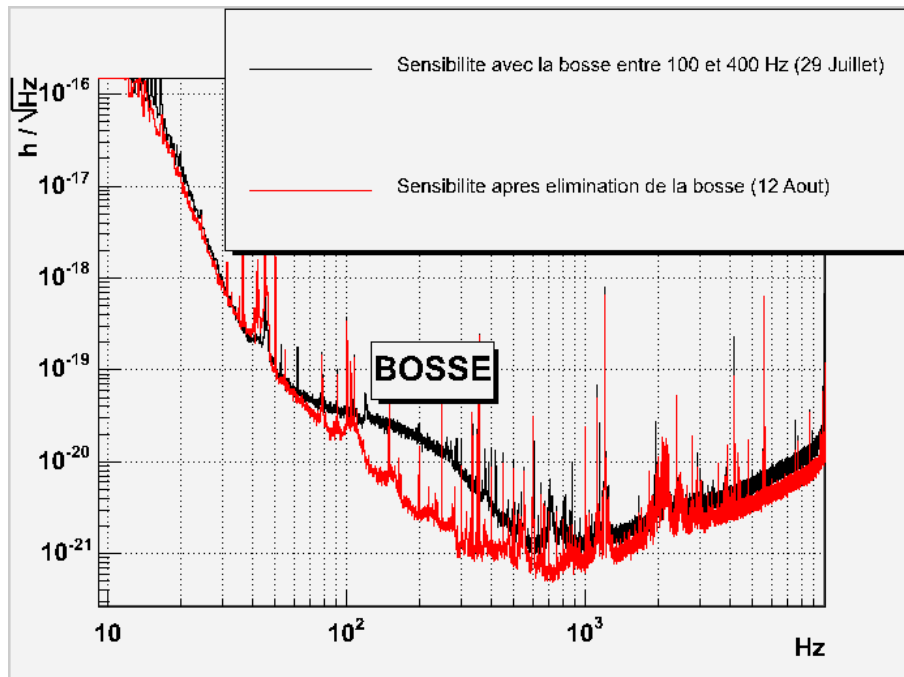


FIG. 7.21 – Comparaison entre les sensibilités obtenues au début du run (29 Juillet) et à la fin du run (12 Août). La différence la plus significative entre ces deux courbes concerne la bosse entre 70 et 500 Hz observée sur la courbe de sensibilité du 29 Juillet.

La courbe de sensibilité obtenue au début du run C6, qui est comparée à celle de la fin du run sur la Figure 7.21, présente une bosse entre 70 et 500 Hz. Cette bosse est induite par un phénomène de lumière diffusée que l'on observe au niveau du banc optique placé à l'extrémité du bras nord, comme le montre l'analyse qui suit.

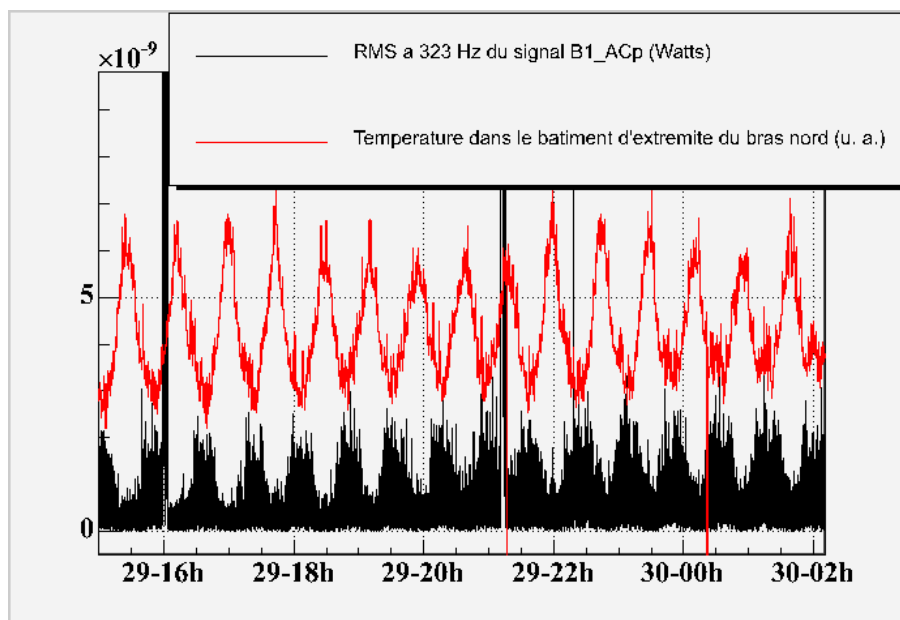


FIG. 7.22 – Comparaison entre le RMS de la composante à 323 Hz du signal de frange noire et la température mesurée par un capteur localisé dans le bâtiment d'extrémité du bras nord. Les données correspondent au début du run C6. La température oscille entre 22.5 et 24.5°c avec une périodicité d'environ 40 minutes.

Une des caractéristiques de la bosse entre 70 et 500 Hz est sa non stationnarité, comme en témoigne la Figure 7.22, sur laquelle on peut visualiser son évolution en fonction du temps. Cette composante est représentative du comportement global de la bosse, dont l'amplitude varie avec une périodicité d'environ 40 minutes. Ces variations sont corrélées avec les fluctuations de température mesurées par un capteur installé dans le bâtiment qui abrite le banc optique placé à l'extrémité du bras nord. Ceci indique un couplage entre le bruit d'environnement de ce bâtiment et la bosse visible dans le spectre du signal de frange noire. Le bruit d'environnement est susceptible de générer des vibrations du banc optique du bras nord, lesquelles peuvent affecter les signaux d'erreur des photodiodes localisées sur ce banc. Cette hypothèse tend à être confirmée par la présence de cohérence entre le signal de frange noire et les signaux démodulés de la photodiode qui reçoit le faisceau transmis par le miroir de renvoi du bras nord (faisceau B7), dans la région de fréquence correspondant à la bosse.

Les observations précédentes, réalisées au début du run C6, ont permis d'identifier le lieu où le bruit responsable de la bosse est généré. Un examen du banc optique d'extrémité du bras nord a ensuite révélé la présence de faisceaux secondaires créant de la lumière diffusée. Des absorbeurs ont donc été placés sur le chemin optique de ces faisceaux afin de les éliminer. Suite à cette intervention la bosse du spectre du signal de frange noire a disparu. L'amélioration de la sensi-

bilité qui en résulte peut être visualisée sur la Figure 7.21. On peut finalement conclure que le bruit qui était à l'origine de la bosse observée au début du run se propageait dans l'interféromètre via un phénomène de lumière diffusée sur le banc optique du bras nord, ce qui confirme l'hypothèse d'un bruit d'environnement.

7.5.5 Bruit des actionneurs des miroirs

Estimation du bruit des actionneurs avec la méthode standard

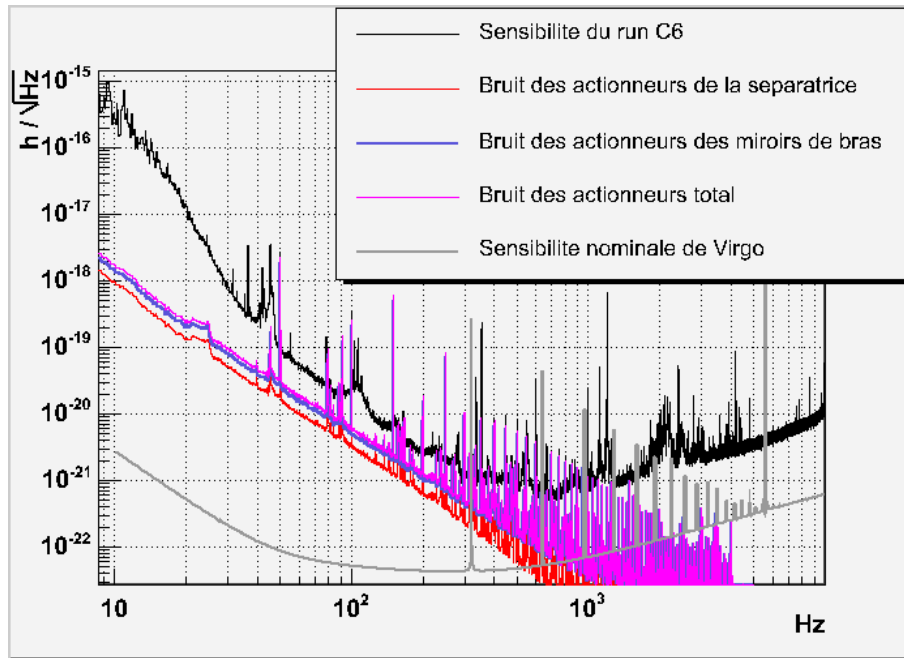


FIG. 7.23 – Estimation standard du bruit des actionneurs pendant le run C6.

Une première estimation de la contribution du bruit des actionneurs dans la sensibilité du run C6 est obtenue avec la méthode standard déjà utilisée pour évaluer l'impact du bruit des actionneurs pendant les runs C4 et C5. Cette méthode repose sur la mesure du bruit des actionneurs lorsqu'aucun signal de correction n'est appliqué sur les convertisseurs numériques-analogiques (DAC). Comme indiqué dans la section 6.5.2, cette mesure fournit un bruit moyen par actionneur tel que : $\delta u = 440 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz.

Quelques mises à jour doivent être apportées aux modèles (7.10) et (7.11) utilisés pour estimer la contribution du bruit des actionneurs dans la sensibilité du run C5 pour tenir compte des modifications suivantes :

- Les 16 bobines des masses de référence des miroirs des bras sont connectées pendant le run C6, alors que seulement 8 bobines l'étaient pendant le run C5. La contribution du bruit des actionneurs des miroirs des bras augmente

donc d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à la situation du run C5, ce qui conduit au modèle suivant :

$$\tilde{h} = \frac{1}{L} \sqrt{16} k_a \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (7.17)$$

Les valeurs des paramètres intervenant dans la relation précédente sont les mêmes que celles utilisées dans la relation (7.10).

- L'électronique des actionneurs de la séparatrice a été rendue moins bruyante par l'ajout d'une résistance de 32Ω en série avec chaque bobine. La contribution du bruit des actionneurs de la séparatrice est maintenant donnée par :

$$\tilde{h} = \frac{1}{L} \sqrt{4} \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} \cdot k_a \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \quad (7.18)$$

avec $k_a = \frac{R_{bobine}}{R_{bobine} + R_{serie}} \approx \frac{1}{3.9}$. La valeur du gain des actionneurs de la séparatrice après cette modification a été mesurée selon une méthode similaire à celle décrite dans la section 6.4.3, qui fournit : $K_{DC} = 27 \pm 6 \mu m/V$. L'amélioration apportée à l'électronique des actionneurs de la séparatrice permet de réduire la contribution de ce bruit d'environ un facteur 4.

Les estimations du bruit des actionneurs obtenues avec les relations (7.17) et (7.18) sont présentées sur la Figure 7.23. Le bruit des actionneurs total, obtenu en sommant quadratiquement les contributions du bruit des actionneurs de la séparatrice et du bruit des actionneurs des miroirs des bras, reste entre un facteur 2 et un facteur 3 inférieur à la sensibilité dans la région comprise entre 50 et 200 Hz. Cependant, on montre dans la suite que le bruit des actionneurs évalué selon cette méthode est sous-estimé.

Estimation du bruit des actionneurs incluant les effets non linéaires

Plusieurs expériences réalisées après le run C6 ont montré que du bruit non-linéaire vient s'ajouter au bruit standard des actionneurs lorsqu'un signal à basse fréquence est appliqué à l'entrée des DAC. Par exemple, lorsqu'on envoie un signal sinusoïdal à 250 mHz sur un DAC, le spectre du courant mesuré dans la bobine correspondante présente de nombreux harmoniques de la ligne à 250 mHz, ce qui indique un phénomène non linéaire dans l'électronique des actionneurs. De plus l'amplitude de ces harmoniques s'accroît si l'on augmente l'amplitude du signal sinusoïdal envoyé sur le DAC. Le bruit des actionneurs mesuré en l'absence de signal de correction doit donc être sous-estimé.

