1

Les ondes gravitationnelles. Une nouvelle fenêtre sur l'Univers

Patrice Hello

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, CNRS,
IN2P3 et Université de Paris Sud, France

Conférence transcrite par Jean Pierre Treuil, A.E.I.S

Résumé

Le présent chapitre est, dans cet ouvrage, le premier de trois chapitres compagnons consacrés aux ondes gravitationnelles. Il présente quelques éléments de l'état de l'art, tel qu'existant lors de l'annonce de la première détection directe des ondes gravitationnelles, lors du 11 février 2016 : Nature et propriétés des ondes gravitationnelles ; équations de la propagation et de la génération des ondes dans les conditions de validité de l'approximation linéaire (équations d'Einstein linéarisées) ; diversité des sources astrophysiques et des signaux gravitationnels associés. Après un rappel des principes de détection en œuvre au sein de détecteurs tels VIRGO et LIGO, il dresse un tableau de l'amélioration du rapport signal sur bruit et de la course à la sensibilité ayant conduit aux performances actuellement opérationnelles.

Abstract

Gravitational Waves, a new Window on Universe

The present chapter in this book is the first of three devoted to gravitational waves. It presents some elements of the existing state of art, when the first direct detection of gravitational waves was announced on february 11, 2016: nature and properties of gravitational waves; equations of propagation and generation of waves according to the validity conditions of the linear approximation (linearized Einstein's equations); diversity of astrophysical sources and their related gravitational signals. After a reminder of the implemented principles of detection within detectors like VIRGO and LIGO, he draws a table of the improvement of the signal noise ratio, and the course of sensibility, having led to the nowadays operational performances.

Ce chapitre reprend, dans son contenu, la première partie de l'exposé effectué par Patrice Hello le Jeudi 11 février 2016 dans l'après midi. Cet exposé a en effet été volontairement interrompu par l'annonce de la première détection directe des ondes gravitationnelles, annonce faite depuis les Etats-Unis par l'équipe LIGO ce même après-midi à 16 h 30. Il s'agissait en effet de donner toute sa place à cette annonce, qui ouvrait une nouvelle ère dans l'Astronomie observationnelle.

Sont ici présentés successivement, en trois grandes sections :

1. Un rappel de la nature et des propriétés des ondes gravitationnelles, en les situant dans le cadre de la théorie par laquelle leur existence a été prévue, savoir la Relativité Générale, et en se limitant à l'approximation linéaire des équations d'Einstein.
2. Un aperçu des sources génératrices d'ondes gravitationnelles et des formes de signaux, dans leur diversité.
3. Un tableau des techniques de détection, telles qu'elles sont utilisées dans des détecteurs comme VIRGO ou LIGO, et de la « course à la sensibilité », c'est à dire à la réduction des bruits de fond, auxquelles la mise en œuvre pratique de ces techniques a procédé.

I. Nature et propriétés des ondes gravitationnelles

Les ondes gravitationnelles sont une perturbation de la métrique de l'Espace-Temps. Elles sont engendrées par des mouvements de masses, en analogie avec les ondes électromagnétiques qui sont produites par des mouvements de charge. De par cette nature, elles relèvent d'emblée de la théorie de la Relativité Générale et leur existence a été prédite par Einstein dès 1916. Après un bref préambule concernant la notion de métrique, nous montrons dans cette section comment les équations contrôlant les ondes gravitationnelles se déduisent des équations fondamentales de la Relativité générale ; nous allons vérifier qu'il s'agit bien d'équations d'ondes, énoncer quelques propriétés de ces ondes et en décrire les effets sur la matière.

I.1 Rappel : la notion de métrique

La métrique, dans le présent contexte, est une propriété de l'Espace-Temps en chacun de ses points, c'est à dire en chacun de ses évènements¹. C'est une propriété intrinsèque car associée à des quantités conservant la même valeur, quelque soit le référentiel de coordonnées choisi. L'emploi du terme de tenseur marque ce caractère intrinsèque, de propriété indépendante des référentiels utilisés.

Dans un référentiel donné, le tenseur métrique lié à un certain évènement prend la forme concrète d'un tableau de 16 nombres ou *composantes*, positionnées sur quatre lignes et quatre colonnes, d'où la notation $g_{\mu\nu}$, les valeurs (0, 1, 2, 3) des indices μ et ν désignant respectivement les lignes et les colonnes du tableau. Dans les référentiels considérés dans cet article, la valeur 0 des indices sera toujours associée à la direction temporelle, et les valeurs 1, 2, 3 aux trois directions spatiales² ; des formules précises indiquent comment se transforment les composantes lorsqu'on change de référentiel. Bien entendu, dans un univers non homogène, la valeur multidimensionnelle du tenseur, et donc celles des composantes du tableau qui représente cette valeur dans un référentiel donné, varie d'un évènement à l'autre. On parle de *champ tensoriel*, en l'occurrence du champ tensoriel métrique ; mais en pratique le terme de tenseur, dans les équations, est souvent employé pour désigner le champ tensoriel correspondant. Notons que le tenseur métrique est symétrique : il n'y a en fait que dix (et non seize) composantes indépendantes.

Les quantités associées au tenseur métrique - invariants lorsque l'on change de système de coordonnées - sont les « longueurs » des « trajectoires » entre deux évènements ; les guillemets marquent ici l'inadaptation du vocabulaire courant pour intégrer le temps comme quatrième dimension³. Sans s'étendre, disons que de telles longueurs comportent une composante spatiale - une distance - et une composante temporelle - une durée - qui séparément n'ont pas de valeurs indépendantes du système choisi ; et qu'elles se calculent par une intégrale mobilisant les valeurs du tenseur métrique le long de la trajectoire étudiée.

I.2 Les équations d'Einstein

Les équations d'Einstein sont les fondations de la Relativité Générale. Elles établissent une relation entre le contenu matériel (masses et énergie) de l'Univers d'une part et sa géométrie (géométrie d'un espace à quatre dimensions, l'Espace-Temps) : comme l'a dit le physicien américain John Wheeler, *la matière dit à l'Espace-Temps comment se courber, l'Espace-Temps courbé dit à la matière comment se déplacer*. La gravitation n'est plus une force : c'est juste la déformation géométrique que le contenu matériel impose à l'Espace-Temps par le biais de ces équations.

(1) L'emploi du terme d'évènement, outre qu'il est conforme à la nature de ces points, évite d'avoir à répéter « points de l'Espace-Temps ».

