



# Recherche de pulsars en systeme binaire avec l'interferometre VIRGO

J. Ramonet

► **To cite this version:**

J. Ramonet. Recherche de pulsars en systeme binaire avec l'interferometre VIRGO. Journees Jeunes Chercheurs 2002, Dec 2002, Aussois, France. pp.115-118, 2003. <in2p3-00014173>

**HAL Id: in2p3-00014173**

**<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00014173>**

Submitted on 25 Nov 2003

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

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

# Recherche de pulsars en système binaire avec l'interféromètre VIRGO

Julien Ramonet

LAPP, Annecy (julien.ramonet@lapp.in2p3.fr)

## Résumé

L'expérience VIRGO [1], les ondes gravitationnelles émises par les étoiles à neutrons en système binaire et une première méthode visant à leur détection sont présentées.

## 1 Introduction

Les ondes gravitationnelles constituent l'une des dernières grandes prédictions de la relativité générale qui n'aient pas encore été vérifiées expérimentalement aujourd'hui. La quête pour ces ondes gravitationnelles a débuté dans les années 60, en vain jusqu'ici. La nouvelle génération de détecteurs, les grands interféromètres terrestres, entrera très prochainement en service, avec un réel potentiel de découverte. Je décrirai dans un premier temps les ondes gravitationnelles, pour m'intéresser ensuite au fonctionnement de VIRGO. Nous verrons ensuite les pulsars et le signal qu'ils émettent, et la méthode de détection proposée.

## 2 Les ondes gravitationnelles

### 2.1 L'équation d'Einstein

La relativité générale est une description *géométrique* de la gravitation : les forces de gravité sont décrites par la *métrique* : "la masse dit à l'espace-temps comment se courber, et la courbure de l'espace-temps dit à la masse comment se déplacer". Les hypothèses sont simples : les lois sont indépendantes du référentiel considéré et la masse inertielle (du principe fondamental de la dynamique  $\Sigma \vec{f} = m_i \times \vec{a}$ ) est la même que la masse grave (de  $\vec{P} = m_g \times \vec{g}$ ). A partir de ces deux hypothèses, il apparaît que la présence d'une masse modifie les longueurs et le temps. Cette influence est décrite par l'équation d'Einstein :

$$G^{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T^{\mu\nu}, \quad (1)$$

où  $G^{\mu\nu}$  et  $T^{\mu\nu}$  sont les tenseurs symétriques décrivant respectivement la courbure et la densité d'énergie-impulsion en chaque point de l'espace,  $G$  et  $c$  étant la constante de gravitation et la vitesse de la lumière dans le vide. Le facteur de normalisation  $8\pi$  permet de retrouver la relation fondamentale de la dynamique en linéarisant (1).

### 2.2 Linéarisation en champ faible

Dans le vide et en champ faible, on peut linéariser la métrique, c'est-à-dire l'écrire sous la forme :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2)$$

où  $\eta_{\mu\nu}$  est la métrique plate de Minkowski (introduite par la relativité restreinte), et  $h_{\mu\nu}$  est une petite perturbation. On peut alors linéariser l'équation (1). Après un changement de jauge (jauge de Lorentz) qui laisse invariantes les propriétés physiques, on obtient finalement :

$$\left( \vec{\nabla}^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \tilde{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (3)$$

( $\tilde{h}_{\mu\nu}$  est l'expression de la perturbation après le changement de jauge). Nous avons bien là une équation d'onde.

### 2.3 La jauge TT

Le passage à la jauge de Lorentz n'épuise pas les possibilités de changement de jauge : on en effectue un deuxième pour se placer dans la jauge transverse et sans trace (TT). Ainsi, dans le cas d'une onde se propageant selon l'axe  $z$ , on obtient :

$$h^{TT} = (h_+ e_+ + h_\times e_\times) \cdot e^{i(kz - \omega t)} \quad \text{avec} \quad (4)$$

$$e_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e_\times = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Les ondes gravitationnelles possèdent 2 états de polarisation  $e_+$  et  $e_\times$ . L'effet du passage d'une telle onde sur un anneau de masses libres (soumises à aucune force) est représenté sur la figure 1.

