

Recherche de signaux d'ondes gravitationnelles transitoires de longue durée avec les données des détecteurs advanced Virgo et advanced LIGO

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud
LAL : 18-013

Ecole doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie,
Cosmos et Simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 10 Septembre 2018, par

VALENTIN FREY

Composition du Jury :

| | |
|---|---------------------|
| Achille Stocchi Professeur, LAL (UMR8607) | Président |
| Tania Regimbau Directrice de recherche, LAPP (UMR5814) | Rapporteur |
| Elias Khan Professeur, IPNO (UMR8608) | Rapporteur |
| David Shoemaker Professeur, MIT | Examineur |
| Gianluca Guidi Professeur, Università degli studi di Urbino Carlo Bo | Examineur |
| Marie-Anne Bizouard Chargée de recherche, LAL (UMR8607) | Directrice de thèse |

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 5 |
| 1 Onde gravitationnelle : Mélodie céleste | 7 |
| 1.1 Relativité générale et ondes gravitationnelles : Mise en place de la partition | 7 |
| 1.2 Ondes Gravitationnelles | 9 |
| 1.2.1 Définition et généralités | 9 |
| 1.2.2 Approximation en champ faible | 9 |
| 1.2.3 Propagation des ondes gravitationnelles dans le vide | 10 |
| 1.2.4 Génération d'ondes gravitationnelles | 11 |
| 1.2.5 Interaction avec la matière | 11 |
| 1.2.6 Énergie transportée par une onde gravitationnelle | 13 |
| 1.3 Sources d'ondes gravitationnelles | 14 |
| 1.3.1 Généralités | 14 |
| 1.3.2 Objets compacts | 15 |
| 1.3.3 Sources d'ondes gravitationnelles continues | 21 |
| 1.3.4 Fond stochastique | 23 |
| 1.3.5 Sources transitoires | 23 |
| 1.3.6 Sources transitoires de longue durée | 25 |
| 1.3.7 Autres sources | 34 |
| 2 Détecteurs et détections | 35 |
| 2.1 Historique | 35 |
| 2.1.1 Chapel Hill : le début de la chasse expérimentale aux ondes gravitationnelles | 35 |
| 2.1.2 Idée préliminaire de détecteur d'ondes gravitationnelles | 36 |
| 2.1.3 Barre de Weber | 36 |
| 2.1.4 Détecteur interférométrique | 36 |
| 2.2 Détecteurs Interférométriques | 36 |
| 2.2.1 Principe de détection | 37 |
| 2.2.2 Virgo et advanced Virgo | 40 |
| 2.2.3 Réseau de détecteurs | 43 |
| 2.2.4 Sensibilité d'un détecteur et bruits | 44 |
| 2.3 Les prises de données d'observation (runs) | 47 |
| 2.3.1 S5/S6 | 49 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.3.2 | O1 | 49 |
| 2.3.3 | O2 | 50 |
| 2.4 | Détections | 50 |
| 2.4.1 | GW150914 | 50 |
| 2.4.2 | GW151226 et LVT151012 | 52 |
| 2.4.3 | Fusion de trous noirs durant O2 | 52 |
| 2.4.4 | GW170814 | 53 |
| 2.4.5 | GW170817 | 54 |
| 3 | STAMP-AS : Chaîne d'analyse dédiée à la recherche d'ondes gravitationnelles de longue durée | 57 |
| 3.1 | Introduction | 57 |
| 3.2 | Statistique et traitement du signal | 57 |
| 3.2.1 | Généralité | 57 |
| 3.2.2 | Filtrage adapté | 60 |
| 3.2.3 | Analyse temps-fréquence | 61 |
| 3.2.4 | Analyse coïncidente | 62 |
| 3.2.5 | Analyse cohérente | 63 |
| 3.3 | Chaîne d'analyse STAMP-AS | 63 |
| 3.3.1 | Aperçu général | 63 |
| 3.3.2 | Segments et fenêtres | 64 |
| 3.3.3 | Statistique de détection | 64 |
