

RECHERCHE COOPÉRATIVE SUR PROGRAMME N° 25

PATRICE HELLO

VIRGO : détection des ondes gravitationnelles d'origine cosmique

Les rencontres physiciens-mathématiciens de Strasbourg - RCP25, 1993, tome 45
« Conférences de P. Cartier, P. Di Francesco, J. Fröhlich, P. Hello, Ch. Kassel, V. Kharlamov, B. Khesin, J. Magnen, M. Rabaud, M. Schottenloher », , exp. n° 3, p. 27-36

http://www.numdam.org/item?id=RCP25_1993__45__27_0

© Université Louis Pasteur (Strasbourg), 1993, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la série « Recherche Coopérative sur Programme n° 25 » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

VIRGO : détection des ondes gravitationnelles d'origine cosmique

Patrice Hello

Groupe VIRGO

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire - Bât. 208

Université de Paris Sud, 91405 Orsay

Tél. : (16-1) 64 46 89 13

e-mail : HELLO@LALCLS.IN2P3.FR

Résumé : La collaboration franco-italienne VIRGO est sur le point de commencer la construction d'un interféromètre kilométrique pour détecter les ondes gravitationnelles d'origine cosmique. La sensibilité (densité spectrale) à atteindre est d'environ $h \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$, dans la fenêtre [10 Hz, 10 kHz], afin d'observer au moins quelques événements par an. Nous présentons les sources de bruit et les moyens de les contrôler, ainsi que les efforts technologiques inhérents.

1. ONDES GRAVITATIONNELLES ET SOURCES ASTROPHYSIQUES

L'émission d'ondes gravitationnelles (OG) par des corps accélérés est une prédiction caractéristique de la Relativité Générale. L'impossibilité de générer sur Terre des OG d'amplitudes détectables a conduit les physiciens à se tourner vers des événements de type "catastrophique" de l'univers. Les possibles sources astrophysiques d'OG sont légions et nous allons nous limiter aux sources "hautes-fréquences" (1 Hz à 10 kHz), les seules détectables par des instruments terrestres. Rappelons que l'amplitude d'une OG est une quantité sans dimension (l'OG est une perturbation propagative de la métrique locale de Minkowski).

1.1 Supernovae

L'efficacité de l'émission d'OG dépend fortement de l'asymétrie de l'effondrement de l'étoile qui donne lieu au phénomène de supernova. Les modèles numériques [1] donnent des amplitudes de l'ordre de $h \approx 10^{-23}$ à 15 Mpc (distance de l'amas Virgo), ce qui place les

supernovae juste au seuil de sensibilité des interféromètres VIRGO ou LIGO. Mais l'existence de résidus de supernovae très dissymétriques, comme la nébuleuse de la guitare [2], montre la possibilité d'émissions très fortes d'OG lors des effondrements. Les fréquences typiques attendues sont de l'ordre de 100 Hz à quelques kHz.

1.2 Coalescences de binaires compactes

Lorsque deux étoiles compactes (naines blanches, étoiles à neutrons ou trous noirs) orbitent l'une autour de l'autre, il y a forte émission d'ondes gravitationnelles. Les OG emmènent une fraction de l'énergie mécanique du système ce qui induit une diminution du rayon de l'orbite et une augmentation des vitesses orbitales : les deux étoiles sont vouées à une rencontre ultime (on dit qu'elles coalescent); l'émission d'OG est caractéristique : augmentation à la fois de la fréquence et de l'amplitude. Les derniers instants de la vie du couple seront détectables sur Terre (quand $\nu_{OG} >$ quelques Hz), et on attend quelques événements par mois à la distance de l'amas VIRGO.

1.3 Pulsars

On estime à plus de 100,000 le nombre de pulsars dans la Galaxie, et à plusieurs centaines le nombre de pulsars "millisecondes". Si ces derniers possèdent des asymétries (déformation de la croûte solide ...) ou précessent, ils sont susceptibles d'émettre des OG dans la fenêtre de fréquence désirée. Les amplitudes attendues sont faibles ($h \approx 10^{-24}$ au plus pour le Crabe) et dépendent de l'asymétrie (inconnue); par contre le signal est périodique et peut être intégré sur des mois.