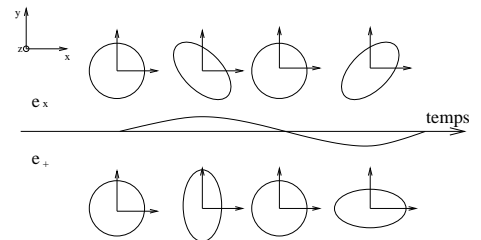


FIG. 1 – Effet d'une OG sur un anneau de masses libres.

## 3 L'expérience VIRGO

### 3.1 Principe de détection

Lors du passage d'une onde gravitationnelle, les distances et le temps sont modifiés : une onde d'amplitude  $h$  modifie une longueur  $l$  de  $\delta l$ , telle que

$$h = 2 \frac{\delta l}{l} \quad (6)$$

Cependant, d'après le principe d'équivalence, on ne peut mesurer que des variations *relatives* de longueurs : il faut comparer des longueurs, tâche pour laquelle un interféromètre de Michelson est bien adapté. Les déplacements attendus sont de l'ordre de  $10^{-19}$  m.

Comme le montre la figure 2, VIRGO est un interféromètre de Michelson avec des bras de 3 km. La longueur des bras est limitée par la rotondité de la Terre : les miroirs de bout de bras ne sont pas parfaitement parallèles. Pour augmenter le trajet chemin optique, des cavités Fabry-Pérot sont installées dans les bras, portant le trajet des faisceaux à 120 km en moyenne. Enfin, pour augmenter la puissance lumineuse dans les cavités, et donc améliorer la sensibilité du détecteur, un miroir de recyclage renvoie la lumière dans l'interféromètre (l'interféromètre est maintenu sur la frange noire, et toute la lumière incidente est renvoyée vers le laser) : un laser de 20 W permet ainsi de disposer d'une puissance incidente de 1 kW sur la lame séparatrice. Les "mode cleaners" servent à nettoyer le signal lumineux en entrée et en sortie.

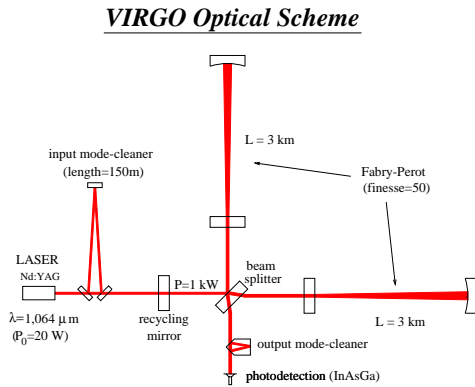


FIG. 2 – Schéma de l'interféromètre VIRGO.

### 3.2 Bruits de VIRGO et sensibilité

Pour détecter les ondes gravitationnelles, il faut disposer de masses libres, c'est-à-dire de masses qui ne sont soumises à aucune force. Cependant, les masses ont un mouvement résiduel, dû à plusieurs causes, dont il faut s'affranchir le plus possible. Les principaux bruits sont représentés sur la figure 3.

- **Le bruit sismique** : le sol de la Terre est en vibration permanente, avec une amplitude de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ ,

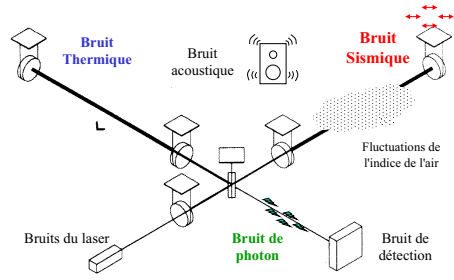


FIG. 3 – Les principaux bruits de VIRGO.

c'est-à-dire bien supérieure aux différences que l'on veut mesurer. Pour l'atténuer, la collaboration a développé des suspensions (les super-atténuateurs). Elles sont composées de 8 étages, et permettent d'atténuer le bruit sismique d'un facteur  $10^9$ . La résonance de ces suspensions a été repoussée vers les basses fréquences, et limite la sensibilité au-dessous de quelques Hz.