| 3.3.4 | Carte temps-fréquence cohérente | 66 |
| 3.3.5 | Clustering | 69 |
| 3.3.6 | Estimation du bruit de fond | 70 |
| 3.3.7 | Estimation de la sensibilité | 71 |
| 3.4 | Étude de cas : analyse de S5/S6 | 73 |
| 3.4.1 | SNR_{frac} | 74 |
| 3.4.2 | DQ flags | 75 |
| 3.4.3 | Estimation de la sensibilité | 75 |
| 3.4.4 | Résultats de la recherche des signaux transitoires longs dans les données de S5/S6 | 78 |
| 3.5 | Points faibles de STAMP-AS | 80 |
| 3.5.1 | Estimation de la PSD dans le cas de signaux monochromatiques | 80 |
| 3.5.2 | Problème de l'utilisation des masques fréquentiels lors du clustering | 81 |
| 3.5.3 | Localisation de la source | 82 |
| 3.5.4 | Temps d'exécution et mémoire utilisée lors d'une analyse complète. | 82 |
| 4 | Analyse des données du premier run d'observation O1 d'advanced LIGO | 83 |
| 4.1 | Introduction | 83 |
| 4.2 | Analyse O1 selon STAMP-AS | 83 |
| 4.2.1 | Configuration | 83 |
| 4.2.2 | Nouveaux modèles d'ondes gravitationnelles de longue durée | 85 |
| 4.2.3 | Lonetrack | 86 |
| 4.2.4 | Estimation du bruit de fond | 88 |
| 4.3 | Analyse long transient durant O1 | 93 |
| 4.3.1 | Nouvelles chaînes d'analyse | 93 |
| 4.3.2 | Estimation de la sensibilité | 94 |
| 4.3.3 | Résultat de l'analyse des données de O1 | 97 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.3.4 | Horizon et limites sur le taux d'évènement | 97 |
| 4.4 | Comparaison entre <i>Lonetrack</i> et <i>ZebraGard</i> | 99 |
| 4.5 | Conclusion | 100 |
| 5 | Recherche d'ondes gravitationnelles transitoires de longue durée après la fusion de deux étoiles à neutrons (GW170817) | 101 |
| 5.1 | Introduction | 101 |
| 5.2 | Nature de l'objet formé dans GW170817 | 102 |
| 5.3 | Recherche du signal post-merger de GW170817 | 103 |
| 5.3.1 | Reconstruction du signal de coalescence | 103 |
| 5.3.2 | Adaptation de la chaîne d'analyse | 103 |
| 5.3.3 | Formes d'ondes considérées | 105 |
| 5.3.4 | Résultats | 105 |
| 5.3.5 | Résultats de toutes les recherches | 108 |
| 5.4 | Conclusion et perspective | 109 |
| 6 | Amélioration de la chaîne de détection STAMP-AS | 111 |
| 6.1 | Introduction | 111 |
| 6.2 | Estimation de la PSD | 112 |
| 6.2.1 | Contexte et généralité | 112 |
| 6.2.2 | Estimation basée sur la médiane | 112 |
| 6.2.3 | Estimation basée sur l'ajustement polynomial | 114 |
| 6.2.4 | Estimation basée sur la médiane glissante | 115 |
| 6.2.5 | Comparaison entre les méthodes | 117 |
| 6.3 | Lignes | 120 |
| 6.3.1 | Contexte | 120 |
| 6.3.2 | Méthode de suivi et de soustraction de lignes | 120 |
| 6.3.3 | Masques et inpainting | 122 |
| 6.3.4 | Performance et gain | 125 |
| 6.4 | Carte multi-résolution | 126 |
| 6.5 | Méthode d'estimation du bruit de fond | 127 |
| 6.6 | Performance et comparaison | 128 |
| 6.6.1 | Simulation de bruit gaussien | 129 |
| 6.6.2 | Données issues des deux dernières semaines de O1 | 133 |
| 6.7 | Conclusion | 135 |
| | Conclusion et perspectives | 138 |
| | Bibliographie | 145 |

Ce manuscrit présente mes travaux de thèse sur la recherche de signaux d'ondes gravitationnelles de longue durée avec les détecteurs advanced LIGO et advanced Virgo.