Pour estimer le niveau du bruit non linéaire dans les bobines utilisées pour contrôler la position longitudinale des miroirs, l'expérience suivante a été réalisée : on applique à l'entrée du DAC un signal test dont le spectre à basse fréquence est similaire à celui d'un signal de correction, et on mesure le courant circulant dans la bobine correspondante. Le spectre du courant mesuré dans la chaîne d'actionneur soumise au signal test est présenté sur la Figure 7.24. Dans ce spectre les fréquences

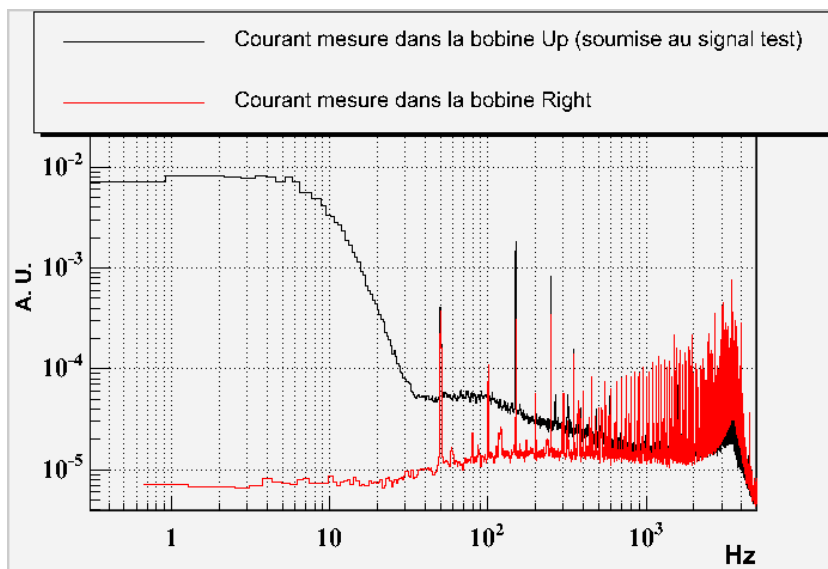


FIG. 7.24 – Mise en évidence expérimentale du bruit non linéaire des actionneurs : le spectre du courant mesuré dans la bobine de la chaîne d'actionneur soumise au signal test (bobine "Up") est comparé au spectre du courant mesuré dans une chaîne d'actionneur dont le DAC n'est pas piloté (bobine "Right").

au dessus de 40 Hz sont dominées par le bruit électronique des actionneurs (bruit non linéaire et bruit standard), tandis que les basses fréquences reproduisent le spectre du signal appliqué à l'entrée du DAC. Le spectre précédent est comparé sur la Figure 7.24 au spectre du courant mesuré dans une chaîne d'actionneur sur laquelle n'est appliqué aucun signal (ce qui correspond à la méthode dite standard pour mesurer le bruit des actionneurs). On constate que le niveau de bruit est plus élevé dans la bobine pilotée à partir du signal test.

En conclusion, lorsqu'un signal de correction est appliqué sur un DAC, le bruit mesuré dans la bobine correspondante varie d'environ $2400 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 50 Hz (soit un facteur 5 au dessus du bruit des actionneurs standard) à environ $440 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 500 Hz (ce qui correspond au niveau du bruit des actionneurs standard).

Pendant le run C6, seules quatre bobines placées sur les masses de référence des miroirs de renvoi sont utilisées pour appliquer les corrections permettant de contrôler la longueur des cavités Fabry-Pérot. Les douze autres bobines sont branchées mais ne sont pilotées par aucun signal de correction, et par conséquent elles ne sont affectées que par le bruit des actionneurs standard. La contribution dans la sensibilité du bruit des actionneurs des miroirs des bras est obtenue en sommant quadratiquement la contribution des quatre bobines pilotées par des signaux de

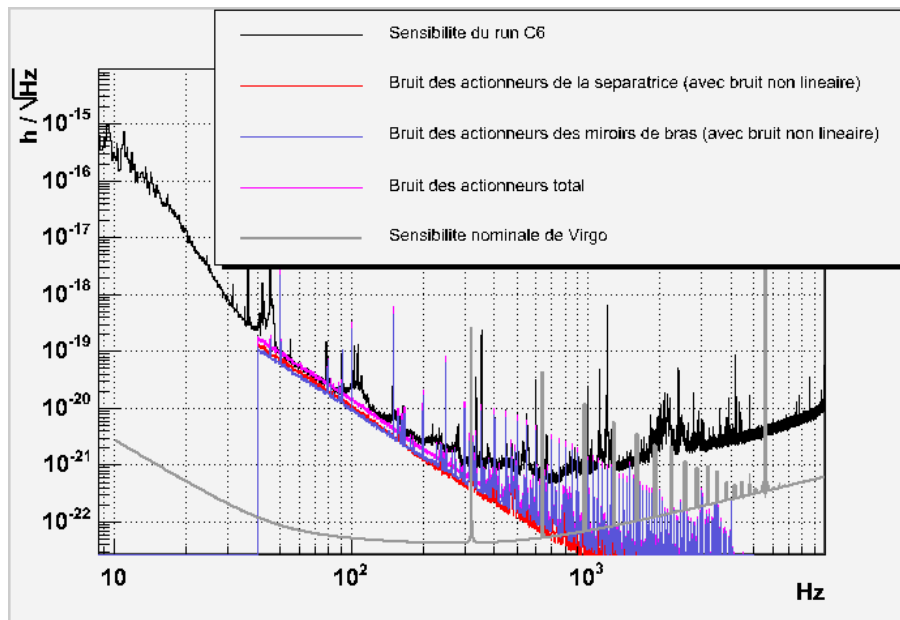


FIG. 7.25 – Mise à jour de l'estimation du bruit des actionneurs pendant le run C6, en tenant compte du bruit non linéaire induit par les signaux de correction.

correction et des douze bobines non pilotées, ce qui conduit au modèle suivant :

$$h = \left(\left\| \frac{1}{L} \sqrt{12} k_a \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u} \right\|^2 + \left\| \frac{1}{L} \sqrt{4} k_a \cdot K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \delta \tilde{u}_{nl} \right\|^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.19)$$

où δu_{nl} désigne le bruit des actionneurs non linéaire.

Les corrections longitudinales de la séparatrice sont appliquées à partir des quatre bobine de sa masse de référence. Le spectre du signal de correction de la séparatrice étant comparable entre 3 et 30 Hz aux spectres des signaux de correction envoyés sur les miroirs d'extrémité des bras, on s'attend à un niveau de bruit dans les bobines comparable. Pour estimer la contribution du bruit des actionneurs de la séparatrice on remplace donc δu par δu_{nl} dans la relation (7.18).

La nouvelle estimation du bruit des actionneurs obtenue à partir du modèle précédent est présentée sur la Figure 7.25. La contribution des actionneurs de la séparatrice est comparable à la contribution des actionneurs des quatre miroirs des bras. Leur somme quadratique se superpose bien au piédestal de la courbe de sensibilité entre 50 et 200 Hz, ce qui indique que les actionneurs constituent la principale source de bruit dans cette région de fréquence.

Les actions qui ont été envisagées pour réduire le bruit des actionneurs sont les suivantes :

- Le bruit non linéaire induit par les signaux de correction appliqués sur les DAC devrait normalement être réduit par un réglage plus fin de l'électro-

nique des actionneurs.

- Le bruit des actionneurs standard peut être abaissé en augmentant la valeur des résistances placées en série avec les bobines. Cependant, comme cela a été expliqué dans la section 6.5.2, cette méthode est limitée par la dynamique des signaux de correction, puisque ces derniers ne peuvent excéder la tension de saturation des DAC. C'est la raison pour laquelle la valeur de la résistance implémentée dans l'électronique des actionneurs des miroirs d'extrémité des bras ne pouvait pas être augmentée davantage pendant le run C6. Ce problème peut être résolu avec la mise en place du contrôle hiérarchique (cf. section 2.3.2), qui, en attribuant la partie basse fréquence des corrections à la marionnette, permet de réduire l'amplitude des corrections à appliquer directement sur les miroirs. Cette stratégie a été mise en application pendant le run C7.

7.5.6 Bruit introduit par les boucles de contrôle

Deux boucles de contrôle longitudinal ont été identifiées comme étant responsables de l'introduction de bruit dans l'interféromètre pendant le run C6 : il s'agit de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice, dont l'impact sur la sensibilité se fait sentir en dessous de 50 Hz, et de la boucle de contrôle longitudinal du miroir de recyclage, qui affecte la courbe de sensibilité entre 100 et 500 Hz. Les bruits de contrôle angulaire ont également un impact sur la sensibilité en dessous de 30 Hz. Chacune de ces sources de bruit est détaillée dans la suite.

a. Bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice

L'analyse de la sensibilité obtenue pendant le run C5 a montré que le bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice limitait la sensibilité dans la région en dessous de 100 Hz (cf. section 7.4.4). Suite à cette analyse, deux types d'améliorations ont été apportées afin de réduire la contribution de ce bruit dans la sensibilité : l'optimisation du filtre numérique implémenté dans la boucle de contrôle de la séparatrice, et la mise en place d'une boucle de rétroaction supplémentaire que l'on désigne par l'appellation de technique Alpha. Ces modifications ainsi que leurs conséquences sur la sensibilité sont décrites ci-dessous.

Comme cela a été expliqué dans la section 3.6.2, dans les régions de fréquence pour lesquelles le gain de la boucle de contrôle est suffisamment faible, il est possible de minimiser l'impact du bruit introduit par la boucle de contrôle en optimisant la forme du filtre numérique qui reçoit le signal d'erreur et délivre le signal de correction. Les modules des fonctions de transfert des filtres implémentés dans la boucle de contrôle de la séparatrice pendant les runs C5 et C6 sont comparées sur la Figure 7.26. Chacune de ces fonctions de transfert présente une

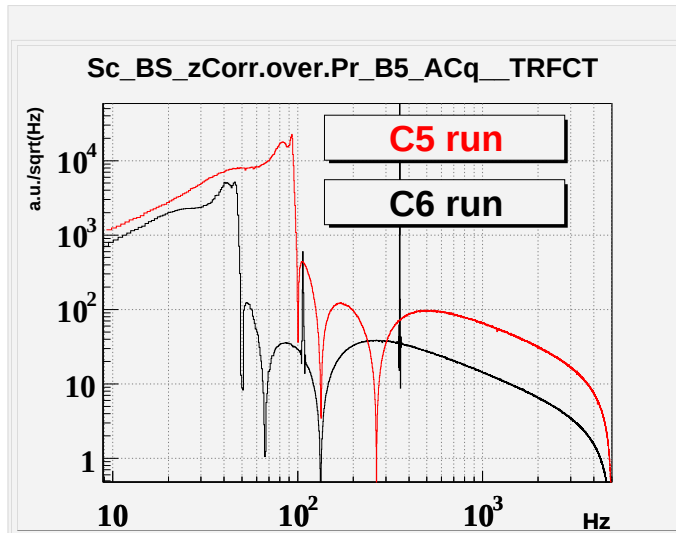


FIG. 7.26 – Comparaison des filtres implémentés dans la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice pendant le run C5 et pendant le run C6. Ces courbes représentent le module de la fonction de transfert entre le signal le signal d'erreur ($B5_ACq$) et le signal de correction envoyé sur les actionneurs de la séparatrice.

brusque atténuation au dessus d'une fréquence limite. L'amélioration apportée au filtre a consisté à abaisser cette fréquence limite de 100 Hz à 50 Hz, ce qui permet une réduction du bruit introduit par la boucle de contrôle d'au moins au facteur 100 entre 50 et 100 Hz.

L'impact sur la sensibilité du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice peut également être réduit par l'ajout d'une boucle de contrôle, comme schématisé sur la Figure 7.27. Cette stratégie, appelée technique Alpha, consiste à annuler l'effet sur le signal de frange noire du bruit introduit par la boucle de contrôle de la séparatrice en appliquant des corrections appropriées sur les miroirs d'extrémité des bras. Comme cela a été expliqué dans la section 3.6.1, le bruit de déplacement de la séparatrice δL_{BS} induit en sortie de l'interféromètre un signal identique à celui généré par une variation δl_n de la différence de longueur entre les cavités Fabry-Pérot telle que : $\delta \tilde{l}_n = \sqrt{2} \frac{\pi}{2F} \cdot \delta \tilde{L}_{BS}$. Par conséquent, en envoyant des corrections sur les miroirs des cavités Fabry-Pérot de manière à générer une différence de longueur de même amplitude et de signe opposé à δl_n , on peut annuler l'effet du bruit de déplacement de la séparatrice.

Si l'on note $S_{corr,BS}$ le signal de correction longitudinal de la séparatrice (déterminé à partir du signal d'erreur $B5_ACq$), et S_{diff} le signal de correction du mode différentiel des cavités Fabry-Pérot (déterminé à partir du signal de frange noire, $B1_ACp$), les corrections totales envoyées sur les actionneurs des miroirs

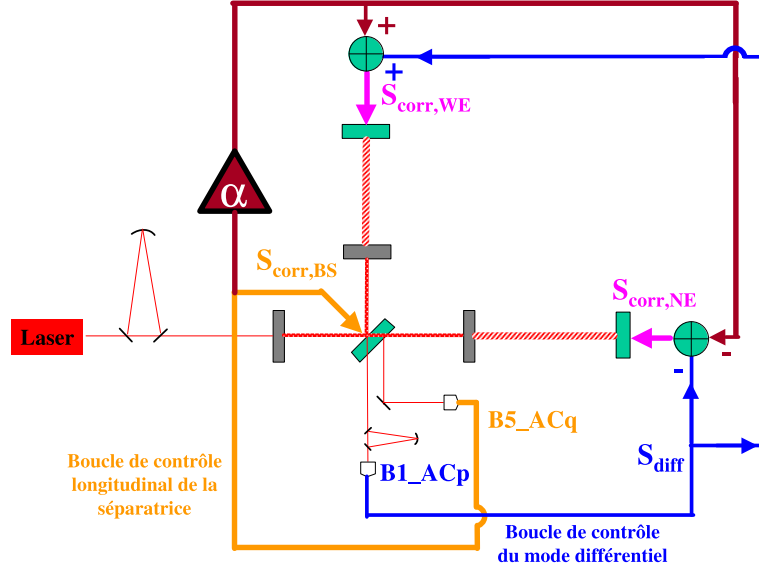


FIG. 7.27 – Schéma des boucles de contrôle longitudinal de la séparatrice et des miroirs de renvoi des cavités Fabry-Pérot incluant la technique Alpha. Les autres boucles de contrôle ne sont pas représentées pour raisons de clarté.

d'extrémité des bras, lorsque la technique Alpha est active, sont données par :

$$\begin{aligned} S_{corr,NE} &= -S_{diff} - \alpha \cdot S_{corr,BS} \\ S_{corr,WE} &= S_{diff} + \alpha \cdot S_{corr,BS} \end{aligned} \quad (7.20)$$

$S_{corr,NE}$ et $S_{corr,WE}$ désignent les signaux de correction du miroir du bras nord et du miroir du bras ouest, respectivement. Dans les relations précédentes, le terme $\alpha \cdot S_{corr,BS}$ est la correction supplémentaire qui permet de compenser l'effet du bruit de contrôle de la séparatrice. Le coefficient α est le facteur de couplage entre le bruit de contrôle de la séparatrice et la différence de longueur équivalente entre les cavités Fabry-Pérot. Ce coefficient est réglé de manière empirique en minimisant le bruit mesuré dans le signal de frange noire.