1.4 Fond stochastique

Il résulte de la superposition de différentes sources plus ou moins exotiques, comme le fond cosmologique (analogue au rayonnement à 3 K), les OG émises par les vibrations de cordes cosmiques Pour l'observer il faut disposer de deux antennes en coincidence afin de faire la part du "bruit de fond" stochastique et des bruits des détecteurs.

2. DETECTION INTERFEROMETRIQUE DES ONDES GRAVITATIONNELLES

2.1 Principe

L'effet d'une OG d'amplitude h est de modifier la distance (relative) entre deux masses tests ($\Delta L \approx h L$); cet effet est de plus différentiel, car de signes contraires dans deux directions perpendiculaires. Ainsi, lors du passage d'une OG "à travers" un interféromètre de Michelson (IM), l'un des bras s'allonge pendant que l'autre rétrécit, et vice versa une demi période gravitationnelle plus tard, ce qui produit un déphasage entre les deux bras; c'est sur la mesure de ce déphasage dû à l'OG que repose le principe de la détection interférométrique

des OG. On peut montrer que le plus petit déphasage $\Phi_{\min}$ mesurable par un IM limité par le bruit de photons est atteint pour une frange noire et vaut [3] :

$$\Phi_{\min} = \left(\frac{h\nu}{\eta P} \right)^{1/2} \text{ rad.Hz}^{-1/2} \quad (1)$$

où ν est la fréquence du laser source délivrant une puissance P et η est le rendement quantique du photodétecteur. Le déphasage induit par une OG est $\Phi \approx (2\pi L / \lambda) h_{\text{OG}}$ (L est la longueur des bras de l'IM), d'où l'amplitude OG minimale détectable par interférométrie :

$$h_{\text{OG}}^{(\min)} \approx \frac{\lambda}{2\pi L} \left(\frac{h\nu}{\eta P} \right)^{1/2} \text{ .Hz}^{-1/2} \quad (2)$$

Numériquement, on obtient pour un laser de longueur d'onde $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ($\nu = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$) et délivrant 20 W : $\Phi_{\min} \approx 10^{-10} \text{ rad.Hz}^{-1/2}$ et, pour un IM de bras de 3 km :

$$h_{\text{OG}}^{(\min)} \approx 10^{-20} \text{ .Hz}^{-1/2}$$

Il y a presque 3 ordres de grandeur à gagner pour atteindre $3 \cdot 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$ qui est le but de VIRGO. La fréquence du laser étant fixée, on ne peut, d'après l'équation 2, jouer que sur la longueur et la puissance de la source.

2.2 Augmenter la longueur : cavités dans les bras

On ne peut augmenter indéfiniment la longueur des bras (pour des raisons de site ou de courbure de la Terre), mais on peut augmenter les longueurs optiques (longueurs physiques vues par la lumière) en remplaçant les bras simples de l'IM par des cavités. Le gain de sensibilité est de l'ordre de grandeur de la finesse des cavités [4]; on peut de plus choisir la finesse de façon à optimiser la réponse de l'appareil à une fréquence d'OG particulière : on montre de façon générale que la longueur d'un IM est optimale quand elle égale la demi longueur d'onde de l'OG. Ainsi un choix de finesse $F = 40$ (avec $L = 3 \text{ km}$) correspond à une fréquence d'OG optimale de $\nu_{\text{opt}} = 625 \text{ Hz}$. Remarquons qu'un choix de finesse trop élevée limiterait la bande passante (si $F \rightarrow \infty$ alors $\nu_{\text{opt}} \rightarrow 0$); une finesse modérée est un bon compromis entre la nécessité d'un gain par rapport à l'IM simple et l'exigence d'une bande passante large (de 10 Hz à 10 kHz)