Comme son nom l'indique, une onde gravitationnelle est une onde, c'est-à-dire une modification locale et temporaire des propriétés d'un milieu, ici l'espace-temps, qui se déplace à une vitesse finie, c , qui est la vitesse de la lumière.

Dans l'Antiquité, la physique des ondes est apparue pour décrire les vagues à la surface d'un plan d'eau. D'ailleurs, le mot "onde" provient du latin "unda", qui signifie eau courante. De même, la langue anglaise n'a qu'un seul mot ("wave") pour désigner une onde et une vague. Si les Grecs mettent en évidence des rapports numériques entre les longueurs des cordes vibrantes et les sons musicaux dès le V^e siècle avant notre ère, il faut attendre la science moderne pour qu'une véritable physique des ondes voit le jour. En particulier, au XVII^e siècle, le concept d'onde s'est développé grâce à la compréhension de nouveaux phénomènes physiques tels que l'acoustique et l'optique. La mise en équation mathématique de l'onde a permis d'expliquer et de prédire de nombreuses situations comme la diffraction de la lumière.

Au cours du XX^e siècle, le concept d'onde s'est enrichi notamment avec l'unification "onde" et "particule" découlant de la mécanique quantique. La physique des ondes englobe donc de nombreux domaines allant de l'étude des vagues, à l'électromagnétisme en passant par la physique sub-atomique, la musique ou la relativité générale.

Au sens mathématique du terme, une onde est avant tout un champ. En effet, on peut associer à chaque point d'un espace une grandeur physique (scalaire ou vectorielle) qui évolue dans le temps.

Dans notre cas, on associe à chaque point de l'espace une horloge, c'est-à-dire un temps propre : c'est la base même de la relativité. Ce milieu que l'on appelle espace-temps dicte le mouvement des particules, plus exactement, c'est la courbure de l'espace-temps qui impose la trajectoire des particules. On abandonne ainsi le concept de force gravitationnelle pour ne plus parler que de courbure de l'espace-temps. Or, ce qui prodigue une courbure à l'espace-temps est la présence de masses. Nous sommes donc face à un système imbriqué où la présence d'une masse modifie localement l'espace-temps altérant en retour le mouvement de cette masse.

Du fait de ces masses, l'espace-temps présente des perturbations locales qui se propagent, donnant naissance à ce que l'on appelle des "ondes gravitationnelles". Ces ondes transportent une information unique et imperturbée de la dynamique des phénomènes les plus violents de l'Univers que l'on n'observait jusqu'à présent qu'au travers de leur rayonnement électromagnétique et de leurs émissions de neutrinos.

En combinant l'ensemble des informations de la dynamique gravitationnelle, du rayonnement électromagnétique et de la matière (neutrino), on accède enfin à l'ensemble des phases des phénomènes

violents. De plus, les ondes gravitationnelles nous apportent de l'information sur les trous noirs que ni la lumière ni la matière ordinaire ne peuvent transporter. Les premiers instants de l'Univers seraient aussi uniquement observable à travers les ondes gravitationnelles primordiales prédites par certains modèles d'inflations.

Les sources astrophysiques qui émettent des ondes gravitationnelles sont variées et notre connaissance des formes d'ondes varie de la prédiction analytique quasi exacte de l'amplitude et de l'évolution de la phase (cas d'un système binaire) à une connaissance approximative et/ou purement numérique comme le cas de l'effondrement gravitationnel du coeur d'une grosse étoile en fin de vie.