Les deux améliorations décrites précédemment (nouveau filtre et technique Alpha) ont été mises en place avant le run C6. Comme on peut le visualiser sur la Figure 7.3, entre les runs C5 et C6, la sensibilité a été améliorée de plus d'un ordre de grandeur dans la région de fréquence qui était dominée par le bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice (c'est à dire en dessous de 100 Hz). Néanmoins on observe encore de la cohérence entre le signal de frange noire et le signal de correction longitudinal de la séparatrice, principalement dans la région entre 30 et 50 Hz, dans laquelle certaines structures (à 31.5 Hz, 35.5 Hz et 42 Hz) correspondent aux résonances mécaniques du banc d'injection déjà évoquées dans la

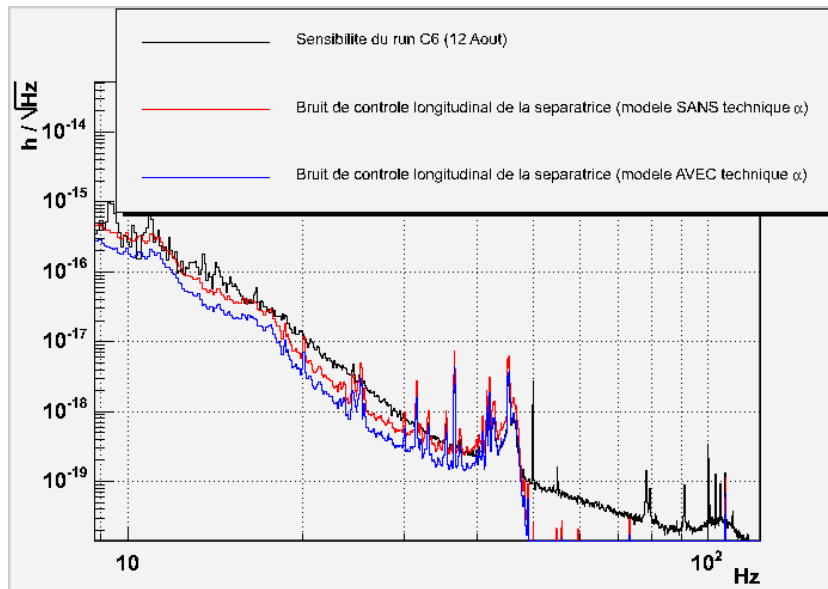


FIG. 7.28 – Contribution dans la sensibilité du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice. Le modèle tenant compte de la technique Alpha est obtenu en supposant que le coefficient de couplage α est déréglé de 45 %.

section 7.4.4. D'autres structures (à 36.5 Hz et 45 Hz), qui n'étaient pas observées pendant le run C5, sont maintenant visibles dans le spectre du signal de correction longitudinal de la séparatrice. Ces structures sont également visibles dans les signaux de la boucle de stabilisation en fréquence du laser ainsi que dans les signaux de correction du miroir de renvoi de la cavité mode cleaner, ce qui indique qu'elles pourraient être introduites dans l'interféromètre via le système d'injection.

La partie basse fréquence (entre 10 et 100 Hz) de la courbe de sensibilité obtenue pendant le run C6 est comparée à deux estimations différentes du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice sur la Figure 7.28. La première de ces estimations est obtenue avec le modèle analytique donné par la relation (7.4.4), à savoir :

$$\tilde{h} = \frac{\delta \tilde{l}_n}{L} = \frac{\sqrt{2}}{L} \frac{\pi}{2F} 2 K_{DC} \cdot E(f) \cdot M(f) \cdot \tilde{S}_{corr,BS} \quad (7.21)$$

Ce modèle ne tient pas compte de l'effet de la technique Alpha, et par conséquent ne fournit qu'une limite supérieure de l'impact sur la sensibilité du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice. Le fait que cette limite supérieure soit au dessus de la courbe de sensibilité (d'un facteur 2) dans la région entre 30 et 50 Hz montre que la technique Alpha permet une amélioration de la sensibilité. Toutefois, on peut remarquer que les résonances mécaniques du banc d'injection sont encore visibles sur la courbe de sensibilité, ce qui indique que le coefficient α n'est pas parfaitement réglé par rapport à sa valeur optimale, notée α_0 , qui

annulerait en totalité le bruit introduit par la boucle de contrôle de la séparatrice. La contribution résiduelle de ce bruit est donnée par :

$$\tilde{h} = \left| 1 - \frac{\alpha}{\alpha_0} \right| \frac{\delta \tilde{l}_n}{L} = \epsilon \cdot \frac{\delta \tilde{l}_n}{L} \quad (7.22)$$

La grandeur ϵ représente le défaut de réglage du coefficient α par rapport à sa valeur optimale. Ce paramètre peut être estimé en ajustant le modèle (7.22) à la courbe de sensibilité mesurée au niveau des fréquences correspondant à des résonances du banc d'injection. Cette méthode a fourni la deuxième estimation du bruit du contrôle longitudinal de la séparatrice présentée sur la Figure 7.28, pour $\epsilon \approx 0.45$. Une valeur si grande pour le défaut de réglage du coefficient α semble être liée au fait que ce coefficient n'a été ajusté qu'une seule fois au début du run C6, alors que la valeur optimale α_0 peut varier en fonction du temps.

D'après l'estimation qui prend en compte l'effet de la technique Alpha, le bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice limite encore la sensibilité entre 30 et 50 Hz. En revanche ce bruit n'explique pas en totalité la sensibilité obtenue à plus basse fréquence.

Comme on le montrera dans la section 7.7.3, l'impact sur la sensibilité de ce bruit de contrôle peut être réduit davantage par un réglage plus fin du coefficient α .

b. Bruit de contrôle longitudinal du miroir de recyclage

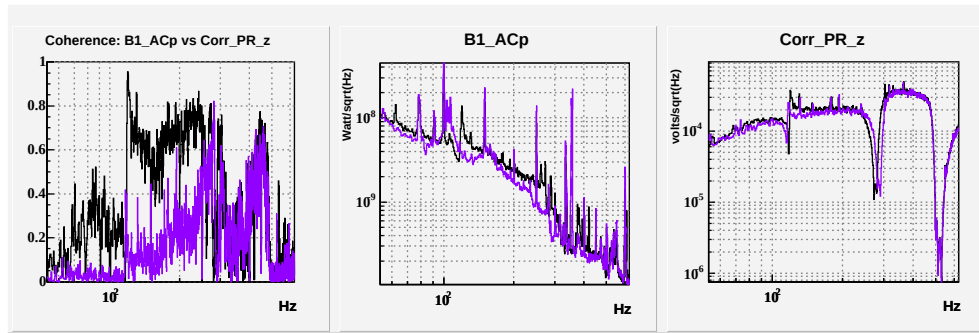


FIG. 7.29 – Mise en évidence du bruit de contrôle longitudinal du miroir de recyclage et comparaison entre la situation au début du run C6 (29 Juillet, courbes noires) et à la fin du run (12 Août, courbes violettes). A gauche on a représenté la fonction de cohérence entre le signal de frange noire et le signal de correction longitudinal appliqué sur le miroir de recyclage. Au milieu, on visualise le spectre du signal de frange noire, et à droite le spectre du signal de correction du miroir de recyclage.

Au début du run C6, un niveau élevé de cohérence est observé entre le signal de frange noire et le signal de correction longitudinal du miroir de recyclage dans

la région comprise entre 115 et 300 Hz, ainsi que dans la région entre 400 et 500 Hz, comme on peut le visualiser sur la partie gauche de la Figure 7.29. Etant donné qu'aucune cohérence de niveau comparable n'a pu être observée avec les autres canaux de données dans cette région de fréquence, on peut conclure que la boucle de contrôle longitudinal du miroir de recyclage introduit du bruit qui se propage dans le signal de frange noire.

Le niveau de la fonction de cohérence a évolué au cours du run C6, comme le montre la Figure 7.29 (à gauche) sur laquelle la cohérence obtenue au début du run est comparée à celle obtenue à la fin du run : cette dernière est fortement atténuée entre 115 et 250 Hz. On peut également visualiser sur la Figure 7.29 les spectres du signal de frange noire (au milieu) et du signal de correction du miroir de recyclage (à droite). Entre 160 et 300 Hz, le bruit mesuré dans le signal de frange noire est réduit d'un facteur compris entre 1.5 et 2 à la fin du run, tandis que le spectre du signal de correction reste le même. Cette observation indique que le couplage entre le bruit en longueur du miroir de recyclage et le signal de frange noire est plus faible dans cette période. Ce phénomène peut être lié à l'amélioration des conditions d'alignement observée à la fin du run. Cette hypothèse est suscitée par le fait qu'un déplacement longitudinal du miroir de recyclage est équivalent à une variation de longueur de mode commun des bras du petit Michelson. Par analogie avec l'effet du mode commun des cavités Fabry-Pérot qui a été examiné dans la section 7.3, on peut s'attendre à ce que la propagation du bruit de déplacement du miroir de recyclage dans le signal de frange noire dépende de la différence de réflectivité entre les deux bras. Or, cette différence de réflectivité est susceptible d'être affectée par les conditions d'alignement, puisque des désalignements des miroirs ont pour effet de dégrader le couplage entre le faisceau résonnant dans la cavité de recyclage et ceux résonnants dans les cavités Fabry-Pérot.

c. Bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire

L'analyse présentée dans la section 7.5.6 a montré que la sensibilité obtenue pendant le run C5 était limitée à basse fréquence par le bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire de la séparatrice et du miroir d'entrée de la cavité ouest. On montre dans la suite que des améliorations apportées aux systèmes de contrôle angulaire entre les runs C5 et C6 ont permis de réduire ce bruit.

Pour ce qui concerne le bruit du contrôle angulaire de la séparatrice, la principale amélioration a été obtenue par l'optimisation du filtre numérique implémenté dans la boucle de contrôle. L'impact de cette modification sur le signal de correction de la séparatrice peut être visualisé sur la Figure 7.30 : les spectres des signaux de correction angulaires en θ_x (courbes de gauche) et θ_y (courbes de droite) obtenus après la mise en place des filtres optimisés sont comparés aux spectres obtenus

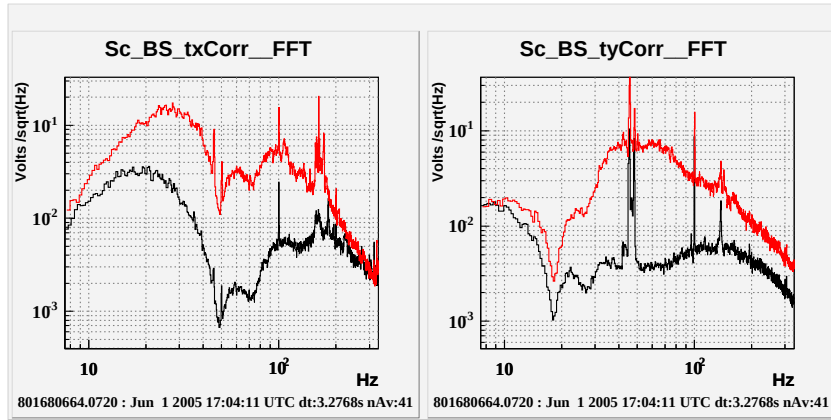


FIG. 7.30 – Comparaison entre les spectres des signaux de correction mesurés avant (courbe rouge) et après (courbe noire) la modification du filtre numérique.

avant cette modification. On peut constater à partir de cette figure que le bruit introduit par les contrôles angulaires de la séparatrice est atténué d'environ un ordre de grandeur entre 20 et 100 Hz.

De façon assez similaire, le bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire des miroirs d'entrée des cavités Fabry-Pérot a été abaissé en optimisant la forme des filtres ainsi que la valeur du gain de ces boucles.

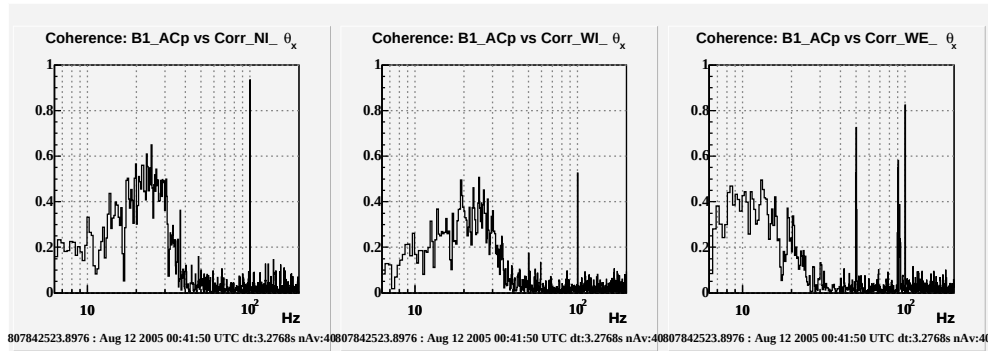


FIG. 7.31 – Cohérence mesurée pendant le run C6 entre le signal de frange noire et (de gauche à droite) : le signal de correction angulaire (en θ_x) du miroir d'entrée du bras nord, le signal de correction angulaire (en θ_x) du miroir d'entrée du bras ouest, et son homologue pour le miroir de renvoi du bras ouest. Notons que ces signaux de correction sont construits à partir des signaux d'erreur des contrôles locaux dans la région de fréquence d'intérêt.