(2) Dans un tel référentiel, la première des quatre coordonnées x^0, x^1, x^2, x^3 d'un évènement x , soit donc x^0 , s'interprétera comme ct , où, dans les unités de longueurs et de temps choisies, c est la vitesse de la lumière, et t la référence temporelle de l'évènement sur l'horloge de l'observateur.

(3) A la place de « trajectoires », on parlera plutôt de segments de « lignes d'univers » joignant les deux évènements.

Une fois adoptées les conventions de représentation mathématique des notions géométriques et physiques en jeu - tenseurs de courbure, tenseur métrique, tenseur énergie-impulsion, l'expression des équations d'Einstein prend une forme très compacte⁴ :

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

Ces équations relient des champs tensoriels : elles formalisent les contraintes de proportionnalité qui s'imposent en chaque événement, entre la valeur du tenseur d'Einstein $G_{\mu\nu}$, résumant les structures géométriques présentes sur cet événement, et la valeur du tenseur énergie-impulsion, $T_{\mu\nu}$, résumant les propriétés de la matière et de l'énergie présentes en ce même événement. Les tenseurs impliqués dans la définition du tenseur d'Einstein, soit $R_{\mu\nu}$, tenseur de courbure dit « de Ricci » et R , coefficient appelé courbure scalaire, sont tous calculables à partir du champ tensoriel métrique, c'est-à-dire à partir des valeurs du tenseur $g_{\mu\nu}$ et de la manière dont ces valeurs varient d'un événement à l'autre (concrètement, dans un référentiel donné, composantes et dérivées partielles premières et secondes des composantes).

1.3 Des équations d'Einstein à celles des ondes gravitationnelles

La nature des ondes gravitationnelles est d'être des *perturbations* de la métrique de l'Espace-Temps. Le terme de perturbation implique a priori qu'elles soient de légères modifications d'une métrique de référence, qui est, telle que Einstein la prise, celle d'un Espace-Temps quasiment vide.

Dans cette perspective, techniquement, l'équation des ondes gravitationnelles résulte de l'application des équations d'Einstein au cas d'un Espace-Temps et d'une métrique associée s'écartant faiblement d'un Espace-Temps « plat » de Minkowski⁵. Ce faible écart implique l'existence de référentiels dans lesquels les fonctions $h_{\mu\nu}(x) = g_{\mu\nu}(x) - \eta_{\mu\nu}$, gardent en chaque événement x des valeurs très petites⁶. Dans l'expression de ces fonctions, $\eta_{\mu\nu}$ est un tableau constant, indépendant de x , qui représente la métrique de Minkowski. Tous ses coefficients sont nuls sauf ceux de la diagonale, avec⁷ $\eta_{00} = 1$, $\eta_{11} = \eta_{22} = \eta_{33} = -1$.

(4) Abstraction faite de l'intervention de la constante cosmologique, qui n'intervient pas dans la théorie des ondes gravitationnelles.

(5) Le lecteur pourra consulter sur les développements de cette sous-section diverses références, dont les cours de Relativité Générale dispensés à l'Institut d'Astrophysique de Paris. Citons aussi plus directement l'ouvrage de Patrick Peter et Jean-Philippe Uzan, *Cosmologie Primordiale* [11], *Limite en champ faible*, pages 56-62 ; ou encore l'ouvrage de Peter Hajicek, *An Introduction to the Relativistic Theory of Gravitation* [8], *Weak gravitational field*, pages 133-152. On pourra également se reporter à la thèse de Nicolas Arnaud [1], I.2.2. Approximation de champ faible, page 6. Rappelons que l'Espace-Temps de Minkowski est celui de la Relativité Restreinte.

(6) D'autres conditions de petitesse sont exigées ; elles concernent la faiblesse des dérivées premières et secondes de la métrique $g_{\mu\nu}$: les variations dans l'espace et dans le temps du tenseur métrique doivent être très « douces » ; cf. [8], page 134, définition du *Weak gravitational field*.

(7) Dans la littérature, on trouve aussi la « signature » opposée, avec $\eta_{00} = -1 \dots$

Le référentiel étant choisi, les fonctions $h_{\mu\nu}(x)$ peuvent être prises comme les composantes d'un tenseur symétrique $h_{\mu\nu}$. Un calcul conduit à une expression approchée du tenseur d'Einstein en fonction de $h_{\mu\nu}$, puis in fine aux *équations d'Einstein linéarisées*, dans lesquels interviennent $h_{\mu\nu}$ et le tenseur d'énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$. Mais la *liberté de jauge*, équivalente à la liberté de choisir le référentiel, permet de sélectionner les référentiels dans lesquels les équations obtenues seront les plus simples⁸. On montre alors qu'il existe des choix de jauge pour lequel ces équations prennent une forme compacte rappelant celle des équations de départ⁹ :

$$\begin{aligned} (\eta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \partial_\beta) \bar{h}_{\mu\nu} &= - \left(\frac{16\pi G}{c^4} \right) T_{\mu\nu} \\ \text{où } \bar{h}_{\mu\nu} &\equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} (h_{00} - h_{11} - h_{22} - h_{33}) \eta_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2)$$

Ce choix de référentiels particuliers implique par ailleurs la vérification, par le champ $h_{\mu\nu}$, d'une *condition de jauge*. Cette condition de jauge est une contrainte de divergence nulle qui s'écrit :

$$\partial_\nu \bar{h}^{\mu\nu} = 0 \quad \text{où } \bar{h}^{\mu\nu} \equiv \eta^{\alpha\mu} \eta^{\beta\nu} \bar{h}_{\alpha\beta} \quad (3)$$

I.4 Il s'agit bien d'équations d'ondes

Par delà l'abstraction des notations tensorielles et des conventions d'Einstein, l'opérateur $\eta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \partial_\beta$ en œuvre dans la partie gauche des équations linéarisées (2) est un opérateur différentiel du second ordre courant, très présent en Physique : en remplaçant, dans les coordonnées d'un évènement de coordonnées $[x^0, x^1, x^2, x^3]$, x^0 par ct , x^1 par x , x^2 par y , x^3 par z cet opérateur se réécrit¹⁰ en effet sous la forme plus habituelle :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

On reconnaît dans cette forme celle de l'opérateur intervenant dans l'équation d'une onde ayant sa source quelque part dans l'Espace-Temps, se propageant avec une vitesse de égale à c , la vitesse de la lumière.

Certains des phénomènes pouvant faire naître de telles ondes sont présentés dans une prochaine section. Mais, loin de la source, une manière simple et légitime de poursuivre

(8) Et partant, les plus faciles à interpréter en termes de lois physiques.