Selon la source, les ondes émises peuvent être transitoires comme une onde de choc, ou continues. Certaines sources émettent des ondes gravitationnelles de longue durée, allant de quelques dizaines de secondes à plusieurs minutes, que l'on appelle ondes gravitationnelles transitoires longues ou de longue durée. Les modèles d'émission de ces sources sont assez grossiers et l'observation d'ondes gravitationnelles transitoires de longue durée permettrait de mieux les comprendre.

La recherche des sources d'ondes gravitationnelles transitoires longues a débuté dans la collaboration LIGO/Virgo avant ma thèse, en 2010, avec les données de la première génération des détecteurs interférométriques LIGO. L'analyse des cinquième et sixième périodes de prise de données (runs) scientifiques de LIGO a permis d'établir les premières limites sur les taux d'évènements attendus pour certaines sources.

J'ai rejoint la collaboration LIGO/Virgo en 2015, juste au moment où la première recherche de signaux transitoires longs a été publiée et où advanced LIGO commençait sa première prise de données scientifiques qui a permis la découverte de GW150914, la première coalescence de deux trous noirs jamais mise en évidence. Héritant d'une chaîne d'analyse, j'ai effectué rapidement des améliorations pour l'adapter aux données d'advanced LIGO. J'ai ensuite analysé toutes les données d'advanced LIGO prises jusqu'en 2017.

Après avoir posé le contexte théorique des ondes gravitationnelles dans un premier chapitre, et décrit les principes de détections dans un second chapitre, je décrirai succinctement dans le troisième chapitre la chaîne d'analyse dont j'ai hérité à mon arrivée dans la collaboration en 2015. Mon premier travail de développement et d'analyse sera présenté dans le quatrième chapitre (l'analyse du premier run d'observation d'advanced LIGO et advanced Virgo). Le cinquième chapitre décrira une recherche du signal d'onde gravitationnelle émis par l'objet créé lors de la fusion de deux étoiles à neutrons détecté le 17 août 2017. Je présenterai les améliorations apportées à la chaîne d'analyse dans le chapitre six.

1.1 Relativité générale et ondes gravitationnelles : Mise en place de la partition

En théorie de la musique, on peut distinguer trois grandes notions :

- le rythme qui peut être associé à une horloge musicale : il représente le placement des notes dans le temps ;
- la mélodie qui peut être associée à un espace géométrique : elle représente une suite de notes, plus précisément les intervalles entre ces différentes notes ;
- l'harmonie qui permet de donner du poids à la mélodie, une certaine courbure à la musique.

Ces trois notions sont reliées entre elles et définissent les fondements de la musique. À chaque note d'une partition, on peut associer un rythme, une mélodie et une harmonie. Ce qui fait la beauté d'un morceau, c'est que l'espace et le temps musical sont unis.

Il en est de même pour notre univers : à chaque point de l'espace est associée une horloge, un temps qui lui est propre, formant ainsi l'espace-temps. Cependant cet accord entre espace et temps est plutôt récent dans l'histoire de la physique : notre représentation de l'Univers a été marquée par de nombreuses autres descriptions. Revenons un instant sur quelques-unes.

Dans l'Antiquité, pour les Grecs, la dichotomie entre le temps et l'espace est flagrante [1] : nous possédons l'espace mais nous subissons le temps. L'espace est réversible et nous avons une certaine liberté vis-à-vis de lui. Le temps, irréversible, manifeste notre impuissance.

Ainsi deux représentations se font face. Pour certains, le temps a une place de second plan, représentation inférieure de l'Éternité [2]. Pour d'autres, le temps est le moteur de toutes choses ; la force de vie [3]. Malgré ces divergences de conception du temps, les philosophes Grecs introduisent déjà l'idée que le temps est relié au mouvement.