2.3 Augmenter la puissance : le recyclage

On ne sait pas faire, à l'heure actuelle, de source laser continue, ultra-stable en fréquence et en amplitude et délivrant une puissance de l'ordre du kW. Cependant on peut augmenter la puissance circulant dans l'interféromètre grâce à la technique du recyclage [5]. L'IM étant en effet réglé sur une frange noire, toute la lumière est renvoyé vers la source; si on interpose un miroir, on forme avec l'IM (considéré comme miroir réfléchissant), une cavité qui, à résonance, induit un gain de puissance. Du point de vue de la séparatrice, le recyclage

simule une source de puissance effective : $P_{\text{eff}} = P_{\text{laser}} G$, où G est le gain de puissance dans la "cavité de recyclage". Le gain G prend la valeur optimale [4] : $G = 1 / p$, où p représente les pertes totales de l'IM; dans ce cas, le recyclage de puissance compense exactement les pertes, et toute la lumière est "utile" (il n'y a plus en particulier de lumière réfléchiée vers le laser); le miroir de recyclage réalise ainsi une sorte d'adaptation d'impédance.

Un laser de 20 W et un gain de recyclage de l'ordre de 50 forment une source équivalente de 1 kW, ce qui amène l'IM (avec des cavités de longueur 3 km et de finesse 40) à la sensibilité limitée par le bruit de photons :

$$h_{\text{min}} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$$

qui était l'objectif à atteindre. Le schéma de principe d'un tel interféromètre est donné par la figure 1.

