

Analyse de données de l'expérience VIRGO

Daniel GROSJEAN

LAPP, Annecy



Résumé

Le détecteur interférométrique d'ondes gravitationnelles (OG) VIRGO [1] approche de sa sensibilité nominale. Dans ce contexte, les méthodes d'analyse de données doivent être prêtes pour traiter un important flux de données. On présente les principes généraux d'analyse appliqués à l'étude des systèmes binaires. Les performances de la chaîne d'analyse pour l'étude du run technique C6 sont introduites. On aborde également la mise en oeuvre de la recherche de systèmes binaires de trous noirs. Enfin, une amélioration de la résolution temporelle dans le cadre d'une analyse en réseau est présentée.

55.1 Introduction

Le détecteur VIRGO fait partie du réseau de détecteurs interférométriques d'OG [2] aujourd'hui en développement. Il atteindra prochainement sa sensibilité nominale où une première détection est envisageable. Cette échéance demande de maîtriser les outils d'analyse de données adaptés aux différents types de sources et aussi de préparer l'analyse en réseau.

L'évolution de sa sensibilité est ponctuée de runs techniques. Après avoir introduit la méthode de détection des OG avec VIRGO et les principes généraux d'analyse appliqués aux systèmes binaires, on présente quelques résultats d'analyse préliminaire du run technique C6. On détaille ensuite l'intérêt de la recherche des systèmes binaires de trous noirs et les étapes nécessaires à sa mise en oeuvre effective pour l'analyse de données. Enfin, dans le cadre de la préparation de l'analyse en réseau, on présente une méthode qui permet d'améliorer la résolution temporelle, paramètre utile pour la localisation des sources.

55.1.1 Détection des OG et analyse de données

Les ondes gravitationnelles sont une prédiction de la théorie de la Relativité Générale. L'information sur la variation du champ gravitationnel d'un objet astrophysique se propage par l'intermédiaire de ces ondes à la vitesse de la lumière selon deux états de polarisation.

Sous l'effet d'une OG, un ensemble de masses libres disposées en cercle subira une contraction dans une direction et une contraction dans la direction perpendiculaire. L'interféromètre VIRGO va donc répondre au passage d'une OG par une modification différentielle ΔL de la longueur L de ces deux bras. L'amplitude de l'onde gravitationnelle est alors : $h = 2 \frac{\Delta L}{L}$.

La faible amplitude des ondes gravitationnelles nécessite d'adopter une configuration optique plus complexe que celle d'un interféromètre simple. On trouvera des détails sur la configuration optique finale de VIRGO dans [3].

Les méthodes d'analyse de données dépendent du type de sources considérées. On s'intéresse ici à des sources dites transitoires correspondant à la phase spirale d'un système binaire d'étoiles à neutrons ou de trous noirs. Pendant cette phase, les deux astres se rapprochent sous l'effet de la perte d'énergie par émission de rayonnement gravitationnel. Le signal d'OG émis pendant cette phase est décrit par des corrections post-newtoniennes au formalisme quadrupolaire. Il s'agit d'un *chirp* : signal dont l'amplitude et la fréquence croissent dans le temps. La connaissance théorique précise du signal d'OG (noté dans la suite h_T) pendant cette phase permet de mettre en oeuvre une analyse basée sur une méthode de filtrage adapté. Notons que ce signal dépend principalement des paramètres intrinsèques que sont la masse des deux objets du système (m_1, m_2).

L'étape préliminaire à toute analyse consiste à "re-construire" le signal d'onde gravitationnelle. Il s'agit à partir du signal en sortie de l'interféromètre (mesure de déphasage de la figure d'interférence) d'inverser l'effet de réponse du détecteur pour construire la série temporelle $h(t)$ contenant l'information de déformation due à l'OG. Contribue à cette série utilisable par les algorithmes d'analyse le bruit du détecteur $n(t)$ auquel s'ajoute un éventuel signal d'OG, $s(t)$.