Grâce aux améliorations mentionnées précédemment, les bruits de contrôle angulaires de la séparatrice ne limitent plus la sensibilité pendant le run C6. Cependant, comme le montre la Figure 7.31, on observe, en dessous de 30 Hz, de

la cohérence entre le signal de frange noire et les signaux de correction angulaires (en θ_x) des deux miroirs du bras ouest et du miroir d'entrée du bras nord. Ces signaux de correction ne présentant pas de cohérence mutuelle, leurs contributions dans la sensibilité s'ajoutent quadratiquement. C'est pourquoi, même si le niveau maximum de chacune de ces cohérences est assez faible (de l'ordre de 40 %), la sensibilité entre 10 et 30 Hz peut être raisonnablement bien expliquée par la somme de ces trois sources de bruit.

Cette analyse montre que la sensibilité du run C6 est limitée à basse fréquence par le bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire des miroirs des bras sous contrôle local. Comme cela a déjà été expliqué dans la section 3.6.3), un scénario permettant d'expliquer la propagation du bruit angulaire dans le signal de frange noire consiste à supposer que le faisceau est décentré par rapport aux miroirs. D'autres améliorations doivent être envisagées afin de réduire l'impact sur la sensibilité du bruit de contrôle angulaire :

- On s'attend à ce que la mise en place de l'alignement linéaire sur toute la gamme de fréquence à contrôler permette une réduction du bruit angulaire des miroirs.
- Un recentrage du faisceau par rapport aux miroirs devrait permettre de réduire le couplage entre le bruit angulaire des miroirs et le signal de frange noire.

7.5.7 Budget de bruit du run C6

Les principaux résultats fournis par l'analyse de la sensibilité obtenue pendant le run C6 sont résumés sur la Figure 7.32 qui montre le budget de bruit du run C6. La somme quadratique de tous les bruits identifiés par l'analyse explique raisonnablement bien la courbe de sensibilité dans toute la bande passante de Virgo.

La partie basse fréquence de la courbe de sensibilité est limitée par différents bruits de contrôle : le bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire ou les boucles de contrôle longitudinal des miroirs, ainsi que le bruit des actionneurs. Le bruit de contrôle angulaire domine la sensibilité en dessous de 30 Hz. Les structures observées sur la courbe de sensibilité entre 30 et 50 Hz (parmi lesquelles certaines correspondent aux résonances mécaniques du banc d'injection) sont introduites par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice. Le bruit de contrôle longitudinal du miroir de recyclage contribue légèrement dans la région entre 100 et 500 Hz. Le bruit des actionneurs, qui est dominé par le bruit non linéaire induit par les signaux appliqués sur les DAC, limite la sensibilité entre 50 et 200 Hz.

Dans la région de fréquence intermédiaire, deux sources de bruit identifiées au début du run ont été supprimées. Il s'agit de la bosse entre 70 et 500 Hz qui était induite par de la lumière diffusée, et du bruit en puissance qui avait un impact sur la sensibilité entre 200 Hz et 1 kHz.

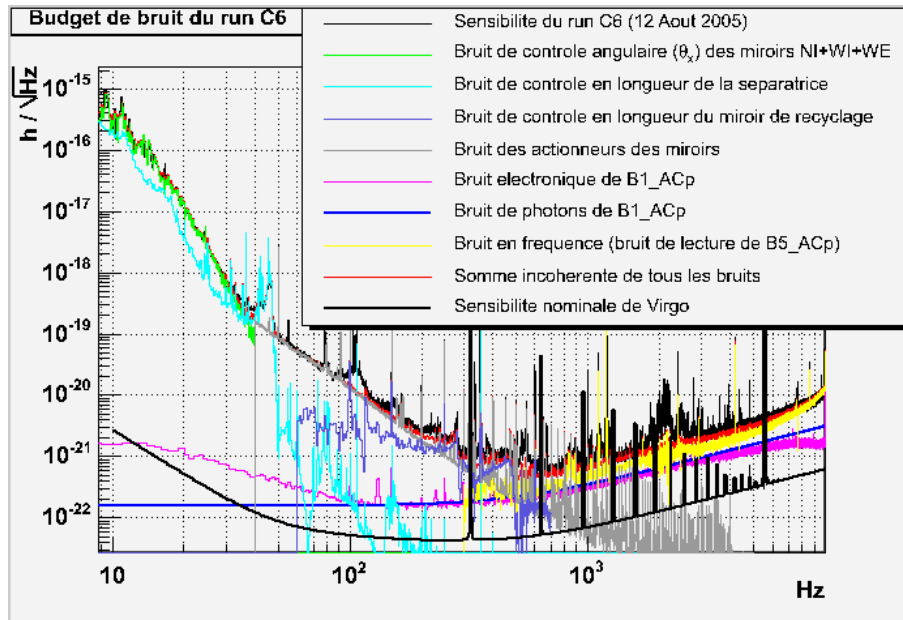


FIG. 7.32 – Budget de bruit du run C6. La courbe intitulée "Bruit de contrôle angulaire en θ_x " correspond à la somme quadratique des contributions du bruit angulaire du miroir d'entrée du bras nord et des deux miroirs du bras ouest. Pour chaque miroir la contribution du bruit de contrôle angulaire a été estimée à partir des fonctions de cohérence. La contribution du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice est également estimée avec la fonction de cohérence.

La partie haute fréquence de la sensibilité (au dessus de 600 Hz) est limitée par plusieurs sources de bruit : le bruit en fréquence du faisceau laser (induit par le bruit de lecture de la photodiode qui délivre le signal d'erreur du système de stabilisation en fréquence du laser), et le bruit de lecture des photodiodes qui délivrent le signal de frange noire. La structure visible autour de 2 kHz est induite par les vibrations que génèrent la pompe turbo-moléculaire de la tour abritant le banc de détection suspendu.

L'analyse de la sensibilité du run C6 montre que de nouvelles améliorations techniques sont requises pour se rapprocher de la sensibilité nominale. Certaines de ses améliorations, qui ont pu être mises en place durant les quatre semaines séparant les runs C6 et C7, sont présentées dans la section suivante.

7.6 Analyse de la sensibilité du run C7

Cette section présente les résultats de l'analyse de la sensibilité obtenue pendant le run C7. La sensibilité a été améliorée de manière significative par rapport à la sensibilité du run C6 (obtenue seulement un mois auparavant), notamment

dans les basses fréquences, comme on peut le voir sur la Figure 7.3. Parmi les modifications techniques qui ont permis ces améliorations, on peut citer notamment :

- la mise en place d'une version plus avancée de l'alignement linéaire, permettant la réduction du bruit introduit par les contrôles angulaires des miroirs ;
- l'implémentation du contrôle hiérarchique, qui, en abaissant la dynamique des signaux de correction envoyés sur les actionneurs des miroirs, a rendu possible une réduction du bruit des actionneurs (comme on le montre dans la section 7.7.2) ;
- des ajustements visant à réduire l'impact des bruits de lecture à haute fréquence.

Ces améliorations techniques sont décrites dans la suite.

7.7 Bruits de lecture

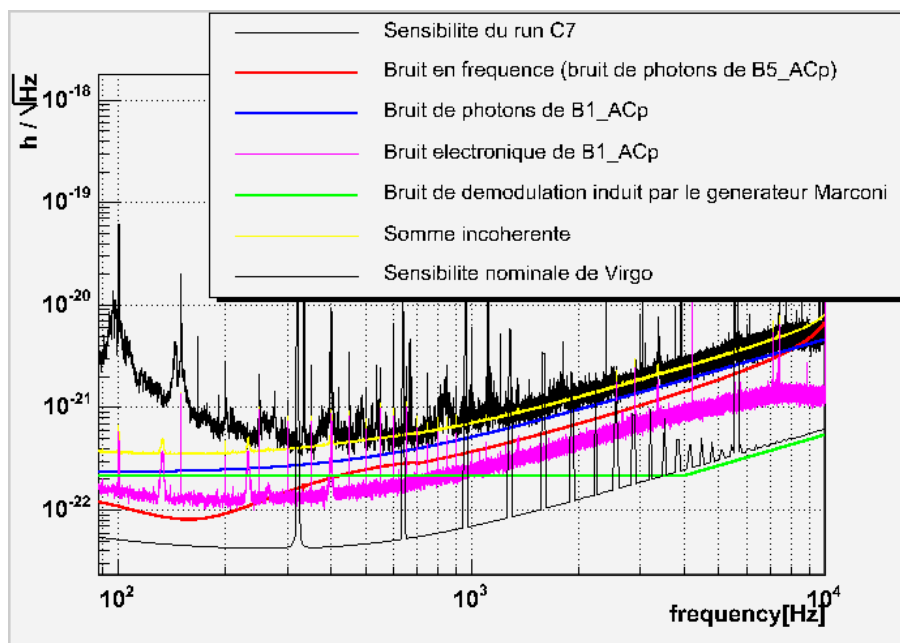


FIG. 7.33 – Bruits limitant la sensibilité à haute fréquence pendant le run C7.

Pendant le run C6, la partie haute fréquence de la sensibilité était limitée par les bruits de lecture du signal de frange noire (cf. section 7.5.1), et du signal d'erreur ($B5_ACp$) de la boucle de stabilisation en fréquence (cf. section 7.5.3). Pour réduire la contribution de ces bruits, les mesures suivantes ont été adoptées.

Les composants optiques placés sur le chemin du faisceau B5 ont été réorganisés de manière à ce que la puissance reçue par la photodiode utilisée pour la stabilisation en fréquence soit multipliée par trois. Cette modification permet une

augmentation du rapport signal sur bruit de la photodiode. Ainsi l'impact du bruit électronique et l'impact du bruit de photons, qui sont susceptibles de se propager sur le laser via la boucle de stabilisation en fréquence, sont réduits respectivement d'un facteur 3 et d'un facteur $\sqrt{3}$.

La profondeur de modulation (m) a été augmentée de 0.16 à 0.30, ce qui accroît l'amplitude des bandes latérales d'environ un facteur deux. En conséquence, tous les signaux de photodiode démodulés à la fréquence de modulation (voies ACp et ACq) sont également amplifiés d'un facteur deux. En ce qui concerne la puissance continue reçue par les photodiodes, il faut distinguer deux cas. Pour les faisceaux qui ne résultent pas d'une interférence destructive (tel que le faisceau B5), la puissance est dominée par la contribution de la porteuse. La puissance du faisceau B5, et par voie de conséquence son bruit de photons exprimé en $W/\sqrt{Hz}$, ne sont donc pas affectés par la modification de la profondeur de modulation. L'impact du bruit de photons du faisceau B5 sur la sensibilité est ainsi réduit d'un facteur deux.

Pour les faisceaux qui résultent d'une interférence destructive, la puissance continue est dominée par la contribution des bandes latérales et par conséquent varie comme le carré de la profondeur de modulation. C'est le cas du faisceau B1, puisque le défaut de contraste est très faible ($1 - C \approx 5 \cdot 10^{-5}$). La contribution de son bruit de photons reste donc quasiment inchangée : le bruit de photons à la sortie des photodiodes augmente de la même façon que l'amplitude du signal démodulé. En revanche, l'impact du bruit électronique des photodiodes recevant le faisceau B1 est réduit d'un facteur deux.

Les modifications mentionnées précédemment devraient permettre la réduction de la contribution dans la sensibilité du bruit de photons de la photodiode recevant le faisceau B5 (qui se propage dans l'interféromètre via la boucle de stabilisation en fréquence), et la réduction de la contribution du bruit électronique des photodiodes recevant le faisceau B1. Il faut néanmoins remarquer que la propagation du bruit en fréquence dans le signal de frange noire dépend du CMRF qui peut varier en fonction des conditions d'alignement de l'interféromètre. Pendant le run C7, les conditions d'alignement n'étaient pas aussi stables que pendant le run C6, ceci en raison d'un manque de temps pour tester la robustesse des récentes améliorations apportées à l'alignement linéaire. En conséquence, le CMRF obtenu pendant le run C7 est légèrement dégradé. C'est la raison pour laquelle la contribution du bruit en fréquence dans la sensibilité du run C7 (que l'on peut visualiser sur la Figure 7.33) n'est pas aussi réduite que ce qui pouvait être attendu. On peut toutefois observer sur la Figure 7.33 des changements par rapport au run C6 dans les contributions relatives de chaque bruit : l'impact du bruit de photon du faisceau B5 est maintenant plus faible d'environ 20 % que l'impact du bruit de photons du signal de frange noire, et la contribution du bruit électronique de la photodiode correspondante est abaissée d'un facteur 2 par rapport au bruit de photons.

La contribution du bruit de démodulation induit par le bruit de phase du générateur Marconi est également présentée sur la Figure 7.33. La somme quadratique de tous les bruits identifiés à haute fréquence explique bien le piédestal de la courbe de sensibilité entre 300 Hz et 10 kHz.