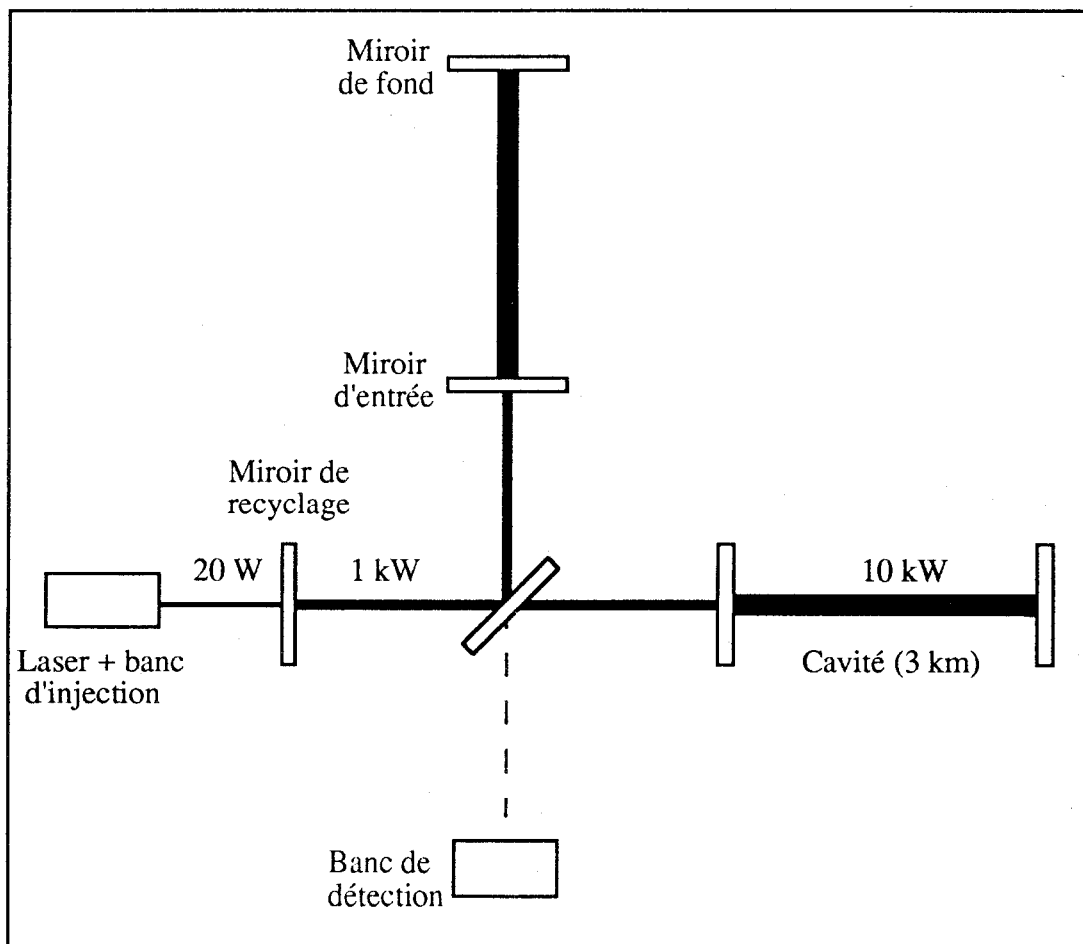


Fig.1 : Schéma d'un interféromètre à recyclage tel que VIRGO

3. BRUITS ET REMEDES

On va dans cette partie énumérer les sources de bruit essentielles, autres que le bruit de photon déjà décrit, ainsi que les moyens de les contrôler.

3.1 Bruit sismique

Le bruit sismique résulte des activités telluriques ou humaines. La première précaution à prendre est de choisir un terrain calme; le site choisi pour VIRGO est situé sur la plaine de l'Arno, près de Pise, d'activité sismique naturelle faible : la densité spectrale de déplacement induit a été mesurée et vaut :

$$\Delta x(\nu) \approx \frac{10^{-6}}{\nu^2} \text{ m. Hz}^{-1/2}$$

ce qui simule une OG d'amplitude $h \approx 7 \cdot 10^{-10} / \nu^2 \text{ .Hz}^{-1/2}$ (pour $L = 3\text{km}$). D'où la nécessité d'isoler les miroirs des perturbations sismiques.

Le principe de l'isolation sismique repose sur la remarque qu'un oscillateur harmonique, comme un pendule, peut être résonant pour une (ou plusieurs) fréquence propre ν_0 mais qu'en dehors, il joue le rôle d'un filtre de fonction de transfert [3, 6] :

$$|H(\nu)| \approx \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^2$$

Si on accroche N pendules identiques à la suite, on obtient la fonction de transfert :

$$|H(\nu)| \approx \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{2N}$$

Le "Super Atténuateur" (SA) développé pour VIRGO suit cette philosophie : c'est une chaîne de 7 ressorts à gaz avec quelques raffinements produisant aussi une isolation horizontale [6]. Les performances actuelles sont telles que VIRGO ne sera pas limité par le bruit sismique à basse fréquence (l'atténuation est meilleure que 10^{10} à 10 Hz).

2.2 Bruit thermique

Pour évaluer le bruit thermique, il faut passer en revue les différents résonateurs liés aux miroirs et susceptibles d'être affectés.

- miroirs : le bruit thermique lié au premier mode propre de vibration des miroirs (de masses M) possède, pour un mécanisme de dissipation interne caractérisé par un angle de perte $1/Q$, une densité spectrale [7] :

$$h_{\text{mir}} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{kT}{2\pi^3 M Q \nu_0^2}} \frac{1}{\nu^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{\left(1 - (\nu / \nu_0)^2\right)^2 + 1/Q^2}}$$

Le facteur de qualité Q a été mesuré à Orsay sur des substrats de silice polis et vaut $Q \approx 10^6$. La première fréquence de résonance d'un miroir de 30 kg de rayon 20 cm et d'épaisseur 10 cm est à 4.5 kHz (seule résonance en dessous de 10 kHz).

- fils de suspension : les fils de suspension sont des résonateurs (cordes de piano) et peuvent engendrer un bruit thermique. La densité spectrale du bruit thermique correspondant est, pour des fils de masse volumique ρ , de diamètre $2r$ et de longueur l [7, 8] :

$$h_{\text{fil}} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{kT \rho^2 l^3 r^4}{\pi^3 M^3 g Q}} \frac{1}{v} \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1/n^4}{\left(1 - (v/v_n)^2\right)^2 + 1/Q_n^2}}$$

où la somme porte sur tous les modes de vibration des fils. Les facteurs de qualité Q_n ont été mesurés au Caltech [8] et à Orsay et sont de l'ordre de $3 \cdot 10^5$ (premiers modes) à $3 \cdot 10^4$.