Au XVII^e siècle, lorsque Newton introduit ses lois fondamentales de la mécanique, l'espace et le temps sont toujours dissociés [4]. Il fait l'hypothèse d'un temps absolu s'écoulant de façon uniforme et indépendante de toute influence extérieure, nous permettant de définir de manière absolue le mouvement d'un corps. Au XIX^e siècle, l'élaboration des lois de l'électromagnétisme met en évidence certaines limites de cette vision absolue du temps et de l'espace.

Bradley en 1729 interprète les problèmes de parallaxe des étoiles comme le fait que la vitesse de la lumière est finie [5]. Plus tard en 1887, Michelson et Morley montrent grâce à leur interféromètre que la lumière a une vitesse finie et constante, quelle que soit sa direction de propagation [6].

Il faut ensuite attendre 1905, pour qu’une révision fructueuse des concepts de base soit faite. D’abord avec Poincaré qui appelle à ne pas considérer comme “trops réels” de nombreux artéfacts de la physique de son époque tels que le temps absolu ou l’espace absolu [7]. Les travaux de Lorentz et Minkowski permirent à Einstein de donner une interprétation physique à la théorie de la relativité restreinte : une vision révolutionnaire de l’espace et du temps qui mit en évidence l’association de ces deux notions, éliminant ainsi l’idée d’absolu dans ces concepts [8]. Il n’y a plus le temps d’un côté et l’espace de l’autre, mais un espace-temps dans lequel se meuvent des objets.

Dix ans plus tard, l’équivalence entre gravitation et accélération est établie donnant naissance à la théorie de la relativité générale [9, 10]. Ainsi la gravitation n’est plus vue comme une force indépendante agissant dans un espace-temps plat, mais comme la manifestation de la courbure de celui-ci due à la présence de matière. L’espace-temps n’est plus figé, statique et rigide : il se déforme et évolue en fonction des distributions de masses.

En utilisant un espace à quatre dimensions, appelé espace-temps de Minkowski, Einstein met en équation cette théorie aboutissant à l’équation suivante :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}. \quad (1.1)$$

La partie gauche de l’équation représente les termes liés à la courbure de l’espace-temps :

- $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci qui représente la déformation de l’espace-temps ;
- R est la courbure scalaire qui assigne à chaque point de l’espace-temps un simple nombre réel caractérisant la courbure intrinsèque en ce point ;
- $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique qui définit le produit scalaire de deux vecteurs en chaque point de l’espace ;
- Λ est la constante cosmologique ajoutée par Einstein dans le but de rendre sa théorie compatible avec l’idée qu’il y a un Univers statique. Nous la considérerons ici comme nulle.

La partie droite représente la distribution de masse :

- κ est la constante d’Einstein : $\kappa = \frac{8\pi G}{c^4}$
- $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion qui représente la répartition de masse et d’énergie dans l’espace-temps.

Cette équation est comme une partition de musique où chaque note sur la portée représente un son associé à un rythme. Les notes suivent des règles particulières, par exemple il ne peut y avoir qu’un nombre limité de noires par mesure ; tout comme la distribution de masse et la métrique d’espace-temps sont régies par des règles encodées dans cette équation. Une partition s’interprète pour en sortir une musique, une équation se résout pour en sortir une solution. Dans notre cas, les solutions s’appellent des tenseurs métriques de l’espace-temps, ou plus simplement des métriques.

Cependant, les solutions de l’équation d’Einstein sont très difficiles à trouver, notamment à cause de son caractère non linéaire. Par exemple, il n’existe pas de solution complète connue pour un espace-temps constitué de deux corps massifs type système binaire d’étoiles. Il faut utiliser des techniques d’approximation pour aboutir à une solution. Par exemple, si l’on se place dans l’hypothèse de champ faible, on peut obtenir de cette équation des solutions qui forment des ondes gravitationnelles ; ce que nous ferons dans la prochaine section.