Il est prévu d'abaisser l'impact du bruit de photons des photodiodes en augmentant le niveau de puissance résonnant dans la cavité de recyclage. L'impact du bruit de démodulation peut être abaissé en améliorant les conditions d'alignement de l'interféromètre. De plus, comme mentionné dans la section 7.5.2, le générateur Marconi a été remplacé à la fin de l'année 2005 par un générateur LNFS-100 moins bruyant.

7.7.1 Bruit d'environnement

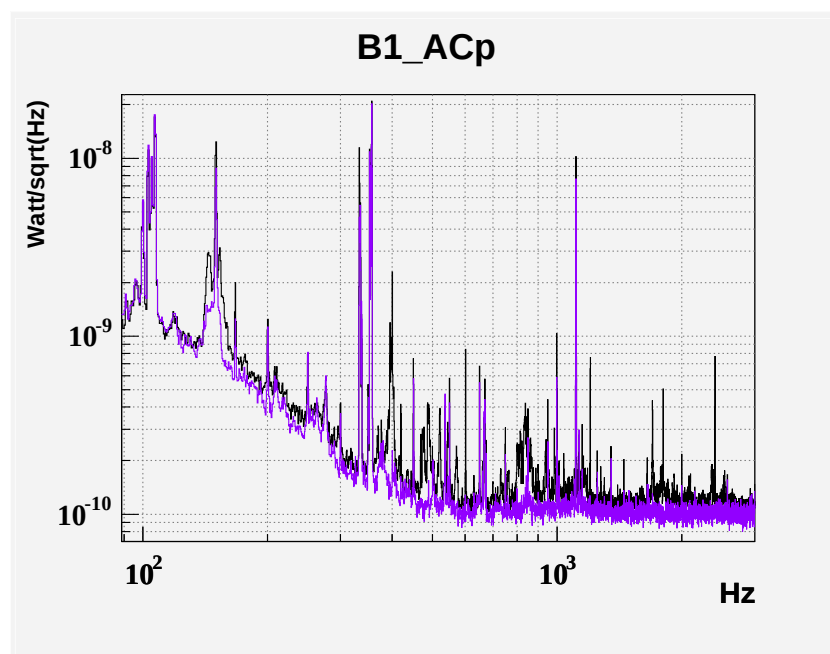


FIG. 7.34 – Comparaison des spectres du signal de frange noire obtenus lorsque les pompes sont en cours de fonctionnement (courbe noire), et lorsque toutes les pompes sont à l'arrêt (courbe violette).

A la fin du run C7, les pompes du système de vide ont été arrêtées afin de vérifier si leur fonctionnement avait un impact sur la sensibilité, comme c'était le cas durant le run C6. Sur la Figure 7.34, on peut remarquer que les structures de bruit, qui sont visibles dans le spectre du signal de frange noire au dessus de 400 Hz lorsque les pompes sont en fonctionnement (courbe noire), disparaissent ou sont nettement atténuées lorsque les pompes sont arrêtées (courbe violette). Plus

précisément, cette amélioration survient après l'arrêt des pompes utilisées pour maintenir le vide dans la tour abritant le banc d'injection suspendu. Ce résultat expérimental indique que les structures observées sur la courbe de sensibilité entre 400 Hz et 2 kHz sont corrélées au bruit d'environnement généré par les pompes placées sur la tour du banc d'injection. Ce bruit est susceptible de se propager dans l'interféromètre en générant des vibrations du banc laser et du banc d'injection externe. La cohérence observée avec le signal $B5_ACp$ de la photodiode recevant le faisceau B5 semble indiquer que probablement ce bruit se propage dans l'interféromètre via des fluctuations en fréquence du laser. Par conséquent, l'isolation sismique et acoustique de ces bancs optiques est envisagée pour réduire l'impact de ce bruit d'environnement.

7.7.2 Bruit des actionneurs

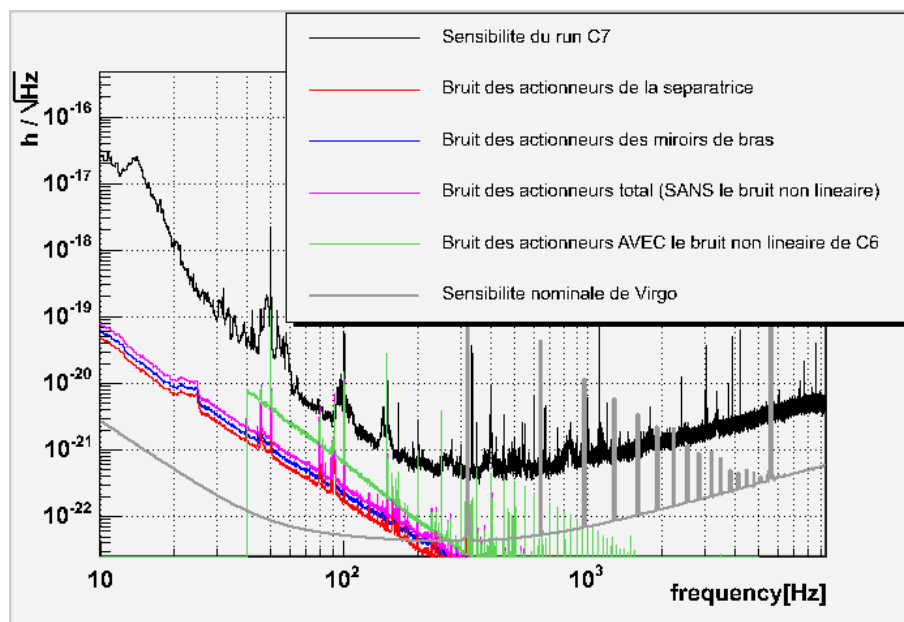


FIG. 7.35 – Contribution du bruit des actionneurs dans la sensibilité obtenue pendant le run C7. Ces estimations sont basées sur une mesure réalisée en l'absence de signal de correction appliqué sur les DAC, à l'exception de la courbe verte : celle-ci est obtenue en tenant compte du bruit non linéaire (voir détails dans le texte).

Après le run C6, le contrôle hiérarchique (cf. section 2.3.2) a été mis en place pour les miroirs de renvoi des cavités Fabry-Pérot, ce qui a permis de réduire la dynamique des corrections appliquées sur ces miroirs via les bobines des masses de référence. Suite à cette amélioration technique, il a été possible d'augmenter la valeur de la résistance placée en série avec la bobine jusqu'à 6 k Ω pour les quatre

miroirs des bras. Cette modification permet de réduire l'impact du bruit des actionneurs des miroirs des bras obtenu en l'absence de signal de correction d'un facteur 23 par rapport à la situation du run C6. La résistance en série implémentée dans la chaîne des actionneurs de la séparatrice a également été augmentée jusqu'à $1\text{ k}\Omega$, ce qui permet une réduction de l'impact du bruit de ces actionneurs d'un facteur 23.5.

La contribution dans la sensibilité du bruit standard des actionneurs (c'est à dire le bruit mesuré lorsqu'aucun signal de correction n'est appliqué sur les DAC) est obtenue en utilisant la relation (7.17) avec $k_a \approx \frac{1}{550}$ pour les quatre miroirs des bras, et la relation (7.18) avec $k_a \approx \frac{1}{90}$ pour la séparatrice. Une nouvelle mesure du gain des actionneurs de la séparatrice, réalisée après les dernières modifications de l'électronique des actionneurs, fournit : $K_{DC} = 33 \pm 7\text{ }\mu\text{m/V}$. Les résultats obtenus à partir de ces modèles sont présentés sur la Figure 7.35 : la contribution du bruit des actionneurs standard reste inférieure à la sensibilité obtenue pendant le run C7 d'environ un facteur 10 dans la région entre 60 et 100 Hz. Cependant, le bruit des actionneurs pilotés par les signaux de correction est susceptible d'augmenter en raison du bruit non linéaire décrit dans la section 7.5.5.

La contribution du bruit non linéaire des actionneurs a été évaluée en supposant que le niveau de bruit exprimé en tension équivalente à la sortie du DAC (δu_{nl}) est le même que celui mesuré pour le run C6 (cf. section 7.5.5). La contribution totale du bruit des actionneurs, incluant le bruit non linéaire des quatre bobines de la séparatrice et des deux bobines du miroir de renvoi du bras nord (pendant le run C7 aucune correction n'est appliquée sur le miroir de renvoi du bras ouest) est présentée sur la Figure 7.35. Elle reste inférieure d'un facteur 3 à la sensibilité. Il faut néanmoins noter que cette estimation pourrait être sous-estimée, car l'hypothèse selon laquelle le bruit non linéaire est au même niveau pour les runs C6 et C7 peut être remise en question. En effet, comme cela a été expliqué dans la section 7.5.5, le bruit non linéaire s'accroît lorsque l'amplitude des signaux de correction appliqués sur les DAC augmente. Pendant le run C7, des signaux de correction plus grands (environ cinq fois plus élevés pour le miroir d'extrémité du bras nord) doivent être appliqués sur les DAC pour compenser l'augmentation de la résistance placée dans la chaîne des actionneurs. C'est pourquoi, la contribution effective du bruit des actionneurs pourrait être supérieure à l'estimation présentée sur la Figure 7.35. Toutefois, on va montrer dans la section 7.7.3 que d'autres sources de bruit limitent la sensibilité entre 60 et 100 Hz.

Un réglage fin de l'électronique des actionneurs devrait permettre de réduire le bruit non linéaire. Cependant, comme le montre la Figure 7.35, la contribution du bruit standard des actionneurs est encore supérieure d'un ordre de grandeur à la sensibilité nominale de Virgo, en dessous de 100 Hz. C'est pourquoi, il est prévu

d'implémenter des filtres analogiques dans la chaîne électronique des actionneurs ; ces derniers devraient permettre d'abaisser la contribution du bruit en dessous de la sensibilité nominale.

7.7.3 Bruit introduit par les boucles de contrôle

On montre dans cette section que la sensibilité obtenue pendant le run C7 est limitée à basse fréquence par le bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice et par les bruits de contrôle angulaire de certains miroirs.

Bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice

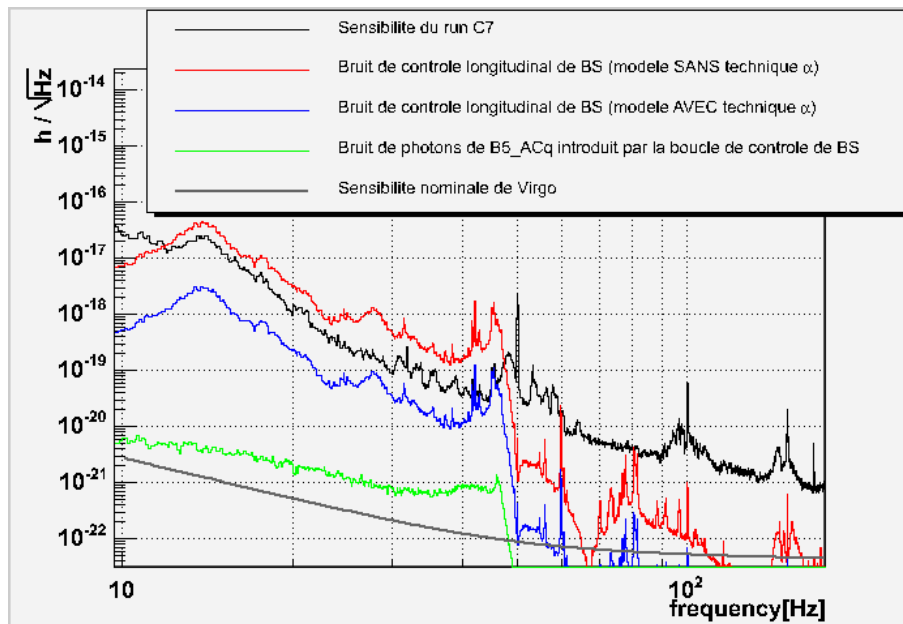


FIG. 7.36 – Contribution du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice (miroir BS) dans la sensibilité obtenue pendant le run C7 avec ou sans technique Alpha. L'impact du bruit de photons de B5_ACq est aussi représenté.

La technique Alpha décrite dans la section 7.5.6 a également été utilisée au cours du run C7. Le coefficient α , qui quantifie le couplage entre le bruit de contrôle de la séparatrice et la différence de longueur équivalente entre les cavités Fabry-Pérot, a été ajusté empiriquement au début du run. La contribution dans la sensibilité du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice est évaluée en utilisant les relations (7.21) et (7.22), en supposant que le défaut de réglage du coefficient α est de 7 % (au lieu de 45 % pour le run C6). Comme le montre la Figure 7.36, le modèle qui tient compte de la technique Alpha se superpose à la

courbe de sensibilité au niveau de la structure à 42 Hz (identifiée comme une résonance mécanique du banc d'injection suspendu). Sur cette figure, on a également indiqué à titre de comparaison l'estimation du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice obtenue sans tenir compte de la technique Alpha. On constate que l'impact du bruit introduit par la boucle de contrôle de la séparatrice est réduit d'environ un facteur 14 avec la technique Alpha, dont l'efficacité est nettement améliorée par rapport au run C6, grâce à un réglage plus fin du coefficient α . Cette amélioration est également visible sur la Figure 7.3. La sensibilité du run C7 est néanmoins encore limitée par le bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice entre 40 et 50 Hz.