- pendule : le système (fils + miroir) forme un pendule de fréquence propre $(g/l)^{1/2} / 2\pi$, si l est la longueur des fils de suspension. Sous vide, le facteur de qualité d'un tel résonateur est de l'ordre de $Q > 10^6$ - 10^7 et le bruit thermique correspondant est (pour $v \gg v_0$) :

$$h_{\text{pend}}(v) \approx \frac{2 \cdot 10^{-19}}{v^{5/2}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$$

C'est un bruit important à basse fréquence (fréquences proches de la résonance), mais qui diminue rapidement comme $1/v^{5/2}$. L'influence des principaux bruits (bruits thermiques, bruit de photon et bruit sismique) est montrée sur la figure 2.

3.3 Bruits de fréquence du laser :

Les fluctuations de fréquence $\delta v(v)$ du laser vont être perçues, à travers les asymétries de l'IM, comme une source de bruit supplémentaire :

$$h_{\text{freq}}(v) \approx \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta F}{F} \right) \frac{\delta v(v)}{v}$$

L'asymétrie due à la finesse $\Delta F/F$ est, au mieux de la technologie optique, de l'ordre de 0.1%, ce qui implique une source laser stable à mieux que $\delta v(v) \approx 10^{-5} \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. La stabilisation de fréquence est obtenue par comparaison avec une cavité Fabry-Perot de référence, en utilisant la technique de Pound-Drever [9]. Les performances actuelles de la stabilisation se situent au niveau de $\delta v(v) \approx 10^{-4} \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, et on espère gagner encore en utilisant une cavité de référence solide (en U.L.E). Du filtrage en fréquence est aussi apporté par la cavité "Mode-Cleaner" située juste avant l'interféromètre principal; le but premier de cette cavité triangulaire de 150 m et de finesse $F = 1000$, est d'apporter un filtrage spatial du faisceau entrant dans l'interféromètre, mais le filtrage en fréquence supplémentaire apporté permet d'assouplir la contrainte sur la stabilité au laser source. Un

prototype de cavité Mode Cleaner de 30 m est en cours de test à Orsay.

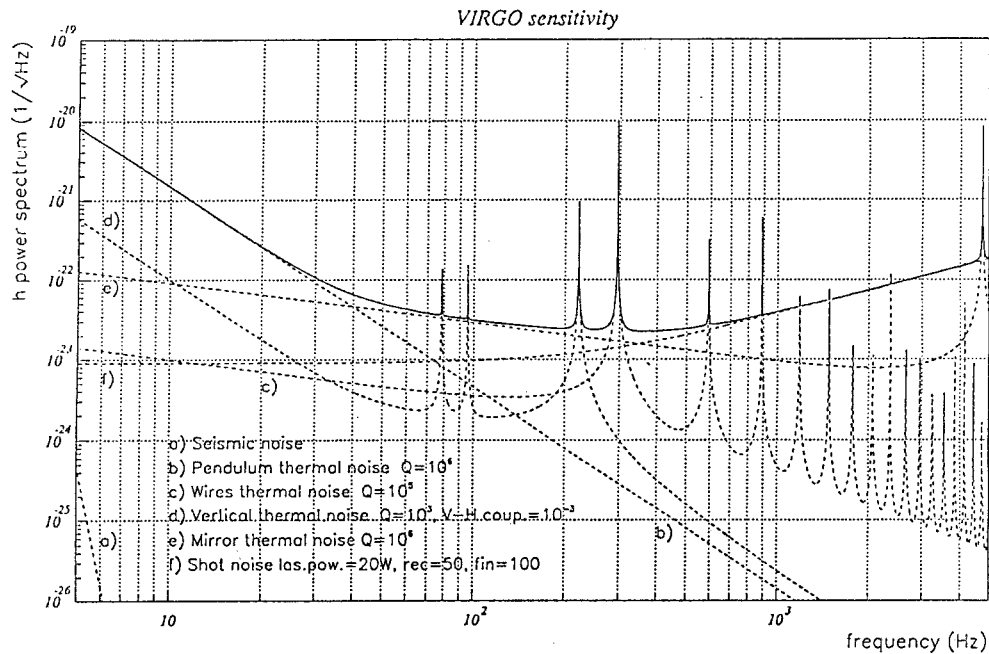


Fig.1 : Courbe de sensibilité de VIRGO. On note que c'est le bruit thermique (du pendule puis du miroir) qui limite la sensibilité dans la zone astrophysiquement la plus intéressante (1Hz à 1 kHz)