(9) On y retrouve la relation de proportionnalité entre, d'une part, des termes contrôlant la perturbation géométrique (termes de gauche, exprimant par le biais de dérivées secondes, la manière dont les composantes de la perturbation $\bar{h}_{\mu\nu}$ varient dans l'espace et le temps) et d'autre part, des termes de droite, $T_{\mu\nu}$, représentant le contenu matériel.

(10) Compte tenu de la nature diagonale de la matrice $\eta^{\alpha\beta}$.

l'étude est de considérer que l'Espace-Temps est vide et donc qu'en chaque point le tenseur d'énergie impulsion $T_{\mu\nu}$ est nul. $\bar{h}_{\mu\nu}$ étant vu comme une fonction des nouvelles coordonnées t, x, y, z , le système d'équations rendant compte de la propagation des ondes gravitationnelles loin de la source se réduit alors au système homogène :

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad \mu = 0, 1, 2, 3 \quad \nu = 0, 1, 2, 3 \quad (4)$$

auquel il faut ajouter les contraintes de la condition de jauge, que l'on peut récrire explicitement sur les composantes par :

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{h}_{\mu 0} - \frac{\partial}{\partial x} \bar{h}_{\mu 1} - \frac{\partial}{\partial y} \bar{h}_{\mu 2} - \frac{\partial}{\partial z} \bar{h}_{\mu 3} \right) \mu = 0, 1, 2, 3 \quad (5)$$

et enfin les contraintes de symétrie $\bar{h}_{\mu\nu} = \bar{h}_{\nu\mu}$

I.5 Quelques propriétés des ondes gravitationnelles

Les solutions satisfaisant à l'ensemble de ces contraintes sont des combinaisons linéaires d'ondes planes. Une onde plane isolée constitue un cas idéalisé dont la réalisation est physiquement impossible. Mais c'est néanmoins un modèle simple et utile. Pour une telle onde, dans un repérage Ot, Ox, Oy, Oz où le troisième axe spatial Oz est celui de la direction de propagation, les composantes $\bar{h}_{\mu\nu}$ de la perturbation (égales en l'occurrence à celle de $h_{\mu\nu}$) seront les éléments de la matrice 4×4 symétrique

$$e^{i\omega(ct-z)} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_x & 0 \\ 0 & h_x & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6)$$

L'expression du tenseur est donc dans ce cas le produit d'un facteur périodique de pulsation ω et d'un tenseur constant, dans lequel interviennent deux amplitudes possiblement différentes h_+ et h_x . Cette expression cristallise plusieurs propriétés des ondes gravitationnelles :

1. Elles se propagent à la vitesse de la lumière.
2. Elles sont *transverses* : parmi les composantes de la métrique, seules celles qui sont orthogonales à la direction de propagation sont modifiées. Les composantes de la perturbation faisant intervenir le temps ($h_{0\nu} = h_{\nu 0}$) et la direction de propagation ($h_{3\nu} = h_{\nu 3}$) restent nulles.
3. Elles sont *sans trace* : la somme des composantes diagonales de la perturbation est nulle.

4. Elles sont *polarisées* ; les deux amplitudes h_+ et h_x correspondent à deux polarisations différentes de l'onde. Leurs valeurs sont indépendantes l'une de l'autre ; elles résultent de la configuration particulière du système émetteur et sont calculables à partir de cette configuration.

1.6 De leurs effets sur la matière

En tant que perturbation de la métrique de l'Espace-Temps, l'effet physique, mesurable, du passage de l'onde est de modifier la distance-lumière⁽¹¹⁾ entre deux corps, entre deux masses tests pour reprendre le vocabulaire utilisé dans le contexte des détecteurs. Si, dans le référentiel choisi, l'écart entre les lignes d'univers respectives des deux masses tests est représenté à chaque instant t (temps de l'expérimentateur) par le vecteur $[0, x^1, x^2, x^3]$ de l'Espace-Temps, les variations de ce vecteur, au cours du passage de la perturbation, seront régies par le système d'équations⁽¹²⁾ :

$$\frac{d^2 x^i}{dt^2} = -\frac{1}{2} \frac{d^2 h_{ij}}{dt^2} x^j, \quad i = 1, 2, 3 \quad j = 1, 2, 3 \quad (7)$$

Les produits - de type produits scalaires - intervenant dans les termes de droite traduisent l'impact de l'orientation relative du vecteur séparant les deux masses par rapport à la direction de propagation. Un calcul permet de déduire que la variation maximale de la distance L entre les deux masses s'exprime par :

$$\delta L_{max} = \frac{1}{2} h L \quad (8)$$

où h est un terme d'amplitude. Dans le cas théorique du passage de l'onde plane, l'équation (7) s'intègre, et cette intégration donne les manières dont un cercle de masses tests se déforme, pour différentes valeurs de h_+ et de h_x . La figure 1 permet de comprendre alors la raison de l'écriture de ces valeurs en présentant deux cas extrêmes : le cas où l'amplitude h_+ est seule présente, et le cas où l'amplitude h_x est seule présente. Ces deux cas correspondent chacun à un mode de polarisation *linéaire* ; les mouvements des masses situées sur les axes Ox et Oy (pour le premier cas) et les axes diagonaux (pour le second cas) sont rectilignes. La figure d'ensemble des masses est une ellipse se contractant et s'étirant alternativement sur des axes fixes. D'autres cas extrêmes⁽¹³⁾ correspondent à des modes de polarisations *circulaires*. Les mouvements des masses y forment des petits cercles de même rayon, centrés sur les positions initiales avant le passage de l'onde. Ces mouvements présentent un décalage de phase lié à la position angulaire initiale dans le plan ; aussi bien, la figure d'ensemble reste une ellipse gardant la même forme mais tournant dans son plan avec une pulsation $\omega/2$.

(11) Produit de la vitesse de la lumière par le temps de parcours d'un photon entre les deux corps.

(12) En revenant aux conventions d'Einstein ; cf. à nouveau [11] page 62. La condition de jauge 3 laisse encore plusieurs degrés de liberté : ce système d'équations est valide sous un affinement complémentaire de la jauge, conduisant à la jauge « TT », jauge transverse sans trace. L'article transcrivant l'exposé de Luc Blanchet sera l'occasion de revenir sur ces questions.

(13) Comme avec $h_x = ih_+$ ou $h_x = -ih_+$ (h réel, polarisation circulaire droite) ou avec $h_x = -ih_+$ ou $h_x = ih_+$ (h réel, polarisation circulaire gauche) ; cf. cours de Luc Blanchet sur la Relativité Générale [2], page 66.

Figure 1. Effet du passage d'une onde sur un cercle de masses-tests.