Une partie du bruit introduit par la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice entre 40 et 50 Hz est corrélée aux résonances du banc d'injection suspendu. Pour ce qui concerne les plus basses fréquences (en dessous de 40 Hz), l'origine du bruit n'est pas clairement identifiée. Une étude en simulation réalisée avec le programme SIESTA a permis de vérifier que la contribution du bruit de photons de la photodiode délivrant le signal d'erreur de la boucle de contrôle de la séparatrice (*B5_ACq*) est négligeable, comme le montre la Figure 7.36. D'autre part, dans la région autour de 14 Hz, le signal de correction longitudinal de la séparatrice est cohérent avec plusieurs signaux de correction angulaires des miroirs du bras nord et du miroir de recyclage. Cette cohérence indique la présence d'un couplage entre le bruit de contrôle angulaire des miroirs et le signal d'erreur de la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice.

Bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire

Pendant le run C7, le signal de frange noire est cohérent à basse fréquence avec plusieurs signaux de correction angulaires. Les cohérences les plus élevées sont montrées sur la Figure 7.37. Elles sont obtenues avec les signaux de correction angulaires du miroir d'entrée de la cavité ouest (qui est le seul miroir encore sous contrôle local pendant le run C7), du miroir d'entrée de la cavité nord (NI), et du miroir de recyclage (PR).

Le bruit de lecture des capteurs utilisés par le système de contrôle local du miroir d'entrée du bras ouest constitue l'origine du bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire de ce miroir.

La situation est plus compliquée pour les miroirs sous alignement linéaire (miroirs NI et PR). On peut remarquer sur la Figure 7.37 que les cohérences obtenues entre le signal de frange noire et les signaux de correction en θ_y du miroir d'entrée du bras nord (en bas, à gauche) et du miroir de recyclage (en bas, à droite) sont très similaires. Cela est dû au fait que ces deux signaux de correction sont construits à partir des signaux démodulés fournis par les trois mêmes photodiodes à quadrants. De plus, on privilégie l'hypothèse selon laquelle le bruit est introduit par la boucle de contrôle angulaire du miroir d'entrée du bras nord plutôt que par

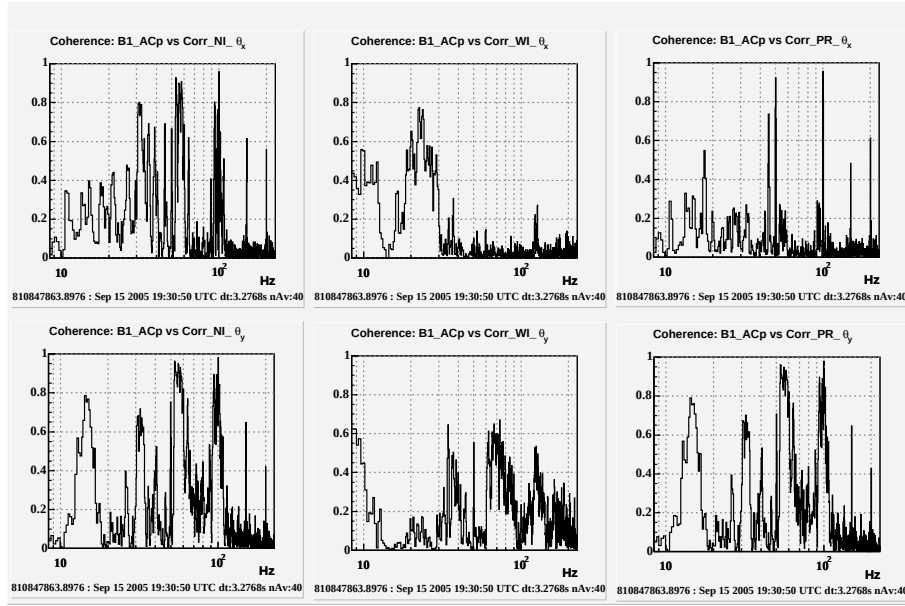


FIG. 7.37 – Cohérence obtenue pendant le run C7 entre le signal de frange noire et les signaux de correction angulaires suivants (en haut pour les corrections en θ_x , en bas pour les corrections en θ_y): miroir d'entrée de la cavité nord (à gauche), miroir d'entrée de la cavité ouest (au milieu), miroir de recyclage (à droite).

celle du miroir de recyclage. En effet, un déplacement du miroir de recyclage ne génère pas directement de différence de longueur entre les deux bras. En revanche, comme cela a été mentionné dans la section 7.5.6, un déplacement angulaire du miroir d'entrée de l'une des cavités peut induire une variation de la différence de longueur entre les deux bras si le faisceau est décentré par rapport au miroir. On suppose donc dans la suite que la sensibilité est en fait limitée par le bruit introduit par les boucles de contrôle angulaire des miroirs d'entrée des cavités Fabry-Pérot.

On remarque sur la Figure 7.38 que ces signaux de correction sont cohérents avec le bruit sismique mesuré dans le bâtiment du bras nord. Ce bâtiment abrite le banc optique externe sur lequel on trouve deux des photodiodes à quadrants fournissant les signaux d'erreur du contrôle angulaire du miroir d'entrée du bras nord. Par conséquent, les cohérences de la Figure 7.38 indiquent que le bruit d'environnement du bâtiment du bras nord se propage dans l'interféromètre via les boucles de contrôle angulaire du miroir d'entrée de la cavité nord. Une hypothèse, permettant d'expliquer le mécanisme par lequel le bruit d'environnement affecte les signaux d'erreur des photodiodes à quadrants, pourrait être la présence de lumière diffusée sur le banc optique du bras nord (comme c'était le cas pendant le run C6, cf. section 7.5.4).

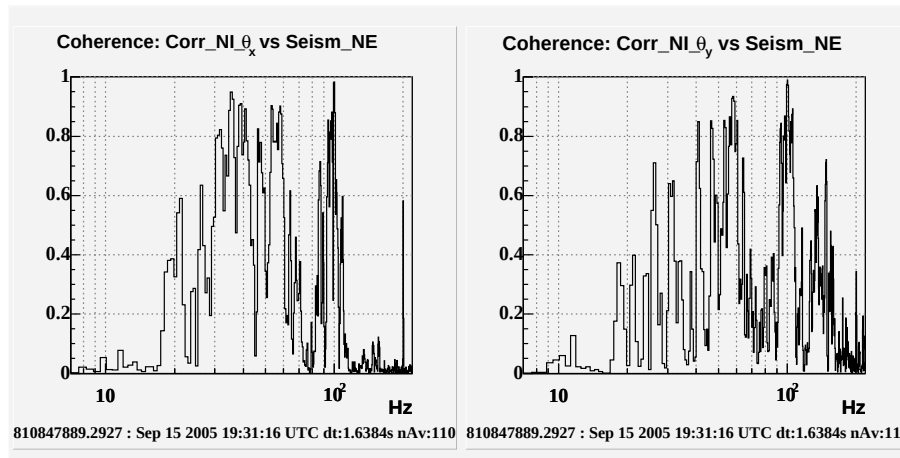


FIG. 7.38 – Cohérence entre les signaux de correction angulaires (en θ_x à gauche, et en θ_y à droite) du miroir d'entrée de la cavité nord et le bruit sismique mesuré dans le bâtiment qui abrite le banc optique d'extrémité du bras nord.

Les contributions dans la sensibilité des bruits de contrôle angulaire des miroirs d'entrée des deux cavités ont été estimées à partir des fonctions de cohérence de la Figure 7.37. Le résultat de ces estimations est représenté sur la Figure 7.39. Plusieurs structures observées sur la courbe de sensibilité à basse fréquence sont expliquées par le bruit de contrôle angulaire du miroir d'entrée du bras nord, notamment les structures entre 50 et 60 Hz, ainsi que celles autour de 100 Hz. Le bruit de contrôle angulaire du miroir d'entrée du bras ouest a également un impact significatif sur la sensibilité entre 10 Hz et 135 Hz.

7.7.4 Budget de bruit du run C7

Le budget de bruit obtenu à l'issue de l'analyse de la sensibilité du run C7 est présenté sur la Figure 7.40. A basse fréquence (en dessous de 100 Hz), la sensibilité est expliquée par le bruit du contrôle longitudinal de la séparatrice et le bruit du contrôle angulaire de certains miroirs. A haute fréquence (au dessus de 300 Hz), le piédestal de la courbe de sensibilité est limité par le bruit de photons des photodiodes qui reçoivent les faisceaux B1 et B5. L'analyse a montré que plusieurs structures de bruit visibles au dessus de 400 Hz sont corrélées au bruit d'environnement généré par les pompes de la tour abritant le banc d'injection suspendu ; ce bruit se propage dans le signal de frange noire sous la forme d'un bruit en fréquence. Entre 100 et 300 Hz, le bruit de contrôle ainsi que le bruit de photons des photodiodes contribuent à la courbe de sensibilité.

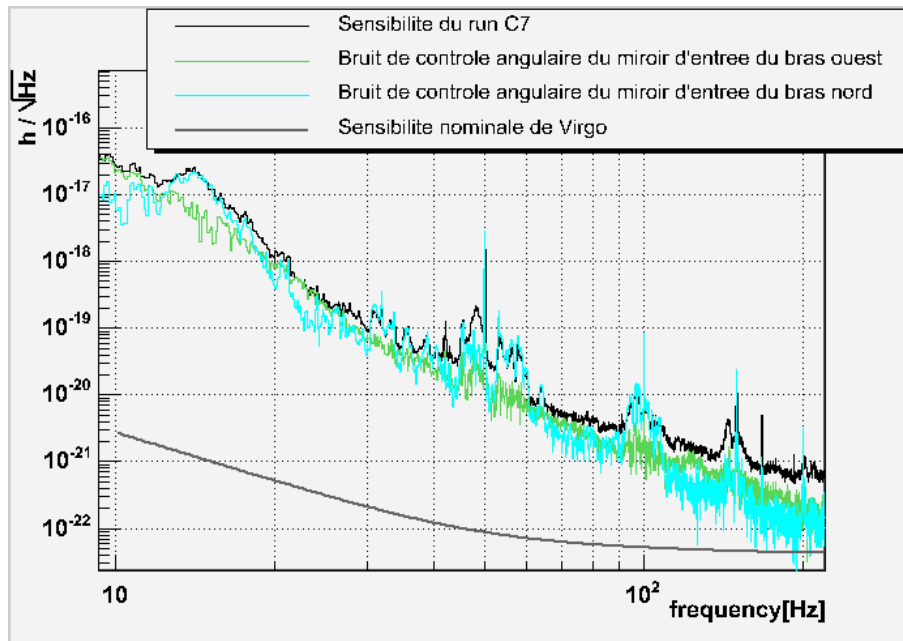


FIG. 7.39 – Contribution dans la sensibilité du bruit des contrôles angulaires des miroirs d'entrée des cavités Fabry-Pérot. Pour chaque miroir, les contributions des contrôles en θ_x et en θ_y sont sommées quadratiquement. La validité de ces estimations est conditionnée par l'hypothèse selon laquelle seules les boucles de contrôle angulaires de ces deux miroirs introduisent du bruit dans la sensibilité.

7.8 Conclusion

Entre les runs C5 et C7, la sensibilité de l'interféromètre recyclé a été améliorée d'un facteur variant entre 10 et plus de 100 selon la région de fréquence considérée. Ces progrès résultent des améliorations techniques dont certaines ont été réalisées à la suite de l'identification des sources de bruits et de leur mécanisme de propagation dans le signal de frange noire.

La partie basse fréquence (en dessous de 100 Hz) de la sensibilité obtenue pendant le run C5 était dominée par les bruits de contrôle longitudinal et angulaire de la séparatrice. L'optimisation des filtres numériques mis en place dans ces boucles de contrôle a permis de réduire l'impact de ces bruits sur la sensibilité. En conséquence, la sensibilité en dessous de 100 Hz est améliorée de plus d'un ordre de grandeur entre les runs C5 et C6.

Après le run C6, la mise en place de l'alignement linéaire pour l'ensemble des miroirs (à l'exception du miroir d'entrée de la cavité ouest) a permis de réduire davantage la contribution des bruits de contrôle angulaire. L'impact du bruit de contrôle longitudinal de la séparatrice a encore été atténué avec la mise en place et le réglage de la technique Alpha (qui consiste à envoyer des corrections sup-

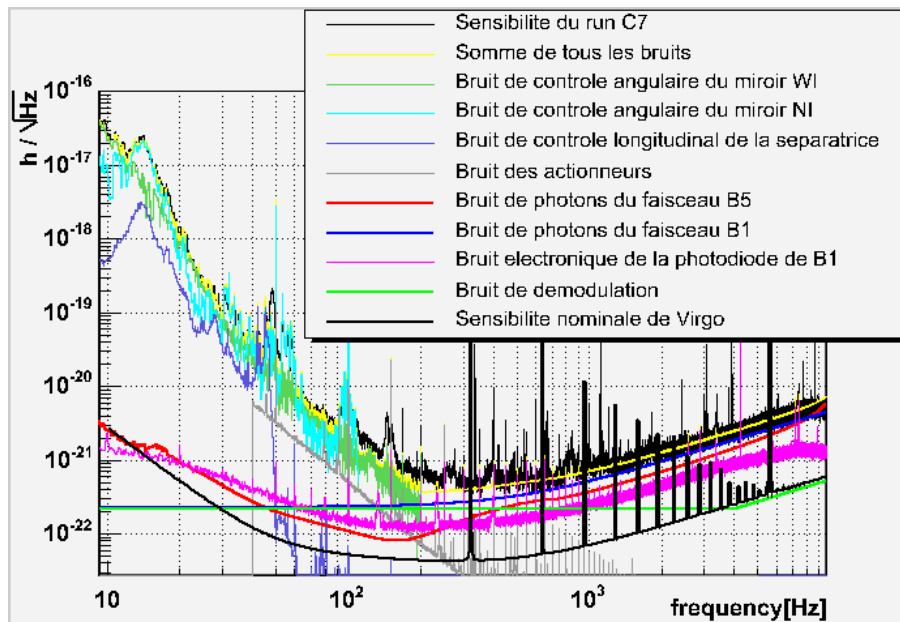


FIG. 7.40 – Budget de bruit du run C7.

plémentaires sur les miroirs d'extrémité des bras pour compenser l'effet du bruit de contrôle de la séparatrice). Ces améliorations techniques ont permis d'abaisser la sensibilité d'environ un facteur 10 en dessous de 50 Hz, entre les runs C6 et C7. La mise en place complète de l'alignement linéaire et le recentrage du faisceau par rapport aux miroirs devraient permettre d'autres progrès dans cette région de fréquence.