3.4 Bruit dû aux fluctuations de pression :

La présence de gaz entre les miroirs induit, outre un mouvement brownien, les inévitables fluctuations d'indice, provoquant du même coup d'indésirables faux signaux. Pour réduire ce bruit, il faut enfermer l'interféromètre dans des tubes à vide. Le vide doit y être très poussé, de l'ordre de 10^{-7} torr, et pour assurer sa stabilité à un tel niveau, une batterie de pompes à vide doivent être continuellement en action. De plus l'acier des tubes doit être spécialement étuvé pour empêcher tout risque de dégazage intempestif (les métaux ont le mauvais goût de fixer l'hydrogène ou la vapeur d'eau). Toutes ces contraintes techniques font du système de vide (tubes + pompes), la partie la plus coûteuse d'un interféromètre tel

que VIRGO. Pour VIRGO les tubes font 3 km de long dans chaque bras et ont un diamètre de 1 m; chaque miroir est de plus abrité sous une tour, d'environ 7 m de hauteur, qui permet de suspendre les SA; le système de vide défini pour VIRGO correspond à plus du tiers de son coût total.

4. EFFORTS TECHNOLOGIQUES

4.1 Les miroirs

Le problème optique primordial est maintenir les puissances stockées dans la cavité de recyclage (en raison du bruit de photon) et dans les grandes cavités (pour garder la longueur effective des bras constante et maximale). Les défauts des miroirs impliquent des pertes de différents types.

- pertes géométriques : elles prennent leur source dans une mauvaise adaptation du laser sur les modes propres des cavités, ou dans une dissymétrie des cavités de bras qui provoque une interférence imparfaite (de la lumière est alors transmise par l'IM vers le photodétecteur et est perdue, sauf si le recyclage double est utilisé). Cette catégorie de pertes a été intensivement étudiée au sein de VIRGO et les spécifications obtenues par des modèles numériques [6, 10] sont assez sévères; on demande par exemple une qualité de surface de l'ordre de $\lambda/100$ après coating, des substrats de silice très homogènes, une reproductibilité des rayons de courbure de l'ordre de 3%, et ce pour des dimensions inédites (40 cm de diamètre, 10 cm d'épaisseur).

- pertes par diffusion : la lumière diffusée peut se recombiner avec les faisceaux principaux après réflexions sur les tubes (non isolés sismiquement) et introduire un bruit de phase supplémentaire. Il est prévu, dans VIRGO, d'utiliser des diaphragmes spéciaux afin de piéger cette lumière diffusée.

- pertes par absorption : elles provoquent un échauffement des miroirs, qui est loin d'être négligeable, étant données les puissances en jeu (de l'ordre de 10 kW dans les grandes cavités). Les gradients thermiques induits sont la source d'aberrations thermiques : déformation des surfaces réfléchissantes et lentille thermique provoquée par les gradients d'indice au sein des miroirs; ces défauts changent donc les caractéristiques des miroirs (courbure ...) et modifie les modes propres des cavités, a priori de façon différente dans les deux bras : il y a aussi pertes géométriques (mais dynamique cette fois). L'étude numérique de ce problème non linéaire [11] a conclu à des spécifications de reproductibilité des absorptions d'un miroir à l'autre assez sévères ($<10\%$); de plus, en ce qui concerne de futures générations d'interféromètres (VIRGO II ...), un gain d'un facteur 10 sur le bruit de photon suppose des puissances 100 fois supérieures, faisant des problèmes thermiques peut être la principale limitation à la sensibilité de la détection interférométrique.

4.2 Le laser

Le besoin, pour VIRGO, est une source laser continue de puissance de l'ordre de 20 W pouvant fonctionner 24h/24h et 365jours/365. La solution retenue est le développement, en collaboration avec BMI en France et MBB en Allemagne, d'un laser Nd:YAG pompé par diodes. Le prototype actuel (barreau de YAG pompé par 4 diodes de 10W) délivre 5.6 W en fonctionnement monomode. Ce prototype est utilisé quelques par jour puis arrêté la nuit et n'a montré jusqu'à présent aucun problème de fiabilité.