1.2 Ondes Gravitationnelles

1.2.1 Définition et généralités

La notion d'onde gravitationnelle apparaît dans la littérature scientifique dès 1900 avec Lorentz qui imagine un champ de gravitation se propager [11]. Plus tard, en 1905, Poincaré introduit le concept d'"onde gravifique" [12]. Bien qu'il définisse des ondes qui ne transportent pas d'énergie - ne possédant donc pas d'entité physique - son concept porte déjà l'idée que ces ondes se déplacent à la vitesse de la lumière.

Il faut attendre 1916 pour qu'Einstein prédise théoriquement l'existence des ondes gravitationnelles en les présentant comme solutions de ses équations [8]. Pour parvenir à cette conclusion, Einstein considère une perturbation d'un espace-temps plat, linéarisant ainsi ses équations.

Cependant, en raison des approximations faites pour établir leur existence ainsi que des subtilités liées à l'invariance de la théorie, la réalité de ces ondes fut remise en cause, reléguant leur existence au rang d'artéfacts de calcul appelés à disparaître par un changement judicieux de coordonnées.

Ce n'est que dans les années 50 que le caractère physique des ondes gravitationnelles est établi. Pirani montre le rapport entre le tenseur de Riemman et la déformation de la métrique [13, 14] et Isaacson formalise le développement des équations d'Einstein dans le cas d'ondes gravitationnelles de longueur d'onde petite par rapport à la courbure de l'espace-temps, s'émancipant ainsi des hypothèses faites par Einstein [15]. Les considérations sur la perturbation d'un espace-temps plat devient un cas particulier de la théorie des ondes gravitationnelles. Enfin Bondi exprime l'énergie transportée par une onde gravitationnelle [16] et va même jusqu'à proposer des systèmes capables de la capter.

Contrairement à d'autres aspects de la relativité générale, la validation expérimentale des prédictions d'Einstein concernant l'existence des ondes gravitationnelles prit de nombreuses années. Nous verrons que le pulsar binaire PSR1913+16 a apporté des preuves indirectes de l'existence du rayonnement gravitationnel. Mais ce n'est que 100 ans après les travaux d'Einstein que la première détection directe d'onde gravitationnelle fut faite dans les données des détecteurs LIGO en 2015, mettant fin définitivement toutes les controverses sur leur existence.

1.2.2 Approximation en champ faible

Si l'on fait l'hypothèse d'un champ faible, c'est-à-dire un espace quasiment plat et sans source de champ gravitationnel, on peut alors considérer la métrique suivante :

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

où $\eta_{\mu\nu}$ est la métrique d'un espace plat (de Minkowski) :

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

et $h_{\mu\nu} \ll 1$ est la perturbation de cette métrique.

En insérant cette solution et en linéarisant l'équation (1.1), on obtient alors l'expression suivante :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} \partial_\rho \partial_\sigma \bar{h}^{\rho\sigma} - \partial_\mu \partial_\rho \bar{h}_\nu^\rho - \partial_\nu \partial_\rho \bar{h}_\mu^\rho = -2\kappa T_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

en définissant $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h$ et \square le d'Alembertien, $\square = \partial_\mu \partial_\nu$.

En physique, il est courant d'utiliser des jauges pour reformuler et simplifier les équations. Il suffit par exemple, d'utiliser certaines propriétés de symétrie de l'équation pour supprimer des termes. C'est comme un trompettiste qui transpose ses partitions en *Sib* pour jouer plus facilement : le morceau résultant reste inchangé mais est plus simple de lecture pour le musicien.