2. De la diversité des sources astrophysiques et de leurs signaux

Le spectre en fréquence des ondes gravitationnelles est très large. La figure 2 fait ainsi part de la possible existence d'ondes de très basse fréquence, dont l'origine se situerait dans la phase d'inflation ; et à l'opposé, d'ondes de (relativement) haute fréquence, de l'ordre de la centaine ou du millier de Hz, ces dernières détectables par les instruments actuels.

La coupure entre les instruments existants et ceux en projet se situant aux alentours du Hz. Un tel spectre, évalué en durée de période, s'étend alors de l'âge de l'Univers à quelques millisecondes ; et parallèlement, en longueurs d'onde, de plusieurs milliards d'années-lumière à quelques centaines de kilomètres.

A la diversité des fréquences correspond une diversité de formes de signaux et de sources émettrices, et aussi une diversité de puissance émise, autrement dit de luminosité, et d'amplitude.

2.1 Diversité des types de signaux

On peut classer en première approche, les signaux gravitationnels en trois grandes catégories⁽¹⁴⁾.

1. Les signaux ponctuels : détectables sur une courte période de temps (de l'ordre du dixième de seconde), ils s'interprètent comme la trace d'événements

(14) Le lecteur pourra consulter par exemple, sur cette question de la diversité des signaux et des sources, l'article de Stephen Fairhurst et al. 2011, « Current status of gravitational waves observations » [6].

Figure 2. L'étendue du spectre des ondes gravitationnelles.

astrophysiques. Tels sont les signaux émis par des systèmes binaires compacts dans la phase de coalescence, où les partenaires se rapprochent en tournant de plus en plus vite pour finir par fusionner ; le modèle de ces signaux est le « chirp », signal quasi périodique, mais dont l'amplitude et la fréquence augmentent simultanément. Se placent également dans cette catégorie les signaux émis lors d'événements de type effondrement gravitationnel (supernovae), dont la signature - sous forme de pics et de rebonds - diffère nettement de celle des chirps.

2. Les signaux continus. Tels sont les signaux périodiques émis par les systèmes binaires compacts loin de la coalescence, comme ceux du pulsar binaire PSR1913+16, cité en exemple de détection indirecte¹⁵. Les basses fréquences en jeu (moins de un dix-millième de Hz pour PSR1913+16) les rendent cependant difficilement détectables par les instruments actuels. Des pulsars isolés, des étoiles à neutrons, présentant une déformation entraînant une forte asymétrie, peuvent également être sources d'ondes gravitationnelles ; lorsqu'on compare les limites actuelles de sensibilité avec les amplitudes attribuables aux ondes émises par de tels pulsars, la détection de ces ondes ne semble pas hors de portée, comme le notent Fabien Cavalier et Patrice Hello dans l'article publié sur le site du CNRS [4].

3. Les signaux stochastiques de type « bruits de fond », tel l'hypothétique fond cosmologique d'ondes gravitationnelles¹⁶, non encore détecté mais dont la connaissance

(15) Ce pulsar a été découvert en 1974 par R.A. Hulse et J.H. Taylor [9]. La première publication montrant la décroissance de la période orbitale de ce système binaire, et son interprétation en terme d'émission d'ondes gravitationnelles date de 1982, par J.H. Taylor et J.M. Weisberg [12].

(16) Cf. par exemple la thèse de Nicolas Arnaud [1], I.3.6. Fonds stochastiques, page 26.

du spectre de puissance en fonction de la fréquence apporterait de précieuses informations complémentaires à celles du fond cosmologique électromagnétique. Où encore un fond diffus résultant de la superposition d'innombrables sources non résolues, analogue, dans le domaine électromagnétique, au fond diffus infra-rouge¹⁷.

2.2 Amplitudes et Luminosités

La théorie de l'émission des ondes gravitationnelles¹⁸ permet d'évaluer l'amplitude de l'onde à une certaine distance du système émetteur (la source), et la puissance transportée ; ce en fonction des caractéristiques du dit système.

Dans leur principe, les calculs¹⁹ partent des équations 2 mobilisant le tenseur de perturbation $\bar{h}_{\mu\nu}$, cette fois sans négliger la partie droite $-(16\pi G/c^4)T_{\mu\nu}$. Il s'agit en effet de prendre en compte le champ tensoriel énergie-impulsion du système émetteur. Les solutions des équations sont analogues aux solutions de potentiels retardés en électromagnétisme : la perturbation $\bar{h}_{\mu\nu}$ évaluée en $[t, x, y, z]$ est proportionnelle à une intégrale du tenseur énergie-impulsion prise sur la région de l'espace occupée par la source. En chaque point $[x', y', z']$ de cette région cependant, $T_{\mu\nu}$ est évalué non pas à l'instant mais avec un retard dû au temps nécessaire à l'onde pour se propager de $[x', y', z']$ en $[x, y, z]$.

Après affinement des choix de jauge, ces calculs sont à l'origine des formules du quadrupôle d'Einstein²⁰. Le moment quadrupolaire a la même nature qu'un moment d'inertie. C'est un tenseur $Q_{\mu\nu}$ exprimant la répartition relative, dans l'espace, selon les différentes directions spatiales, des masses constituant le système émetteur. Il encode notamment le caractère asymétrique de la source.

La valeur de l'amplitude de l'onde à une grande distance r de la source, au temps t , est inversement proportionnelle à cette distance, et proportionnelle à la dérivée seconde - par rapport au temps - du moment quadrupolaire de la source évalué au temps $t - r/c$.

L'onde gravitationnelle transporte de l'énergie puisqu'elle modifie la distance entre deux corps massifs. La définition et le calcul de la *luminosité*, ou puissance totale transportée, sont cependant plus difficiles. Au bout des calculs, la formule obtenue mobilise

(17) Le fond diffus infrarouge, ou plus précisément le *fond extragalactique infrarouge lointain*, résulte du rayonnement émis par l'ensemble des galaxies depuis leur création ; il se superpose au fond diffus cosmologique, tout en étant nettement moins intense ; cf. par exemple l'article de Guilaine Lagache et al. [10].

(18) Concernant les développements qui suivent, le lecteur pourra consulter le cours de Luc Blanchet [2] déjà cité, pages 67-69, ou encore celui de Eric Gourgoulhon [7], section 6.5, génération d'ondes gravitationnelles.