- **Le bruit thermique** : la première génération des grands interféromètres terrestres fonctionne à température ambiante. Les miroirs sont donc soumis à de l'agitation thermique, ce qui limite la sensibilité de VIRGO entre quelques Hz et quelques centaines de Hz.

- **Le bruit de photon** : le nombre de photons émis par le laser obéit à une statistique poissonnienne, et subit donc une fluctuation, pénalisante pour la sensibilité. De plus, une onde gravitationnelle de fréquence élevée sera moyennée, car le temps de trajet des photons ( $\simeq 120$  km) n'est plus négligeable par rapport à la période de l'onde. Ce bruit limite la sensibilité dans le domaine des hautes fréquences.

- **Autres sources de bruit** : il existe de nombreuses autres sources de bruit. Parmi elles, citons les bruits acoustiques (surveillés par des micros placés dans les bâtiments), les fluctuations d'indice de l'air dans les tubes à vide de 3 km, les bruits en puissance et en fréquence du laser, et les bruits de l'électronique de détection.

#### Sensibilité

La courbe de sensibilité, qui définit les performances de VIRGO, est la résultante de tous les bruits. Elle est représentée sur la figure 4.

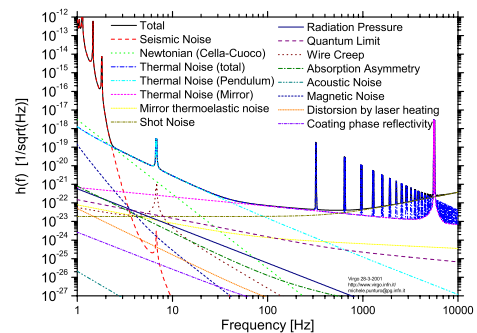


FIG. 4 – Sensibilité de VIRGO en fonction de la fréquence.

## 4 Les pulsars

Les pulsars sont l'une des 3 sources attendues et supposées accessibles aux grands interféromètres terrestres, les autres étant les coalescences d'étoiles binaires et les supernovæ [2].

### Les étoiles à neutrons

Une étoile à neutrons (je ne fais pas de différence ici entre 'pulsar' et 'étoile à neutrons') est le résidu de l'explosion d'une étoile de masse supérieure à 10 masses solaires ( $M_{\odot}$ ) environ. C'est un corps extrêmement compact : son rayon est de 10 km pour une masse de 1.4  $M_{\odot}$  environ. Elle est en rotation, avec une fréquence très stable, comprise entre quelques Hz et 1 kHz. Si, entre autres, elle ne présente pas une parfaite symétrie sphérique (présence d'une bosse), elle émet des ondes gravitationnelles.

### Caractéristiques du signal

Le signal émis par un pulsar présente une très grande stabilité. Ce signal, vu de la Terre, subit un fort effet Doppler, dû au mouvement du détecteur par rapport à la source. Cet effet Doppler a plusieurs causes : (1) la rotation de la Terre sur elle-même, (2) la rotation de la Terre autour du soleil, (3) dans le cas des systèmes binaires, la rotation du pulsar autour de son compagnon et (4) divers effets dus à la Lune et aux autres planètes du Système Solaire.

Ainsi, le signal est vu avec une fréquence variable, ce qui est la principale difficulté de cette étude. Les deux principaux effets sont dus aux points (2) et (3). La vitesse de la Terre autour du Soleil est de  $30 \text{ km.s}^{-1}$ , et la vitesse d'un pulsar en système binaire est de l'ordre de quelques  $\text{km.s}^{-1}$ . La fréquence apparente d'un pulsar de fréquence propre 100 Hz, de période orbitale 10 jours et de vitesse orbitale  $20 \text{ km.s}^{-1}$  est représentée sur la figure 5.