En utilisant la jauge de Lorenz, définie par $\partial_\mu \bar{h}_{\mu\nu} = 0$, on peut simplifier l'équation précédente :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -2\kappa T^{\mu\nu}. \quad (1.4)$$

Cette équation est appelée équation d'ondes en référence à l'équation générale de la physique des ondes. Elle décrit la propagation d'une onde dans un milieu. Elle a été établie pour la première fois au XVII^e siècle pour modéliser la vibration d'une corde de violon. Bernoulli constate que les vibrations de la corde forment des sinusoides mettant ainsi en évidence le concept de modes [17]. Plus tard, d'Alembert reprend la modélisation de la corde pour montrer que les vibrations dépendent à la fois de l'espace et du temps [18]. Maxwell retrouvera cette équation lors de la mise en place de sa théorie de l'électromagnétisme et ses études sur le caractère ondulatoire des champs électriques [19]. Cette équation se retrouve à présent dans le contexte de la relativité générale. Les 200 ans de physique des ondes vont permettre de déduire les caractéristiques attendues pour les ondes gravitationnelles ainsi que des solutions pour quelques cas particuliers.

1.2.3 Propagation des ondes gravitationnelles dans le vide

Plaçons-nous à présent dans un espace plat et vide de toute matière ($T_{\mu\nu} = 0$). L'équation (1.4) est vérifiée et les solutions de l'équation (1.4) sont connues et prennent la forme suivante :

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \Re\left(A_{\mu\nu} e^{(ik_\rho x^\rho)}\right). \quad (1.5)$$

- $A_{\mu\nu}$ est l'amplitude de l'onde.
- $k_\rho = (\omega/c, \vec{k})$ est le vecteur d'onde dont la norme est inversement proportionnelle à la longueur d'onde.

La relation de dispersion des ondes gravitationnelles :

$$\omega^2 = c^2 |\vec{k}|^2, \quad (1.6)$$

indique que l'onde se propage à la célérité de la lumière c .

De plus, le vecteur d'onde doit satisfaire les conditions de jauge imposées plus haut, l'égalité suivante doit être vérifiée :

$$k_\rho A^{\phi\rho} = 0. \quad (1.7)$$

Comme $A_{\mu\nu}$ est une matrice 4×4 symétrique, elle est composée de 10 éléments indépendants. L'égalité (1.7) permet de réduire ce nombre d'éléments à 6. Il est encore possible de réduire ce nombre en choisissant une jauge harmonique particulière, que l'on appelle jauge transverse et sans trace.

$$\begin{aligned} A^\mu_\mu &= 0 && \text{sans trace} \\ A^{0\mu} &= 0 && \text{transverse} \end{aligned}$$

Cette jauge réduit encore le nombre d'éléments indépendants à 2. Au final, l'amplitude prend la forme suivante :

$$A_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{11} & A_{12} & 0 \\ 0 & A_{12} & -A_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

De la forme de l'amplitude, on peut déduire qu'une onde gravitationnelle possède deux et seulement deux polarisations. Dans la suite on nommera ces deux polarisations "+" et "×".

1.2.4 Génération d'ondes gravitationnelles

Pour décrire les mécanismes de génération d'ondes gravitationnelles, il faut revenir aux équations d'Einstein contenant le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$.

Une solution de cette équation peut être formulée en utilisant les fonctions de Green, solutions des équations de Maxwell :

$$\bar{h}_{\mu\nu}(x, t) = -\frac{4G}{c^4} \int d^3\vec{y} \frac{T_{\mu\nu}(t - \|\vec{x} - \vec{y}\|, \vec{y})}{\|\vec{x} - \vec{y}\|}, \quad (1.8)$$

\vec{y} étant restreint à la source.

Toute la difficulté vient donc de la détermination de l'ensemble des termes d'énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ de la source. Dans la plupart des cas, il n'existe pas d'expression analytique du tenseur énergie-impulsion pour une source donnée : d'un côté les mécanismes astrophysiques n'étant pas assez connus pour bien les modéliser, de l'autre côté le caractère non linéaire des équations empêchant tout développement analytique complet.