Dès lors, la méthode de filtrage adapté peut-être mise en oeuvre. Elle consiste à calculer une corrélation entre $h(t)$ et $h_T(t)$:

$$\langle h, h_T \rangle = 2 \left[\int_{f_i}^{f_s} \frac{\tilde{h}(f) \tilde{h}_T^*(f)}{S_n(f)} df + cc \right] \quad (55.1)$$

(où le tilde désigne la transformée de Fourier).
On introduit alors le rapport signal sur bruit :

$$SNR = \frac{\langle s, h_T \rangle}{\sqrt{\langle h_T, h_T \rangle}} \quad (55.2)$$

Les valeurs (m_1, m_2) caractérisant la source et définissant $h_T(t)$ n'étant pas connues a priori, on doit filtrer les données avec un ensemble de formes d'ondes théoriques ou calques $h_T(t)$. Cet ensemble de calques est construit en utilisant un algorithme de placement [4] qui permet de couvrir l'espace des paramètres; on construit ainsi une grille de calques.

En calculant la corrélation entre les données reconstruites et l'ensemble des calques, on est capable de déterminer la présence ou l'absence d'un signal d'OG (d'amplitude suffisante) dans les données.

55.2 Analyse du run technique C6

Le commissioning du détecteur VIRGO a commencé en novembre 2003. Depuis décembre 2004, le détecteur fonctionne dans sa configuration optique finale (interféromètre recyclé). L'évolution du commissioning est ponctuée de runs techniques qui permettent de définir les performances du détecteur. Le sixième run C6 s'est déroulé en août 2005 pendant 14 jours avec un cycle utile de 85 %.

La sensibilité atteinte pendant ce run a été améliorée par rapport au run C5 [5] sur toute la bande de fréquence d'environ un ordre de grandeur. Elle atteint $8.10^{-22}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 800 Hz. Malgré cette amélioration de sensibilité, la stationnarité de l'interféromètre est peu satisfaisante. Différentes améliorations au cours du run (atténuation de lumière diffusée, réalignement du faisceau sur la cavité optique d'entrée permettant d'obtenir un profil de puissance gaussien, amélioration de la stabilisation en puissance du faisceau) ont permis d'atteindre une distance horizon (distance à laquelle un système binaire d'étoiles à neutrons de masse $1.4 M_\odot$ optimalement orienté est détecté avec un SNR de 8) supérieure à 300 kPc.

Une des méthodes permettant de tester les performances de la chaîne d'analyse pendant le run consiste à simuler l'effet d'une OG sur VIRGO en imposant aux miroirs de bout de bras des mouvements modifiant leur longueur. L'amplitude très faible de ces mouvements est déterminée en fonction du niveau de bruit avant le début du run. La variation du niveau de bruit se traduit par une variation du SNR auquel les injections sont détectées. Au cours du run C6 ont eu lieu quatre périodes d'injections.

La figure 55.1 montre les distributions de SNR obtenues par une analyse mono-calque (on filtre les données

avec un unique calque correspondant au signal injecté) de la première et de la dernière périodes d'injection. Pour ces périodes ainsi que les deux autres, toutes les injections sont détectées. La variation de SNR des injections mentionnée précédemment est observée. La nette amélioration de la sensibilité due à l'atténuation de la lumière diffusée après quelques jours de run se traduit par la détection des injections à des SNR (~ 27) nettement supérieurs au SNR maximum de la distribution de bruit (~ 13).

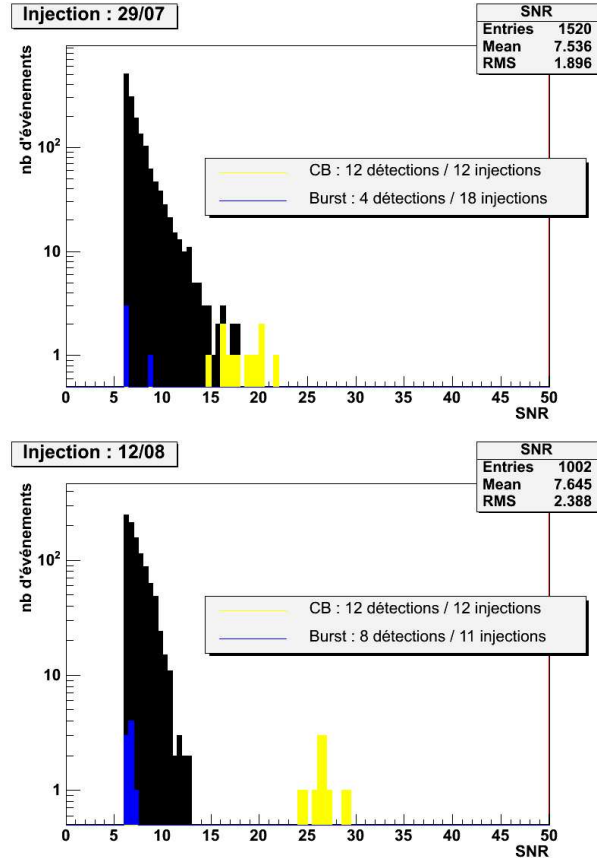


FIG. 55.1 – Distribution de SNR pour la première et la dernière période d'injection. (CB : signal simulant une coalescence binaire, Burst : signal simulant une source impulsive)

Cette analyse des injections permet de conclure au fonctionnement correct de la chaîne d'analyse : reconstruction, corrélation puis détection.