(19) Ces calculs supposent toujours vérifiées les conditions pour lesquelles les équations d'Einstein linéarisées restent valides (cf. à nouveau [2] et [7] : champ gravitationnel faible donc source relativement peu compacte et « faiblement autogravitante » ; ils supposent également que la dynamique du système est lente : pendant le temps mis par la lumière pour traverser la source, la distribution spatiale de sa masse ne bouge que très peu). Lorsque ces conditions ne sont pas satisfaites - par exemple lors de la phase finale de la coalescence de deux trous noirs - des calculs allant au delà de l'ordre linéaire sont nécessaires ; leur principe sera abordé dans l'article compagnon de Luc Blanchet.

(20) Ces formules ont en effet été présentées par Einstein dans une publication de 1918, « Über Gravitationswellen » [5].

la dérivée troisième du moment quadrupolaire. Dans le cas d'un système binaire deux versions de cette formule, versions équivalentes, mais toutes deux approchées, ont été présentées (cf. par exemple [7], sous-section 6.5.3) :

1. Une première formule donne la luminosité P en fonction de la taille du système émetteur R , de sa masse totale M , d'un facteur d'asymétrie a (variant entre 0 et 1) et enfin de la durée de sa période de révolution T . Cette formule montre que la puissance transportée est d'autant plus forte que l'asymétrie, la masse et la taille du système sont grandes et que la période est courte. Elle prend pour expression :

$$P = \frac{G}{c^5} a^2 \left(\frac{M^2 R^2}{T^2} \right)^2 \quad (9)$$

2. Une seconde formule donne la puissance en fonction de la compacité du système (son rayon de Schwarzschild R_s , rapporté à son rayon réel), de son asymétrie et des vitesses en jeu v rapportées à la vitesse de la lumière ; donc en fonction de facteurs sans dimension, avec une valeur maximale égale à 1. La puissance est d'autant plus grande que le système est plus asymétrique, compact et rapide. L'expression de cette seconde formule, dans laquelle on a inversé le facteur numérique $\frac{G}{c^5}$, est :

$$P = \frac{c^5}{G} a^2 \left(\frac{R_s}{R} \right)^2 \left(\frac{v}{c} \right)^6 \quad (10)$$

Le maximum de puissance lorsque tous les facteurs valent 1, est énorme, de l'ordre de $\frac{c^5}{G} = 3.6 \cdot 10^{52}$ watts ! Observons que de très faibles amplitudes ne sont pas incompatibles avec des puissances considérables : ainsi, à une distance de 10 Mpc, l'amplitude de l'onde (grandeur sans dimension) générée par la coalescence de deux trous noirs stellaires ne sera par exemple que de 10^{-20} , alors que la puissance totale transportée pourra être de 10^{50} watts !

2.3 Vers la détection d'ondes gravitationnelles

La diversité qui vient d'être évoquée a orienté les projets de détection vers les sources et types de signaux les plus immédiatement accessibles aux techniques disponibles.

Ainsi, les cibles des projets de détecteurs terrestres ont été d'emblée les émissions d'ondes gravitationnelles haute fréquence (bande passante entre 1 Hz et 10^4 Hz, en comptant large), se manifestant en tant que signaux localisés dans le temps, émissions associées aux fusions de systèmes binaires et aux effondrements gravitationnels des supernovae. En résumé, émissions liées à des événements rares, affectant des astres ou des couples d'astres compacts et fortement asymétriques.

La fréquence de ces événements est une composante importante d'une telle entreprise. Cette fréquence est estimée pour la fusion de systèmes binaires, inférieure à un événement dans un volume spatial de un mégaparsec cube (1 Mpc^3) tous les 100 000 ans ; et pour les supernovae, inférieure à un à deux cas par galaxie et par siècle. Pour détecter un nombre annuel significativement non nul de tels événements, il faut être capable de couvrir un volume d'univers suffisamment grand, et donc, compte tenu de la formule liant amplitude et distance, être capable de construire des détecteurs atteignant une sensibilité de l'ordre de $h \approx 10^{-21}$. A titre de comparaison, le nombre de pulsars dans notre galaxie est estimé à plus de 100 000, dont plusieurs centaines de pulsars « rapides », mais les signaux, on l'a vu, sont continus et leur amplitude sur Terre est inférieure à 10^{-24} .

Mais, malgré cette rareté d'événements détectables et les difficultés techniques de la recherche d'une telle sensibilité, la quête d'une détection directe des ondes gravitationnelles a été encouragée par la certitude de leur existence ! L'évolution, sur plusieurs années, du fameux pulsar binaire 1913+16, découvert rappelons-le en 1974, en constitue en effet une preuve indirecte, en même temps qu'une confirmation expérimentale (une de plus, en fait) de la Relativité Générale : la décroissance de la période orbitale du système, observée entre 1975 et 2005⁽²¹⁾, s'explique de manière convaincante en faisant l'hypothèse d'une perte d'énergie liée à l'émission d'ondes gravitationnelles. La corrélation entre les prédictions théoriques et les observations est vérifiée à une précision de l'ordre de 1 pour mille, remarquable pour des mesures astrophysiques.

La détection directe consiste à extraire, d'un bruit de fond généré par les instruments de mesure et leur environnement, instruments dont la technique est exposée dans la section suivante, un signal d'une forme (plus ou moins) connue, lié au passage d'un train d'ondes. De ce point de vue les deux types de sources et signaux cibles se trouvent dans des situations différentes.

1. Pour la fusion des systèmes binaires, les signaux (les « chirps ») sont à l'heure actuelle bien modélisés. Certes, ce sont des modèles approchés, car on ne sait pas résoudre de manière exacte les équations d'Einstein, même dans le cas d'un système à deux corps. Mais ces modèles sont suffisamment conformes et robustes pour que l'on puisse les utiliser comme des « calques » des signaux attendus ; savoir détecter des corrélations entre le signal observé et de tels calques, et reconnaître ainsi dans le bruit de fond la présence des trains d'ondes recherchés.

2. Pour les événements de type effondrements gravitationnels de supernovae, les solutions sont moins avancées. La physique de ces effondrements est très riche (intervention de phénomènes de convection, de turbulence . . .), si bien qu'ils sont très difficiles à modéliser et à simuler. On dispose seulement depuis peu de modèles relativistes en trois dimensions de la dynamique de ces phénomènes. Les simulations qu'ils permettent donnent des ordres de grandeurs de durée typiques, d'amplitudes typiques, de bande passante. Mais on ne dispose pas de matrices de signaux aussi « standards » que dans le cas précédent : la forme des signaux émis reste encore largement inconnue.

(21) La première publication, déjà citée, concernant l'interprétation relativiste de cette décroissance, celle de Taylor et Weisberg [12] date de 1982 ; depuis, d'autres publications ont continué à l'analyser, cf. par exemple Weisberg et Taylor 2005 [13].