4.3 Quelques mots de métrologie

Les miroirs dont VIRGO a besoin seront, à dimensions égales, les meilleurs jamais construits; le problème est maintenant de qualifier ces optiques et de développer de nouvelles méthodes de métrologie optique (avec quel étalon comparer les meilleurs miroirs du monde ?). Pour spécifier l'état de surface d'un miroir par exemple, une méthode actuellement testée au Laboratoire d'Optique Physique de l'ESPCI consiste en la mesure locale de la pente de la surface du miroir à l'aide de deux faisceaux parallèles.

5. LA COLLABORATION VIRGO (Sept.1993)

La collaboration VIRGO regroupe diverses équipes françaises (principalement de l'IN2P3) et italiennes (principalement de l'INFN). Citons les principales :

- le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (maître d'oeuvre des questions optiques et laser et chargé en partie du contrôle/commande ainsi que du développement du système de vide, tubes et pompes).
- le Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules (simulation globale de VIRGO, management des données, design des tours).
- l'IPN de Lyon (développement des miroirs et en particulier des coatings).
- l'ESPCI à Paris (métrologie).
- le Laboratoire d'Optique Appliquée à Palaiseau (simulations et modélisations avec le LAL)
- l'INFN de Pise (Super Atténuateurs, infrastructures et système de vide, lumière diffusée)
- l'INFN de Naples (contrôle local, management des données)
- l'INFN de Frascati (alignement)
- l'INFN de Perouse (bruit thermique)

La collaboration regroupe une soixante de physiciens de domaines très variés, ce qui montre l'interdisciplinarité du projet.

D'un point de vue politique, VIRGO a été approuvé par le CNRS et le gouvernement français en 1992, et on attend pour fin septembre 1993 la décision italienne. Le projet

américain LIGO (2 interféromètres) a, de son côté, été approuvé par le congrès à la fin 1992.

Il est probable de voir 3 antennes interférométriques en service avant l'an 2000, ce qui est le minimum pour faire de l'astrophysique, c'est à dire reconstituer l'ensemble du signal gravitationnel (direction, polarisation et spectre).

Références

- [1] R. Mönchmeyer, G. Schäfer, E. Müller & R.E. Kates, *Astron. Astrophys.* **246**, 417 (1991) - J. Bonazzola & J.A. Marck, *Astron. Astrophys.* **267**, 623 (1993).
- [2] J.M. Cordes, R.W. Romani & S.C. Lundgren, *Nature* **362**, 133 (1993).
- [3] A. Giazotto, *Phys. Reports* **182**, 365 (1989). A. Brillet, A. Giazotto et al., "VIRGO Proposal for the construction of a large interferometric detector of gravitational waves" (1989). Non publié.
- [4] J.-Y. Vinet, B.J. Meers, C.N. Man & A. Brillet, *Phys. Rev. D* **38**, 433 (1988).
- [5] R.W.P. Drever, in "Gravitational Radiation", Les Houches, N. Deruelle & T. Piran Ed. (North Holland, Amsterdam, 1983).
- [6] A. Brillet, A. Giazotto et al., "VIRGO Final Concept Design" (1992). Non publié.
- [7] P.R. Saulson, *Phys. Rev. D* **42**, 2437 (1990).
- [8] A. Gillespie & F. Raab, *Phys. Lett. A* **178**, 357 (1993).
- [9] D. Shoemaker, A. Brillet, C.N. Man, O. Cregut & G. Kerr, *Opt. Lett.* **14**, 609 (1989).
- [10] J.-Y. Vinet, P. Hello, C.N. Man & A. Brillet, *J. Phys. I France* **2**, 1287 (1992).
- [11] P. Hello & J.-Y. Vinet, *J. Phys. I France* **3**, 717 (1993). P. Hello & J.-Y. Vinet, *Phys. Lett. A* **178**, 351 (1993).