Un autre aspect important de l'analyse consiste à ce stade à comprendre les événements de bruit à haut SNR (>20) qui apparaissent lorsqu'on fait une analyse complète. Ceux-ci sont dus à des non-stationnarités du bruit du détecteur. Dans le cas idéal d'un bruit stationnaire et gaussien, la probabilité d'avoir un SNR au-delà du seuil décroît exponentiellement avec un SNR croissant.

Par l'étude des canaux auxiliaires du détecteur, on a pu mettre en évidence l'origine de nombreux événements de bruit à haut SNR. Il s'agit par exemple de non-stationnarité dans le courant de certains actionneurs, de saturation de signaux de correction...

Cette étape permet de définir un niveau de qualité des données. Pour les données ayant une qualité suffisante, le travail consiste ensuite à définir des vetos (étude de la répartition du SNR en fonction de la fréquence, ...)

55.3 Intérêt de la recherche des systèmes binaires de trous noirs

Lorsqu'on se place dans le cadre de l'approximation newtonienne, le rapport signal sur bruit est donné pour une source située à la distance d par :

$$SNR \propto \frac{\mathcal{M}^{5/6}}{d} \quad (55.3)$$

où $\mathcal{M} = \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\right)^{3/5} (m_1 + m_2)$ désigne la *chirp mass*.

Pour une détection à SNR fixé, augmenter la *chirp mass* permet d'augmenter le volume sondé et donc d'accroître la probabilité de détection.

Les objets rencontrés lorsque la *chirp mass* croît sont des systèmes binaires de trous noirs (BH-BH) ou des systèmes binaires mixtes trou noir - étoile à neutrons (BH-NS). La méthode de recherche des signaux d'OG émis par de telles sources est similaire à celle mise en œuvre dans le cas des systèmes binaires d'étoiles à neutrons : reconstruction, corrélation, détection.

La différence essentielle tient au fait que les formes d'ondes théoriques (obtenues par développement post-newtonien en v/c où v est la vitesse orbitale et c la vitesse de la lumière) utilisées pour décrire les systèmes binaires d'étoiles à neutrons ne conviennent plus dans le cas de systèmes BH-BH ou BH-NS.

Ces développements sont suffisamment précis lorsque la dynamique du système est faiblement relativiste ($v \ll c$). C'est le cas pour des systèmes binaires NS-NS lorsqu'on s'intéresse à l'émission d'OG dans la bande de fréquence $\Delta\nu_{det} = [40 \text{ Hz}, 2000 \text{ Hz}]$ de bonne sensibilité du détecteur. La dynamique devient fortement relativiste en fin de phase spiralante où pour un système NS-NS de masse 1.4-1.4 M_\odot les OG sont émises à une fréquence de 3.5 kHz.

Pour des systèmes binaires BH-BH ou BH-NS, la fréquence des OG à la fin de la phase spiralante est dans la bande de fréquence $\Delta\nu_{det}$ (elle vaut environ 500 Hz pour un système de deux trous noirs de masse 10 M_\odot). Les développements post-newtoniens (développement de Taylor) ne constituent plus alors une approximation satisfaisante.

Pour pallier à ce problème, des développements plus précis peuvent être utilisés. Une première amélioration consiste à ne pas restreindre le terme d'amplitude à l'approximation newtonienne mais de le développer comme le terme de phase dans les développements post-newtoniens (modèle "Taylor amplitude"). Une resommation de développement post-newtonien permet d'obtenir de meilleures propriétés de convergence (approximation de Padé) [6]. Un modèle effectif EOB ("effective one body") a également été développé [10].

Le problème rencontré tient au fait que les différents modèles alors disponibles montrent des comportements différents. Ceci est quantifié en calculant deux grandeurs : fidélité et effectivité.