3. Des détecteurs actuels (2016) et de la course à la sensibilité

La difficulté de détection de signaux gravitationnels réside dans leur amplitude extrêmement faible. L'ordre de grandeur des amplitudes des signaux que l'on espère pouvoir capturer, savoir $h \approx 10^{-21}$, a un sens très concret : c'est la variation relative de la distance lumière entre deux objets, deux miroirs par exemple dans un interféromètre, induite par le passage de l'onde. Autrement dit, sur une distance de 100 km, il faut pouvoir mesurer une différence de 10^{-7} nanomètre ! Seuls des interféromètres sont capables d'atteindre de telles performances.

Pour que le signal puisse être extrait du bruit de fond avec un degré de confiance suffisant, il faut que ce bruit de fond ait une amplitude inférieure. Et ce, sur la totalité de la bande de fréquence des ondes gravitationnelles cibles des instruments, savoir ici de la dizaine de Hz jusqu'au delà de 1000 Hz. C'est le challenge auquel les détecteurs actuels, notamment VIRGO et LIGO, se sont attaqués.

3.1 Le principe : un interféromètre de Michelson

La figure 3 rappelle le schéma des interféromètres de Michelson utilisés dans les détecteurs. Une source laser (longueur d'onde λ) injecte dans le dispositif une puissance P_{in} . A la sortie du dispositif une photodiode reçoit une puissance P_{det} . Une séparatrice M_{bs} réfléchit une partie de l'énergie lumineuse vers le miroir M_2 et transmet par transparence l'autre partie vers le miroir M_1 . En retour, une partie de l'énergie réfléchie par M_2 parvient à la photodiode par transmission directe à travers la séparatrice, et une partie de l'énergie réfléchie par M_1 parvient de même à la photodiode par réflexion sur la séparatrice. L'énergie lumineuse parvenant à la photodiode résulte ainsi de la superposition de deux trains d'ondes lumineuses ayant suivis deux chemins optiques différents, soit :

$$\begin{aligned} laser &\rightarrow M_{bs} \rightarrow M_2 \rightarrow photodiode \\ laser &\rightarrow M_1 \rightarrow M_{bs} \rightarrow photodiode \end{aligned}$$

correspondant à une différence de marche valant :

$$\Delta L = 2 [M_{bs} \rightarrow M_1] - 2 [M_{bs} \rightarrow M_2] \quad (11)$$

Il en résulte à la sortie du dispositif un déphasage $\Delta \phi_{opt} = \frac{2\pi \Delta L}{\lambda}$.

En supposant la séparatrice parfaitement équilibrée (1/2, 1/2) entre réflexion et transmission directe, et les deux miroirs parfaitement réfléchissants, la puissance détectée par la photodiode est $P_{det} = \frac{P_{in}}{2} (1 + \cos(\Delta \phi_{opt}))$ égale à P_{in} lorsque les deux ondes arrivent en phase et nulle lorsqu'elles sont en opposition de phase.

Figure 3. Schéma de l'interféromètre de Michelson ; le coefficient C intervenant dans la valeur de la puissance détectée est fonction du degré de perfection des miroirs et de la séparatrice.

Lors du passage d'une onde gravitationnelle, la différence entre les deux chemins optiques va être modifiée d'une quantité proportionnelle à l'amplitude $h(t)$ de l'onde reçue à chaque instant, proportionnelle également aux dimensions de l'instrument de mesure L (combinaison des longueurs des deux bras L_1 et L_2). La fonction $h(t)$ dépend quant à elle de l'état de polarisation de l'onde et de son orientation par rapport au plan de l'instrument. Un (petit) déphasage supplémentaire $\delta\phi_{gw}(t)$, est de ce fait introduit, relié aux grandeurs précédentes par la formule :

$$\delta\phi_{gw}(t) = \frac{4\pi}{\lambda} L h(t) \quad (12)$$

La puissance détectée en sortie devient, dans les mêmes conditions de qualité de la séparatrice et des miroirs :

$$P_{det} = \frac{P_{in}}{2} (1 + \cos(\Delta\phi_{opt} + \delta\phi_{gw}(t))) \quad (13)$$

3.2 La chasse au bruit : l'exemple de VIRGO

Le déphasage total est constamment soumis à des bruits de diverses origines ; ces divers bruits se combinent pour former un bruit global qu'il faut contrôler : le signal utile est le déphasage gravitationnel $\delta\phi_{gw}(t)$. Il s'agit au bout du compte d'avoir un rapport signal utile sur bruit le plus grand possible.

3.2.1 Des notions utiles : densité spectrale d'un bruit et sensibilité

La « puissance » d'un bruit particulier est mesurée²² par la variance σ_X^2 , au cours du temps, de la valeur $X(t)$ du signal qui le définit. Mais ce bruit n'est pas nécessairement « blanc » : chaque fréquence, à l'intérieur d'une certaine bande passante, apporte sa propre contribution. Aussi bien la puissance du bruit est elle l'intégrale sur cette bande passante d'une grandeur, que nous noterons ici $\tilde{h}_X^2(f)$, appelée « densité spectrale de puissance » ayant la dimension de la variance σ_X^2 par Hz. L'instrument de mesure, du point de vue du bruit X considéré, est alors caractérisé par cette fonction $\tilde{h}_X^2(f)$, ou encore par sa racine carrée $\tilde{h}_X(f)$, également appelée densité spectrale ou sensibilité et qui a cette fois ci la dimension d'un écart-type par $\sqrt{\text{Hz}}$. Dans le cas présent, il est naturel d'exprimer le bruit dans ses conséquences sur l'estimation de l'amplitude des ondes gravitationnelles que l'on cherche à détecter. La densité spectrale ou sensibilité est alors exprimée en $1/\sqrt{\text{Hz}}$.

3.2.2 Le VIRGO design

L'amplitude des ondes gravitationnelles cibles des détecteurs terrestres tels que VIRGO est - on l'a vu - de l'ordre de 10^{-21} . Les fréquences de ces ondes cibles, quant à elles, se situent dans une bande allant de quelques Hz à quelques kHz. Pour que le rapport signal sur bruit soit acceptable, il faut viser une densité spectrale de bruit total, sur cette même bande de fréquence, autour de $\tilde{h}_{\text{tot}} \approx 10^{-23}$. Nous verrons comment cette sensibilité globale a été approchée, au cours de temps, depuis le démarrage du projet.