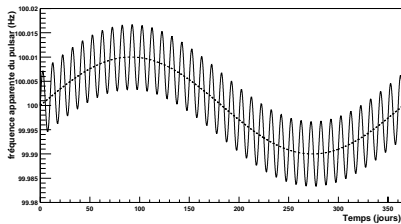


FIG. 5 – Fréquence apparente d'un pulsar de fréquence propre 100 Hz, de période orbitale 10 jours et de vitesse orbitale  $20 \text{ km.s}^{-1}$ . La courbe discontinue montre l'effet dû uniquement à la rotation de la Terre autour du Soleil.

## 5 Analyse

Je présente ici mon travail de thèse, c'est-à-dire la simulation du signal et son analyse [3, 4].

### 5.1 Simulation du signal

La collaboration a développé un programme de simulation de l'expérience, SIESTA [5], qui permet de simuler les différents aspects du détecteur, ainsi que les sources attendues. J'ai développé, à partir du module servant à simuler les pulsars, un module de simulation des pulsars en système binaire. Pour ce faire, il a fallu définir la paramétrisation de l'orbite, qui nécessite 6 paramètres : (1) la période orbitale du pulsar, (2) le demi-grand axe projeté (sur la ligne de visée), (3) l'excentricité de l'orbite, (4) la longitude du périastre, (5) le temps de passage au périastre (phase de l'orbite) et (6) le taux d'avance du périastre, un effet relativiste.

### 5.2 Transformée de Fourier et diagrammes temps-fréquence

Le signal du pulsar ayant une fréquence déterminée, la transformée de Fourier (TF) est un outil adapté. La longueur de la TF tient compte des effets Doppler dominants (voir figure 5), qui limitent le temps d'intégration. Le temps choisi pour étudier le pulsar PSR0034-0534 qui a été simulé est de 800 s. Le pulsar a les caractéristiques suivantes : une fréquence de 532.71 Hz, une orbite circulaire de période 1,6 jour. Autour de la fréquence du pulsar, on extrait les pics ayant une amplitude supérieure à la moyenne du bruit plus  $2 \sigma$ . Pour chaque pic sélectionné, on met un point à la fréquence correspondante dans un diagramme temps-fréquence. On empile les TF, et on retrouve la courbe de la figure 5 sur la figure 6.

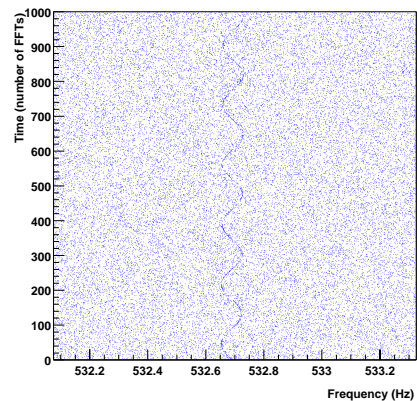


FIG. 6 – Diagramme temps-fréquence, de largeur 1.25 Hz et de longueur 800,000 secondes ( $1000 \times 1000$  cases).

### 5.3 La transformée de Hough

Le but est maintenant d'extraire le signal du bruit. Pour ce faire, on découpe le diagramme en petits carrés de  $50 \times 50$ , et on utilise la transformée de Hough [6], qui va nous donner les 10 "meilleures" droites de chaque carré.

Comme le montre la figure 7, cette technique prend tous les couples de points, calcule les paramètres de l'unique droite ainsi définie, et incrémente la case correspondante de l'histogramme  $(\rho, \theta)$ . Les pics de cet histogramme correspondent aux droites les plus "visibles".

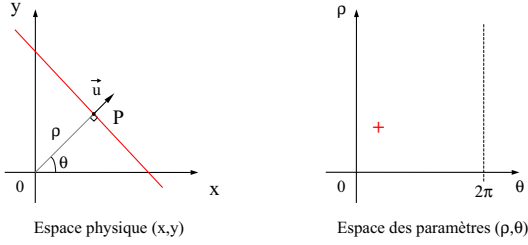
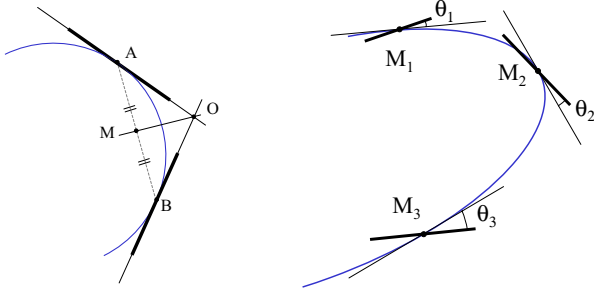


FIG. 7 – Principe de la transformée de Hough.