La fidélité quantifie le recouvrement (% du SNR détecté) entre calques de modèles différents mais définis par les mêmes paramètres de masse. Une telle grandeur est importante dans un but d'estimation de paramètres.

L'effectivité est une mesure du recouvrement maximal que l'on peut obtenir entre calques de familles différents. Ce recouvrement maximal peut être obtenu pour des paramètres de masse (m_1, m_2) différents. C'est la quantité pertinente quand on s'attache uniquement à détecter un signal ; ce qui constitue notre premier objectif.

Le choix du modèle à utiliser pour la recherche des systèmes binaires de trous noirs passe par une comparaison des différents modèles mentionnés précédemment. On ne donnera pas ici les résultats détaillés de l'analyse. La figure 55.2 montre la variation de l'effectivité de détection d'un calque "Taylor amplitude" par un calque "Padé" en fonction de la masse totale du système. Dans la région des hautes masses, l'effectivité est faible (< 0.70 pour une masse totale de 40 M_\odot). Supposons que le modèle "Taylor amplitude" corresponde au signal physique émis par la source. Filtrer les données avec des calques "Padé" occasionnera une perte de SNR irréductible due au mauvais recouvrement entre ces calques. A cette perte s'ajoute celle due au pavage de l'espace des paramètres. Ces pertes de SNR se traduisent par une diminution du taux de détection (une perte de SNR de 5 % se traduit par une diminution du taux de détection de 15 %). Il faut donc limiter ces pertes. En premier lieu, on cherche à limiter les pertes dues au choix des calques pour le filtrage.

Pour cela, une stratégie consiste à développer une nouvelle famille de calque. Il s'agit de calques effectifs non physiques construits de façon à avoir un recouvrement maximal avec l'ensemble des modèles disponibles. Les détails sur la construction de cette famille de calques de détection peuvent être trouvés dans [6], [7], [8] et [9]. Par construction, cette famille de calques permet d'obtenir un bon recouvrement avec l'ensemble des calques existants. Sous l'hypothèse que la conjonction des différents modèles disponibles recouvrent le signal physique mieux que chacun des modèles pris séparé-

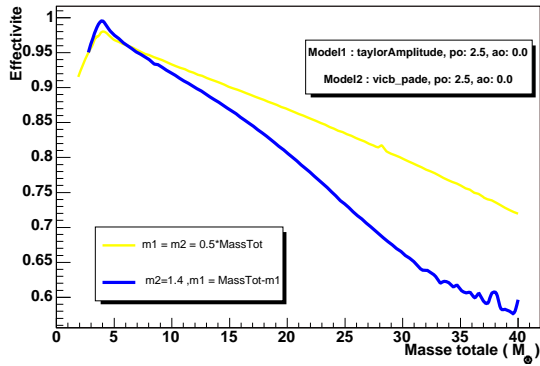


FIG. 55.2 – Variation de l'effectivité de détection d'un calque issu d'un modèle "Taylor amplitude" par un calque "Padé" en fonction de la masse totale du système binaire

ment, cette famille est un atout pour la recherche des systèmes binaires de trous noirs.

L'étape suivante va consister à vérifier cette dernière hypothèse, puis à implémenter les calques de détection dans la chaîne d'analyse. Cette étape nécessite quelques adaptations au regard de la façon dont sont générés ces calques. De plus, l'espace des paramètres à considérer est de dimension 3 ce qui nécessite une méthode de pavage différente.

55.4 Analyse en réseau et amélioration de la résolution temporelle

Pour garantir une couverture complète du ciel et pouvoir exclure les événements de bruit avec "certitude", une analyse en réseau est nécessaire. Elle est d'autant plus nécessaire au regard du faible nombre d'événements attendus avec la première génération de détecteurs. Le travail que l'on présente ici est le résultat d'une collaboration avec l'expérience américaine LIGO.

L'analyse en réseau permettra également de faire des études astrophysiques ; par exemple, de déterminer la localisation des sources. Avec trois détecteurs distants, on peut reconstruire par une méthode de triangulation deux angles déterminant la position de la source dans le ciel. La localisation d'une source sera d'autant meilleure que la résolution temporelle sur le temps de vol est faible.

On propose une méthode d'amélioration de cette résolution sachant que la meilleure résolution est obtenue dans le cas d'une analyse mono-calque. Dans le cas d'une analyse avec une grille, le *mismatch* (mauvais recouvrement) entre calque et signal entraîne une perte de résolution.