Examinons quelques uns des principaux bruits auxquels les détecteurs interférométriques doivent faire face, ainsi que les solutions apportées par VIRGO. Savoir, parmi d'autres, le bruit de comptage des photons, le bruit sismique et le bruit thermique. C'est le bruit sismique et les difficultés à le contrôler qui ont imposé à VIRGO sa limite basse dans la bande de fréquence. Les bruits thermiques sont prépondérants dans la plage intermédiaire 10 Hz – 500 Hz, le bruit de photon dominant au delà²³.

3.2.3 Le bruit de comptage des photons

Ce bruit incontournable affecte directement la précision de la mesure du déphasage. Son ordre de grandeur (en densité spectrale) est donné (cf. [1], 2.1.2 Détecteur interférométrique et sensibilité, page 37, équation 2.31) par :

$$\tilde{h}_{\text{shot}}(f) = \frac{\lambda}{4\pi L} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P_{\text{in}}}} \quad (14)$$

(22) Sous certaines conditions toutefois : le bruit doit être *stationnaire* - ses propriétés ne dépendent pas du temps - et *ergodique* - les dites propriétés peuvent être estimées par de simples prises de moyenne sur un certain laps de temps.

(23) A titre de complément pour cette dernière partie, cf. par exemple la thèse de Nicolas Arnaud [1], publiée numériquement par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire de l'IN2P3, partie « Description de Virgo, bruits du détecteur », ou encore le mémoire d'habilitation à diriger des recherches de Damir Buskulic [3], partie « Bruit de photon et conséquence sur la configuration optique » et « Amélioration de la sensibilité ».

où λ et ω sont respectivement la longueur d'onde et la pulsation de la source laser. L'intensité de ce bruit est donc d'autant plus petite que la longueur d'onde du laser est courte (grande fréquence d'arrivée des photons) ; cette longueur d'onde étant fixée, l'intensité est également d'autant plus petite que seront grandes 1) les longueurs L des bras de l'interféromètre et 2) la puissance délivrée par le laser source de cette lumière. De là, l'emploi de techniques optiques pour « replier les trajets lumineux » au sein de bras ayant une longueur apparente de 3 km seulement et atteindre des longueurs effectives de l'ordre de la centaine de km. De là également d'autres techniques visant à augmenter par « recyclage » de la lumière, la puissance lumineuse P_{in} incidente au niveau de la séparatrice, à partir d'une même source laser. Cette dernière puissance pourra ainsi être de 1000 watts ou plus, à partir d'une source d'une vingtaine de watts seulement.

La figure 4 montre la mise en œuvre des techniques de repliement et de recyclage au sein du « design optique » de VIRGO, qui apporte certaines modifications notables à la figure de l'interféromètre de Michelson « classique » de la figure 3. Ces techniques sont toutes deux basées sur le fonctionnement des cavités Fabry-Perot. Une telle cavité, rappelons-le, est formée dans son principe de deux miroirs parallèles semi-réfléchissants, un miroir d'entrée et un miroir d'extrémité, caractérisés chacun par des taux de réflexion et des taux de transmission spécifiques. En utilisant une image très simplifiée, disons que les photons traversant le miroir d'entrée se trouvent momentanément « piégés » dans la cavité en effectuant un certain nombre d'aller-retours avant de sortir de la cavité, soit en revenant vers la source ou bien en franchissant le miroir d'extrémité. La cavité fonctionne ainsi comme un outil de stockage de la lumière, et le gain associé à la cavité est défini comme le rapport entre la puissance stockée dans la cavité et la puissance incidente.

Ce gain dépend des taux de transmission et de réflexion respectifs des deux miroirs, de la distance qui les sépare et de la longueur d'onde de la lumière. Il est maximal lorsque les allers et retours des ondes lumineuses entre les deux miroirs sont en résonance, c.-à-d. quand le rapport entre la distance et la longueur d'onde vaut $\frac{\pi}{2} + k\pi$

L'augmentation de la longueur des bras est obtenue en plaçant à l'entrée de chacun d'eux, en aval de la séparatrice, un miroir de réflectivité plus faible que le miroir de fond associé, lequel a un taux de transmission nul. Ce miroir d'entrée forme avec le miroir de fond une cavité de Fabry-Perot, entraînant ainsi les photons à effectuer à l'intérieur de la cavité un nombre d'aller-retours fonction d'un paramètre de finesse, et multipliant ainsi virtuellement d'autant la longueur physique du bras.

L'amplification de puissance est obtenue en plaçant en amont de la séparatrice un miroir fortement réfléchissant, qui recycle en grande partie la lumière en retour de la séparatrice vers cette dernière et qui transforme donc en cavité Fabry-Perot l'ensemble du détecteur. La puissance évaluée au niveau de la séparatrice est alors de l'ordre du kWatt, comme l'indique la figure 4.

3.2.4 Le bruit sismique ; s'isoler du sol

Le sol vibre en permanence, et ces vibrations constituent le bruit sismique. La densité spectrale, évaluée à partir de l'écart-type des oscillations mesurées en mètres, est, (site VIRGO de

Figure 4. Design optique de VIRGO ; modification du schéma de principe de l'interféromètre de Michelson : mise en œuvre de techniques de repliement et de recyclage.

Cascina), donnée par $\tilde{x}(f) \approx \frac{10^{-6}}{f^2} m / \sqrt{\text{Hz}}$. Convertie en amplitude d'onde gravitationnelle sans dimension, cela donne une sensibilité $\tilde{h}_{\text{sim}}(f)$ de l'ordre de $\frac{10^{-9}}{f^2} / \sqrt{\text{Hz}}$ (cf. [1], 2.2.1.

Bruits du détecteur, page 42, équation 2.41). Cette sensibilité est donc supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à la sensibilité espérée (10^{-23} , rappelons-le), même pour des fréquences d'ondes gravitationnelles de 1000 Hz, et à fortiori pour des fréquences plus faibles. Il faut donc absolument s'en affranchir. Donc atténuer fortement les bruits sismiques sur la bande de fréquence cible de VIRGO, en acceptant de renoncer à toute recherche de détection en deçà de 4 ou 5 Hz. L'idée est de suspendre les miroirs à des super-atténuateurs - en fait une chaîne de plusieurs atténuateurs - capables d'agir à la fois sur les mouvements verticaux et les mouvements horizontaux du bruit sismique. Ces atténuateurs fonctionnent comme des filtres passe-bas, il faudrait d'ailleurs mieux dire ici filtres coupe-haut, puisqu'ils ont pour objectif de rendre complètement négligeable l'impact du bruit au delà d'une fréquence de 10 Hz. D'une façon simplifiée, ce sont des ressorts, ou des pendules pour les mouvements de rotation : soumis à des oscillations de fréquences bien supérieures à leur fréquence propre f_0 , ils n'ont pas le temps de transmettre ces oscillations aux objets dont ils ont la charge, et de ce fait les amortissent.