Après la mise en place du filtre optimisé dans la boucle de contrôle longitudinal de la séparatrice, le bruit des actionneurs est devenu la source de bruit prépondérante entre 50 Hz et 200 Hz, pour la sensibilité obtenue pendant le run C6. Ce bruit a ensuite été abaissé grâce à l'implémentation du contrôle hiérarchique et des modifications apportées à l'électronique des actionneurs. Pendant le run C7, la sensibilité autour de 100 Hz est limitée par le bruit des actionneurs résiduel ainsi que par le bruit de contrôle angulaire des miroirs d'entrée des cavités. D'autres améliorations de l'électronique des actionneurs ont été prévues afin d'abaisser ce bruit en dessous de la sensibilité nominale.

Les structures observées sur les courbes de sensibilité des runs C6 et C7 dans la région de fréquence intermédiaire ont été identifiées comme du bruit d'environnement. Le bruit d'environnement généré à proximité du système laser induit des fluctuations de la position du faisceau à l'entrée de la cavité mode cleaner. Au cours du run C6, ce bruit en position du faisceau induisait du bruit en puissance à la sortie du mode cleaner. Une modification apportée à la boucle de stabilisation en puissance du laser a permis de l'éliminer. Pendant le run C7, certaines

structures qui semblent se propager dans l'interféromètre comme du bruit en fréquence ont pour origine le bruit d'environnement généré par les pompes de la tour du banc d'injection. La pompe turbo-moléculaire de la tour abritant le banc de détection suspendu a également été identifiée comme la cause de la structure de bruit visible sur la courbe de sensibilité du run C6 autour de 2 kHz. La propagation du bruit d'environnement dans le signal de frange noire devrait être atténuée par une meilleure isolation des banc optiques externes.

La partie haute fréquence (au dessus de quelques centaines de Hertz) de la sensibilité obtenue pendant le run C5 était limitée par le bruit de démodulation. Celui-ci était la conséquence du bruit de phase généré par la carte LO, qui se couplait au signal de frange noire à cause des désalignements des miroirs de l'interféromètre. Des modifications apportées à la carte LO ont permis de réduire le bruit de phase et la mise en place d'une version simplifiée de l'alignement automatique a permis de réduire le couplage entre bruit de phase et signal de frange noire. En conséquence, l'impact du bruit de démodulation sur la sensibilité a été réduit de presque deux ordres de grandeurs entre les runs C5 et C6.

La sensibilité du run C6 était limitée par le bruit en fréquence du faisceau induit par le bruit de lecture de la photodiode délivrant le signal d'erreur de la boucle de stabilisation en fréquence. Une amélioration du rapport signal sur bruit de cette photodiode (avec l'augmentation de la profondeur de modulation et l'augmentation de la puissance envoyée sur la photodiode) a permis d'abaisser ce bruit légèrement en dessous de la contribution du bruit de photons de la photodiode qui délivre le signal de frange noire. C'est pourquoi la sensibilité du run C7 est limitée par le bruit de photons des photodiodes du faisceau B1 et B5. On s'attend donc à ce que la sensibilité à haute fréquence soit améliorée avec l'augmentation de la puissance atteignant la séparatrice. Pour cela les modifications suivantes ont été réalisées à la fin de l'année 2005 :

- le nouveau banc d'injection suspendu a été installé, ce qui devrait permettre de disposer de dix fois plus de puissance incidente.
- le miroir de recyclage a été remplacé par un miroir de réflectivité supérieure, ce qui permet d'augmenter le gain de recyclage de la puissance.

Conclusion

Au cours de mon travail de thèse, j'ai participé à l'analyse de la sensibilité de Virgo pendant la phase de mise en route du détecteur.

Cette analyse a permis d'identifier les bruits instrumentaux limitant la sensibilité obtenue au cours des différentes prises de données techniques et de mieux comprendre leur mécanisme de propagation dans l'interféromètre. Ces résultats ont parfois conduit l'équipe de commissioning à entreprendre des ajustements de l'appareillage afin de réduire l'impact de ces bruits instrumentaux. Le travail d'analyse des bruits a aussi consisté à vérifier l'efficacité de ces ajustements. L'effet des bruits instrumentaux étant souvent lié à l'interaction entre des parties différentes du détecteur, une compréhension de l'ensemble de l'interféromètre et de son système de contrôle s'est avérée nécessaire.

La sensibilité a progressé en fonction des améliorations techniques apportées à l'interféromètre et en fonction de la configuration optique. Au cours des dernières prises de données réalisées en 2005 (runs C6 et C7), la sensibilité de l'interféromètre était principalement limitée par les bruits mentionnés ci-dessous.

A haute fréquence (à partir de quelques centaines de Hertz), la sensibilité est dominée par le bruit de lecture, qui affecte directement la mesure du signal de frange noire, et qui est également converti en bruit en fréquence du faisceau par la boucle de stabilisation en fréquence du laser.

Dans la région comprise entre 100 Hz et quelques kilo-Hertz, l'analyse a montré que plusieurs structures de bruit sont corrélées au bruit d'environnement généré à proximité des banc optiques externes, sur lesquels on trouve notamment le système laser et les photodiodes du système de détection.

A basse fréquence (principalement entre 10 et 100 Hz), la sensibilité est limitée par les bruits des systèmes d'asservissement de la position des miroirs, parmi lesquels on peut distinguer le bruit de l'électronique des actionneurs des miroirs et le bruit qui affecte les signaux d'erreur utilisés pour le contrôle longitudinal ou angulaire des miroirs.

Depuis l'automne 2005, des améliorations techniques ont déjà été entreprises, ou bien planifiées, afin de réduire l'impact de ces bruits et approcher davantage la sensibilité nominale de Virgo.

L'augmentation de la puissance incidente sur la séparatrice, qui est consécutive au remplacement du banc d'injection et du miroir de recyclage, devrait permettre de réduire de manière significative l'impact des bruits de lecture à haute fréquence.

Pour empêcher le bruit d'environnement de limiter la sensibilité de l'interféromètre, il est prévu d'améliorer l'isolation sismique et acoustique des bancs optiques externes et de mieux maîtriser les faisceaux secondaires donnant lieu à des phénomènes de lumière diffusée.

Le bruit des actionneurs devrait pouvoir être abaissé au niveau de la sensibilité nominale en améliorant leur électronique.

L'optimisation des filtres numériques utilisés dans les boucles de contrôle et le développement d'une version plus robuste de l'alignement linéaire sur les six miroirs de l'interféromètre devraient également conduire à des améliorations de la sensibilité à basse fréquence. Notons toutefois que la compréhension des mécanismes responsables de la propagation du bruit angulaire des miroirs dans le signal de frange noire a encore besoin d'être affinée, en particulier en vérifiant l'hypothèse d'un décentrage du faisceau par rapport aux miroirs.

L'analyse des bruits instrumentaux va donc se poursuivre au cours des prochaines prises de données de Virgo. Elle permettra de vérifier l'impact des dernières améliorations et d'identifier peut-être de nouvelles sources de bruit qui n'ont pas encore pu être mises en évidence avec les sensibilités passées. Afin de faciliter ce travail, il est envisagé de développer un outil informatique dont le but sera de mesurer de façon automatique l'impact sur la sensibilité des bruits connus. Mais il restera fondamental de poursuivre un travail d'analyse créative et critique des signaux issus de l'interféromètre et de tous les canaux auxiliaires, afin de rechercher de nouvelles sources de bruit qui n'auraient pas été anticipées aujourd'hui.

A court terme ce travail est indispensable pour permettre à Virgo d'atteindre sa sensibilité nominale et pour favoriser l'identification des vetos à mettre en place pendant la phase de recherche des événements d'ondes gravitationnelles. A plus long terme, ce travail devra être poursuivi et développé, afin de rendre possible les améliorations en sensibilité prévues pour les prochaines étapes du projet, telles que VIRGO+ et Advanced VIRGO.

Annexe A

Densité spectrale d'un signal de la forme $u(t) = x(t).y(t)$

Cette annexe a pour objectif de présenter une approximation qui peut être utilisée pour estimer la densité spectrale d'amplitude d'un signal $u(t)$ défini dans le domaine temporel par le produit :

$$u(t) = x(t).y(t) \quad (\text{A.1})$$

où l'on suppose qu'au moins l'un des signaux $x(t)$ ou $y(t)$ présente une densité spectrale d'amplitude dominée par des composantes à basse fréquence (en dessous de quelques Hertz). Ce comportement est typique de la plupart des signaux de l'interféromètre, notamment ceux délivrés par les photodiodes, dont l'essentiel de l'énergie se concentre effectivement à basse fréquence.

La transformée de Fourier du signal $u(t)$ s'obtient rigoureusement en calculant le produit de convolution entre les transformées de Fourier des signaux $x(t)$ et $y(t)$, ce que l'on écrit :

$$\tilde{u}(f) = \tilde{x}(f) \otimes \tilde{y}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x}(\nu) \cdot \tilde{y}(f - \nu) d\nu \quad (\text{A.2})$$

On considère tout d'abord le cas pour lequel les spectres des signaux $x(t)$ et $y(t)$ ont les formes caractéristiques visibles sur la Figure A.1. On suppose que la partie à basse fréquence (au-dessous de la bande passante de Virgo) du spectre de $x(t)$ est largement prépondérante devant ses composantes à haute fréquence. On note f_0 la limite supérieure de cette région à basse fréquence (par exemple $f_0 = 10 \text{ Hz}$). Pour ce qui concerne le spectre de $y(t)$, on considère que les hautes fréquences ne sont pas négligeables par rapport aux basses fréquences. On suppose de plus que ces spectres ne varient pas de façon significative dans la bande en fréquence comprise entre $f - f_0$ et $f + f_0$, où f désigne une fréquence grande

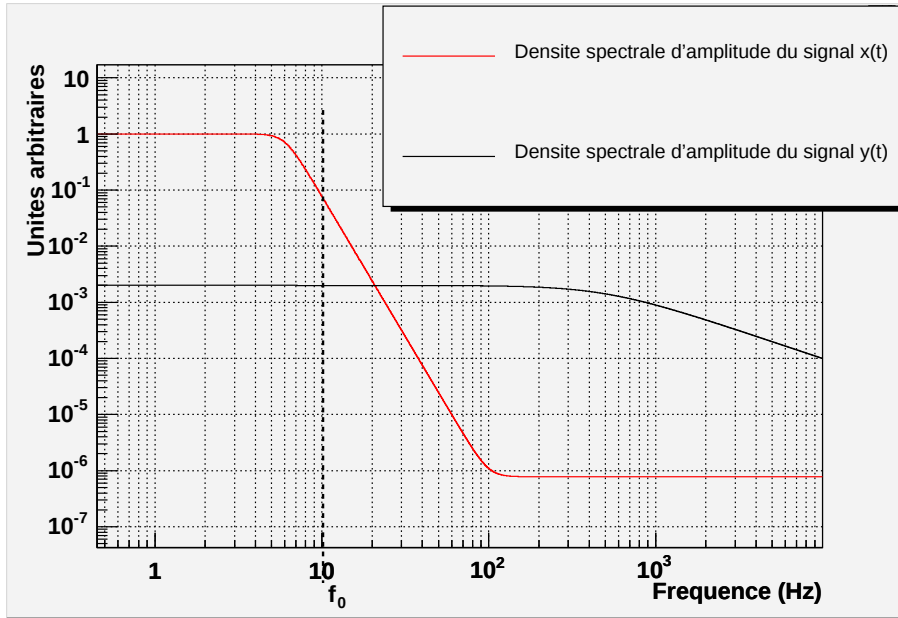


FIG. A.1 – Cas de figure pour lequel les spectres de $x(t)$ et $y(t)$ n'ont pas la même forme. Le spectre du signal $x(t)$ est dominée par ses basses fréquences, tandis que le spectre de $y(t)$ ne présente pas d'écart aussi significatif entre la contribution de ses basses fréquences et celle de ses hautes fréquences.

devant f_0 (typiquement au dessus de quelques centaines de Hertz). Ces hypothèses permettent de simplifier la relation A.2 par :

$$\tilde{u}(f) \approx \tilde{y}(f) \int_{-f_0}^{+f_0} \tilde{x}(\nu) d\nu \quad (\text{A.3})$$

On peut déduire de la relation précédente l'expression approchée de la densité spectrale d'amplitude du signal $u(t)$:

$$\|\tilde{u}(f)\| \approx \|\tilde{y}(f)\| \left(\int_{-f_0}^{+f_0} \tilde{x}(\nu) d\nu \int_{-f_0}^{+f_0} \tilde{x}^*(\nu') d\nu' \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.4})$$

Si l'on considère un processus linéaire, le spectre du bruit $\tilde{x}$ mesuré à la fréquence ν ne présente aucune corrélation avec le spectre mesuré à la fréquence $\nu' \neq \nu$. Dans ce cas, l'expression (A.4) de la densité spectrale d'amplitude se simplifie en :

$$\|\tilde{u}(f)\| \approx \|\tilde{y}(f)\| \left(\int_{-f_0}^{+f_0} \|\tilde{x}(\nu)\|^2 d\nu \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.5})$$

que l'on peut réécrire sous la forme plus compacte :

$$\|\tilde{u}(f)\| \approx x_{RMS} \cdot \|\tilde{y}(f)\| \quad (\text{A.6})$$

en posant : $x_{RMS} = \left(\int_{-f_0}^{+f_0} \|\tilde{x}(\nu)\|^2 d\nu \right)^{\frac{1}{2}}$

La grandeur x_{RMS} est la moyenne quadratique (également appelée RMS) du signal $x(t)$.