L'idée de base pour compenser l'effet du *mismatch*

est une nouvelle définition du temps de référence des événements. De façon standard, ce temps est défini comme le temps du déclenchement (défini par le temps du maximum en sortie du filtre adapté) auquel s'ajoute la durée de la phase spiralante.

Le nouveau temps de référence que l'on définit est calculé en ajoutant au temps du déclenchement une durée définie comme le temps mis pour le signal d'onde gravitationnelle pour passer d'une fréquence f_0 (fréquence basse de la fenêtre de sensibilité du détecteur) à une fréquence f_{stop} à déterminer. La raison pour laquelle on peut s'attendre à une amélioration de la résolution temporelle tient à la répartition en fréquence de la densité de SNR piquée à basse fréquence (~ 200 Hz).

Les résultats obtenus en appliquant cette nouvelle définition du temps de référence sont illustrés sur la figure 55.3. Elle montre que la résolution temporelle sur le temps de vol entre les détecteurs VIRGO et LIGO Hanford atteint un minimum pour une fréquence d'environ 200 Hz. Les traits horizontaux haut et bas indiquent respectivement la résolution temporelle obtenue avec la définition standard du temps de référence et la meilleure résolution que l'on peut obtenir. On se rapproche nettement de cette dernière et on gagne à 200 Hz un facteur 2 sur la résolution standard. On obtient le même type de résultat pour d'autres couples de détecteurs.

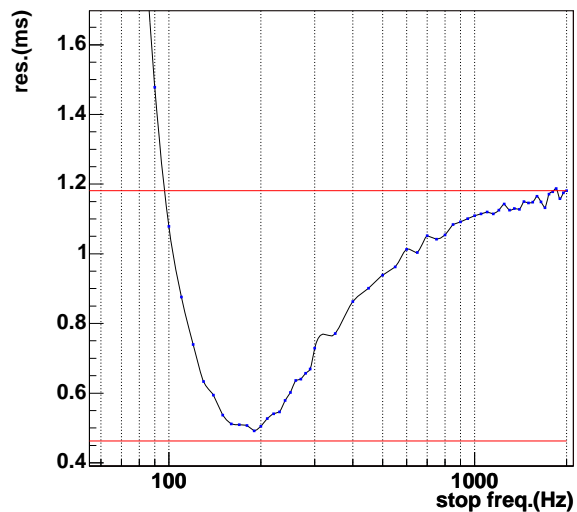


FIG. 55.3 – Variation de la résolution temporelle sur le temps de vol entre VIRGO et LIGO Hanford en fonction de f_{stop}

55.5 Conclusion

On a présenté différents aspects de l'analyse de données pour la recherche des ondes gravitationnelles : recherche des systèmes binaires NS-NS, mise en oeuvre

de la recherche des systèmes binaires BH-BH, développement de l'analyse en réseau.

Ils pourront être testés sur les premières données scientifiques prises par VIRGO durant l'année 2006.

Références

- [1] Site de l'expérience VIRGO,
<http://www.virgo.infn.it>
- [2] Autres détecteurs interférométriques,
LIGO <http://www.ligo.caltech.edu>,
GEO <http://www.geo600.uni-hannover.de>,
TAMA <http://http://tamago.mtk.nao.ac.jp>
- [3] Le système de détection de l'expérience VIRGO dédiée à la détection des ondes gravitationnelles, Thèse de L. Derome,
<http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00003061>
- [4] Variable placement of templates technique in a 2D parameter space for binary inspiral searches, F. Beauville et al., *Class. Quantum Grav.* 22 (2005) 4285-4309
- [5] Courbes de sensibilités de VIRGO,
<http://wwwcascina.virgo.infn.it/DataAnalysis/Calibration/sens.html>
- [6] A. Buonanno, Y. Chen, M. Vallisneri, *Phys. Rev. D* 67 020416 (2003)
- [7] A. Buonanno, Y. Chen, M. Vallisneri, *Phys. Rev. D* 67 104025 (2003)
- [8] A. Buonanno, Y. Chen, M. Vallisneri, *Phys. Rev. D* 69 104017 (2004)
- [9] A. Buonanno, Y. Chen, M. Vallisneri, *Phys. Rev. D* 70 104003 (2004)
- [10] Detecting Binary Black Holes with efficient and reliable templates, T. Damour, B.R. Iyer, B.S. Sathyaprakash, arXiv :gr-qc/0012070