La figure 5 montre un schéma et une photographie partielle d'un de ces super-atténuateurs, dont la masse est de plus d'une tonne. Formellement ils se décrivent comme des oscillateurs dont la fréquence de résonance f_0 recherchée est la plus basse possible, de façon à ce que la fonction de transfert (rapport signal de sortie du filtre sur signal d'entrée) soit quasiment nulle au delà de la borne inférieure de fréquence souhaitée. Les performances atteintes correspondent à des fonctions de transfert de l'ordre de f^{-12} voire f^{-14} (mouvements horizontaux) à partir de $f = 1$ Hz. Cependant, c'est bien les difficultés à contrôler le bruit sismique qui ont imposé à VIRGO sa limite basse dans la bande de fréquence.

Figure 5. S'isoler du sol : le super atténuateur de VIRGO.

3.2.5 Le bruit thermique

Le bruit thermique correspond aux mouvements browniens affectant les degrés de liberté des composants mécaniques du détecteur, mouvements aléatoires dont l'ampleur dépend de la température.

Ces composants mécaniques peuvent être modélisés par des oscillateurs harmoniques soumis à des frottements ou des forces de viscosité, en équilibre thermique avec leur environnement. On montre dans ces conditions (théorème de fluctuation-dissipation) que la densité spectrale du bruit est donnée (cf. [1], 2.2.1. Bruits du détecteur, page 46, équation 2.44) par :

$$\tilde{x}_{ther}(f) = \left[\frac{k_B T f_0}{2\pi^3 m Q} \frac{f_0}{f} \frac{1}{(f^2 - f_0^2)^2 + f_0^4 / Q^2} \right]^{1/2} \quad (15)$$

formule dans laquelle T est la température, f_0 la fréquence propre de l'oscillateur, m sa masse, et Q un « facteur de qualité ».

Deux types de bruits thermiques interviennent : ceux liés aux vibrations des substrats des miroirs, et ceux liés aux vibrations des suspensions. Ils sont à l'origine de pics de bruits autour de fréquences égales aux fréquences de résonances de ces différentes vibrations. La hauteur et l'étroitesse de ces pics de bruits sont fonction du facteur de qualité : pour une fréquence de

Figure 6. Courbes de sensibilité effective aux différentes étapes ; progression vers la courbe de sensibilité objectif.

résonance donnée, le pic est d'autant plus haut et plus étroit que le facteur de qualité est plus élevé. Ces pics viennent donc interrompre à certaines fréquences précises une décroissance de fond de la densité spectrale en $f^{-5/2}$.

Dans la bande de fréquences cible de VIRGO, un premier pic apparaît ainsi autour de 7 Hz ; une série de pics, eux aussi liés aux suspensions, s'échelonnent à partir de quelques 300 Hz. Enfin deux pics liés aux substrats des miroirs se font jour entre 5500 et 6000 Hz.

3.2.6 La course à la sensibilité minimale

Le souci constant d'abaisser la sensibilité a été au centre de VIRGO, comme il l'a été également pour les autres projets tels que LIGO. La figure 6 montre ainsi quels ont été les progrès effectués pour abaisser la courbe $\tilde{h}_{tot}(f)$ du bruit total, pour la rapprocher de la courbe objectif initial du projet (Virgo design). Entre les années 2003 et 2009, pour $f = 70$ Hz par exemple, la densité spectrale du bruit total s'abaisse de 10^{-15} à 10^{-22} , atteignant quasiment la courbe objectif. La même figure montre par ailleurs l'évolution de la sensibilité minimale, qui se situe sur la courbe objectif vers 300 Hz, juste avant le pic thermique dont il a été question précédemment. Comme on peut le voir, cette sensibilité minimale est encore limite, puisqu'au dessus de 10^{-23} ; il est prévu de gagner un ordre de grandeur. C'est de fait cette sensibilité de 10^{-23} qui est d'ores et déjà atteinte chez LIGO, sur une plage s'étalant entre 100 et 500 Hz environ, qui a rendu possible la détection du 14 septembre 2015.

Références

- [1] N. Arnaud. *Contrôle Global de la partie centrale du détecteur d'ondes gravitationnelles VIRGO. Recherche de signaux impulsionnels : application aux coïncidences entre interféromètres*. PhD thesis, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, mars 2002.
- [2] L. Blanchet. Introduction à la relativité générale. Cours, Universités Paris VII et Paris XI, 1996-1997.
- [3] D. Buskulic. *Préparation à l'analyse de données dans VIRGO : aspects de techniques informatiques et de techniques d'analyse pour la recherche de coalescence de binaires*. Mémoire d'habilitation, Université de Savoie. Laboratoire d'Annecy le Vieux de Physique des Particules, mars 2006.
- [4] F. Cavalier and P. Hello. Virgo et la quête des ondes gravitationnelles.
- [5] A. Einstein. Über Gravitationswellen. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 154-167., 1918.
- [6] S. Fairhurst, G. M. Guidi, P. Hello, J. T. Whelan et G. Woan. Current status of gravitational wave observations. *General Relativity and Gravitation*, **43** :387–407, Feb. 2011.
- [7] E.ourgoulhon. Relativité générale. Cours, Observatoire de Paris, Universités Paris VI, Paris VII et Paris XI, 2010-2011.
- [8] P. Hajicék. *An Introduction to the Relativistic Theory of Gravitation*. Lecture Notes in Physics 750. Springer, 2008.
- [9] R. A. Hulse and H. J. Taylor. Discovery of a Pulsar in a Close Binary System. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 6 of *Bulletin of The American Astronomical Society*, page 453, Sept. 1974.
- [10] G. Lagache, J.-L. Puget et H. Dole. Dusty Infrared Galaxies : Sources of the Cosmic Infrared Background. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **43** :727–768, Sept. 2005.
- [11] P. Peter et J.-P. Uzan. *Cosmologie primordiale*. Echelles. Belin, Paris, 2005.
- [12] J. H. Taylor et J. M. Weisberg. A new test of general relativity - Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophysical Journal*, **253** :908–920, Feb. 1982.
- [13] J. M. Weisberg et J. H. Taylor. The Relativistic Binary Pulsar B1913+16 : Thirty Years of Observations and Analysis. In F. A. Rasio and I. H. Stairs, editors, *Binary Radio Pulsars*, volume **328** of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 25, July 2005.