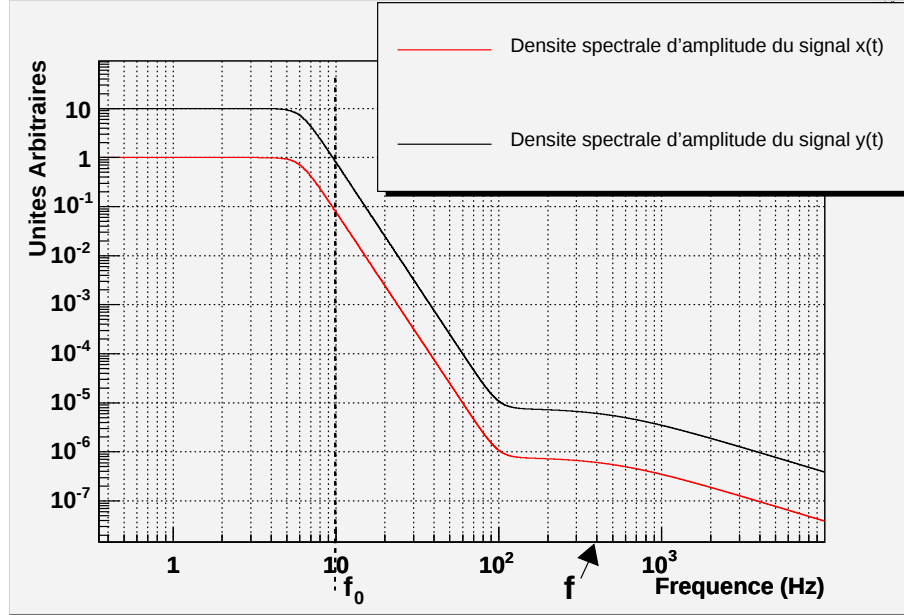


FIG. A.2 – *Exemple de spectres dominés par leurs composantes à basse fréquence.*

Dans le cas où chacun des spectres $\tilde{x}$ et $\tilde{y}$ est dominé par ses composantes à basse fréquence (cf. Figure A.2), un raisonnement similaire montre que la densité spectrale d'amplitude peut être approchée par :

$$\|\tilde{u}(f)\| \approx x_{RMS} \cdot \|\tilde{y}(f)\| + y_{RMS} \cdot \|\tilde{x}(f)\| \quad (\text{A.7})$$

où x_{RMS} et y_{RMS} désignent respectivement le RMS du signal $x(t)$ et le RMS du signal $y(t)$.

Bibliographie

- [1] A. Einstein, *Annalen der Physik*, **49** (1916), 769.
- [2] R. A. Hulse, J. H. Taylor, *Astroph. Journal* **380** (1975), L51.
- [3] E. Elbaz, *Relativité Générale et Gravitation Ellipses* (1986).
- [4] K. S. Thorne, *Gravitational radiation dans 300 years of gravitation*, Cambridge university press (1987).
- [5] I. A. Bonnel, J. E. Pringle, *Mon. Not. R. Ast. Soc.* **273** (1995), L12.
- [6] S. Bonazzola, J.A. Marck, *Ann. Rev. Part. Sci.* **45** (1994), 635.
- [7] M. Burgay *et al.*, *Nature* **426** (2003), 531.
- [8] V. Kalogera *et al.*, *Astroph. Journal* **601** (2004), L179.
- [9] K. Belczynski, V. Kalogera, T. Bulik, *Astroph. Journal* **572** (2002), 407.
- [10] J. Weber, *Phys. Rev.* **117** (1960), 306.
- [11] R. Weiss, *Quarterly Progress Report of the Research Laboratories of Electronics, MIT* **105** (1972), 54.
- [12] R. W. P. Drever, dans : T. Piran, N. Deruelle (Eds), *Gravitational Radiation Proc, Les Houches Summer Institute, North-Holland, Amsterdam* (1982), 321.
- [13] R. L. Forward, *Phys. Rev. D* **17** (1978), 379.
- [14] F. Acernese *et al.*, *The status of Virgo Class. Quantum Grav.* **22** (2005), S185-S191.
- [15] D. Sigg, *Class. Quantum Grav* **19** (2002), 1429.
- [16] B. Wilke *et al.*, *Class. Quantum Grav.* **19** (2002), 1377.
- [17] M. Ando *et al.*, *Class. Quantum Grav.* **19** (2002), 1409.
- [18] H. Kogelnik, T. Li, *Applied Optics* **5** (1966), 1550.
- [19] F. Bondu *et al.*, *Class. Quant. Grav.* **19** (2002), 1829.
- [20] R. Flaminio *et al.*, *Class. Quant. Grav.* **19** (2002), 1857.
- [21] L. Derome, *Le système de détection de l'expérience VIRGO dédiée à la recherche d'ondes gravitationnelles*, Thèse de doctorat, Université de Savoie (1999).
- [22] R. Flaminio *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **409** (1998), 477.
- [23] S. Braccini *et al.*, *Astropart. Phys.* **23** (2005), 557.
- [24] A. Bernardini *et al.* *Rev. Sci. Instrum.* **70** (1999), 3463.

- [25] M. Punturo, *The VIRGO sensitivity curve* Note Virgo VIR-NOT-PER-1390-51 (2003).
- [26] P. R. Saulson, Phys. Rev. D **42** (1990), 2437.
- [27] S. Braccini *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66** (1995), 2672.
- [28] G. Losurdo, Class. Quantum Grav. **19** (2002), 1631.
- [29] F. Acernese *et al.*, Astropart. Phys. **20** (2004), 617.
- [30] R. Flaminio, H. Heitmann, Phys. Lett. A **214** (1996), 112.
- [31] F. Cavalier, *Le contrôle global de Virgo* Thèse d'habilitation à diriger des recherches, Université Paris Sud, LAL 01-69 (2001).
- [32] F. Arcenese *et al.*, *The variable finesse locking technique* Proceedings de la conférence Amaldi 6, Okinawa, Japon, 20-24 Juin 2005.
- [33] F. Acernese *et al.*, *The Automatic Alignment System in VIRGO* Proceedings de la conférence Amaldi 6, Okinawa, Japon, 20-24 Juin 2005.
- [34] F. Acernese *et al.*, *The design and performance of an Anderson-technique based alignment system*, Proceedings de la conférence Amaldi 6, Okinawa, Japon, 20-24 Juin 2005.
- [35] JY. Vinet, *Backscattering of MC end mirror*, Note Virgo VIR-NOT-OCA-1390-221 (2002).
- [36] E. Tournefier *et al.*, *Upgrade of the detection bench electronics*, Note Virgo VIR-NOT-LAP-1390-270 (2004).
- [37] M. Barsuglia, *Stabilisation en fréquence du laser et contrôle de cavités optiques à miroirs suspendus pour le détecteur interférométrique d'ondes gravitationnelles VIRGO*, Thèse de doctorat, Université d'Orsay (1999).
- [38] E. Calloni, F. Barone, L. Di Fiore, A. Grado, P. La Penna, L. Milano, Optics Communications **142** (1997), 50.
- [39] E. Calloni, Communication personnelle.
- [40] F. Beauville, *Prélude à l'analyse des données du détecteur Virgo : De l'étalement à la recherche de coalescences binaires*, Thèse de doctorat, Université de Savoie (2005).
- [41] B. Caron *et al.*, Astropart. Phys. **10** (1999), 369.
- [42] M. Laval, F. Bondu, JY. Vinet, *Optical simulation, mirror curvatures and long arms*, Note Virgo VIR-NOT-OCA-1390-300 (2005).
- [43] R. Flaminio, R. Gouaty, E. Tournefier, *Search for noise sources in C1 and C2 sensitivities*, Note Virgo VIR-NOT-LAP-1390-277 (2004).
- [44] H. Trinquet, *Caractérisation de la source laser du détecteur d'ondes gravitationnelles VIRGO*, Thèse de doctorat, Université de Nice - Sophia Antipolis (2003)
H. Trinquet, F. Bondu, *Comparison of two different topologies for frequency stabilisation of the laser*, Note Virgo VIR-NOT-OCA-1390-178 (2001).
- [45] H. Heitmann, Communication personnelle.

- [46] R. Flaminio, R. Gouaty, E. Tournefier, *Analysis of the sensitivity of the re-combined interferometer during C4 and C5 runs*, Note Virgo VIR-NOT-LAP-1390-312 (2006).
- [47] F. Bondu, *Asymmetry in Virgo interferometer due to Perot-Fabry effect in corner mirrors: Analytical study* (1996), Communication personnelle.
- [48] http://wwwcascina.virgo.infn.it/commissioning/OPC/Documents/ROC_measurement.pdf
- [49] R. Flaminio, Communication personnelle.
- [50] R. Flaminio, R. Gouaty, E. Tournefier, *Analysis of the sensitivity of the recycled interferometer during C5, C6 and C7 runs*, Note Virgo VIR-NOT-LAP-1390-313 (2006).

Remerciements

C'est de gaieté de coeur que je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont accueilli, aidé, et soutenu pendant ces trois années passées au LAPP.

Je tiens tout d'abord à remercier Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire. Je remercie également Jacques Colas d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

J'adresse mes remerciements à Luc Blanchet et Francesco Fidecaro pour avoir accepté la responsabilité de rapporteurs, ainsi qu'à Eric Aubourg et Benoît Mours pour leur participation à mon jury de thèse.

Je remercie tous les membres de la collaboration Virgo. En particulier je voudrais remercier les personnes avec lesquelles j'ai tout spécialement interagi dans le cadre de mon travail de thèse. Je remercie donc Lisa Barsotti, Matteo Barsuglia, François Bondu, Stefano Braccini, Alain Brillet, Frederic Cleva, Alberto Gennai, Henrich Heitmann, Giovanni Losurdo, Ettore Majorana, Paolo Ruggi et Andrea Vicéré pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée. Je prie les autres membres de la collaboration de m'excuser de ne pas les nommer, et néanmoins de bien vouloir croire en toute ma gratitude.

Je remercie très chaleureusement tous les membres du groupe Virgo du LAPP pour le soutien et l'amitié qu'ils m'ont témoignés tout au long de ma thèse. Ce fut pour moi un très grand honneur de travailler avec eux, et c'est avec beaucoup de nostalgie que je m'apprête à les quitter. Un très grand merci à Luccio Baggio, Fabrice Beauville, Damir Buskalic, Daniel Grosjean, Sonia Karkar, Nicolas Letendre, Frédérique Marion, Alain Masserot, Didier Verkindt, Sébastien Vilalte, et Michel Yvert. Je souhaite bon courage à Daniel pour la rédaction de son mémoire (sans vouloir lui mettre la pression). Je voudrais également remercier mon ancien voisin de bureau, Laurent Fournier, pour toute sa gentillesse, et tous les cours de C qu'il m'a donnés quand je travaillais sur PrMoni. Je souhaite bon courage à mon voisin de bureau actuel, Gérard Levanic, pour la fin de son stage. Et bien sûr je souhaite beaucoup de réussite et d'épanouissement dans le "noise hunting" à Valeria Granata !

Je remercie l'ensemble du personnel du laboratoire qu'il m'a été très agréable de côtoyer pendant ces trois années au LAPP. Je voudrais aussi saluer tous mes compagnons thésards et postdocs, et remercier avec une mention spéciale ceux qui m'ont supporté au quotidien et remonté le moral pendant la rédaction de ma thèse...

J'aimerais adresser un très grand merci à Benoît Mours pour l'accueil qu'il m'a réservé à mon arrivée dans le groupe, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse habilité, pour sa grande disponibilité, et pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués.

Enfin, même si les mots vont me manquer pour réussir à exprimer toute l'étendue de ma gratitude, je voudrais remercier du fond du coeur Raffaele Flaminio et Edwige Tournefier, sans qui cette thèse n'aurait pu voir le jour. Je les remercie pour tout le temps qu'il m'ont accordé et toute la patience dont ils ont fait preuve. Je les remercie pour tout ce qu'ils m'ont appris, et pour le soutien constant qu'ils m'ont apporté. Je les remercie pour leur générosité, leur gentillesse, et leur grandeur d'âme. C'est avec beaucoup de bonheur que j'ai travaillé avec eux, et je tiens à ce qu'ils sachent combien je leur suis reconnaissant de m'avoir permis un tel épanouissement. Donc merci à tous les deux, Edwige et Raffaele !