## 5.4 Coupures

Une fois toutes ces droites disponibles, on applique des coupures pour ne garder que les traces appartenant possiblement à une courbe d'effet Doppler : le but est de reconstruire la courbe de l'effet Doppler. On groupe les traces successivement par 2 et par 3, et on impose les conditions suivantes :



$$OM < d_1 \text{ and } |OA - OB| < d_2$$

$$|\theta_{i=\{1,2,3\}}| < \theta_{max} \text{ and } \Omega^2 = \sum_{i=1}^3 \theta_i^2 < \Omega_{max}^2$$

Les valeurs de  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $\theta_{max}$  et  $\Omega_{max}^2$  sont les paramètres à ajuster. Une fois les coupures appliquées, on retrouve les points qui appartiennent aux droites que l'on a conservées. Ces points sont représentés sur la figure 8.

## 5.5 Ajustements

A partir de ces points, il est possible, grâce à un ajustement avec MINUIT, d'extraire les paramètres du système binaire, à savoir : (1) la période orbitale et (2) la vitesse orbitale du pulsar, (3) la phase du système binaire ainsi que (4) la fréquence du pulsar vue à ce moment depuis la Terre. En réalisant les mêmes opérations sur plusieurs diagrammes temps-fréquence consécutifs, on peut obtenir la courbe de l'effet Doppler dû uniquement à la rotation de la Terre autour du Soleil (trait discontinu sur la figure 5). Avec cette courbe, il est possible de remonter à la position du pulsar en coordonnées écliptiques et à sa fréquence propre.

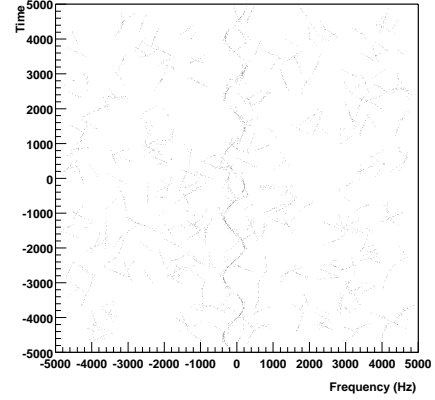


FIG. 8 – Points ayant passé les coupures.

## 6 Conclusion

La méthode présentée est la première méthode proposée pour la détection de pulsars en systèmes binaires. La sensibilité atteinte est de  $4.5 \times 10^{-24}$ , pour un bruit de variance  $\sigma = 2.3 \times 10^{-23} / \sqrt{\text{Hz}}$ . Au regard des prédictions théoriques actuelles, cette sensibilité ne permettra sans doute pas de détection directe, mais pourra néanmoins fournir la première limite supérieure sur l'amplitude des ondes gravitationnelles émises par des pulsars en système binaire.

## Remerciements

Je remercie les organisateurs de ces JJC 2002, et particulièrement ceux de la session "astroparticules et neutrinos" qui ont bien voulu tenir compte de mes contraintes.

## Références

- [1] Class. and Quant. Gravity **19** :1421-1428, 2002
- [2] K. Thorne in 300 years of gravitation, édité par S.W. Hawking et W. Israel, Cambridge University Press, pp. 364-400
- [3] J. Ramonet et M. Yvert. Simulation of gravitational waves signal from asymmetric spinning neutron stars in binary systems using SIESTA. (note interne)
- [4] J. Ramonet et M. Yvert. Towards the analysis of gravitational waves emitted by pulsars in binary systems. (note interne)
- [5] B. Caron et al. SIESTA, a time domain, general purpose, simulation program for the VIRGO experiment. Astroparticle Physics, **10** :369-386, 1999
- [6] P.V.C. Hough. Machine analysis of bubble chamber pictures. Int. Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation. CERN, 1959