Cependant, plusieurs approximations peuvent être faites : si l'on se situe suffisamment loin de la source et que celle-ci possède une vitesse bien inférieure à celle de la lumière, $T_{\mu\nu}$ peut se développer sous la forme d'une série de multipôles. En particulier à l'ordre le plus bas, on obtient :

$$\bar{h}_{ij}(t) = \frac{2G}{Rc^4} \frac{d^2}{dt^2} I_{ij}(t - \frac{R}{c}). \quad (1.9)$$

I_{ij} étant le moment quadrupolaire de la source considérée isolée, compacte et située à une distance R :

$$I_{ij} = \int \rho(3r_i r_j - \|r\|^2 \delta_{ij}) d^3\vec{r}. \quad (1.10)$$

À la différence des ondes électromagnétiques, les détecteurs d'ondes gravitationnelles sont sensibles à l'amplitude et non à l'énergie transportée par ces ondes. L'amplitude de la perturbation de la métrique $\bar{h}_{ij}(t)$ varie comme l'inverse de la distance à la source R . Une décroissance plus rapide en $1/R^2$ aurait rendu toute détection plus difficile en réduisant de manière considérable la fraction d'Univers observable.

De plus, l'émission quadrupolaire à l'ordre le plus bas oblige une brisure de la symétrie sphérique de la source pour émettre des ondes gravitationnelles. On ne trouvera donc aucun signal d'ondes gravitationnelles provenant d'un objet sphérique qui pulse.

Enfin, le facteur $\frac{G}{c^4} \sim 10^{-45}$ présent dans la formule du quadrupôle explique pourquoi les amplitudes des ondes gravitationnelles rencontrées par la suite sont si faibles.

1.2.5 Interaction avec la matière

Revenons à la propagation d'une onde gravitationnelle dans un espace plat et vide de toute matière. Ajoutons maintenant une masse test sur la trajectoire de l'onde.

Lors du passage de l'onde, la masse test va simplement suivre une géodésique (trajectoire la plus directe pour une courbure donnée), qui obéit à l'équation suivante :

$$\frac{d}{d\tau} U^\alpha = \Gamma_{\mu\nu}^\alpha U^\mu U^\nu, \quad (1.11)$$

où U est le quadrivecteur vitesse.

Supposons une particule au repos, on obtient alors :

$$\left(\frac{d}{d\tau}U^\alpha\right)_0 = -\Gamma_{00}^\alpha = -\frac{1}{2}\eta_{\alpha\beta}(h_{\beta 0,0} + h_{0\beta,0} - h_{00,\beta}) \quad (1.12)$$

En utilisant la jauge transverse et sans trace, on montre que les $h_{\beta,0}$ s'annulent ; l'accélération est donc nulle : la particule restera au repos après le passage de l'onde. Ce phénomène alimentera longtemps le débat sur le fait qu'une onde gravitationnelle peut transporter de l'énergie.

Il faut attendre les travaux de Bondi, Robinson et Pirani en 1959 sur les ondes planes progressives [20] pour avoir une idée de l'interaction des ondes avec la matière. Ils proposent d'utiliser plusieurs observateurs en chute libre et de calculer leur trajectoire modifiée par l'onde gravitationnelle. Après calculs, ils en arrivent à la conclusion que les observateurs sont animés d'un véritable mouvement, confirmant l'idée que les ondes gravitationnelles transportent de l'énergie.

On peut montrer que la distance relative entre deux masses test en chute libre, notée χ_i , est proportionnelle à l'amplitude de l'onde gravitationnelle [21, 22]. Dans le référentiel du détecteur, χ_i est gouvernée par la formule :

$$\ddot{\chi}^i = \frac{1}{2}\ddot{h}_{ij}\chi^j. \quad (1.13)$$

Cette formule est analogue à celle des équations du mouvement en mécanique newtonienne.

La figure 1.1 montre comment les trajectoires d'un ensemble de particules test sont modifiées par le passage de l'onde gravitationnelle. C'est sur cet effet que repose le principe de détection des détecteurs interférométriques d'ondes gravitationnelles.

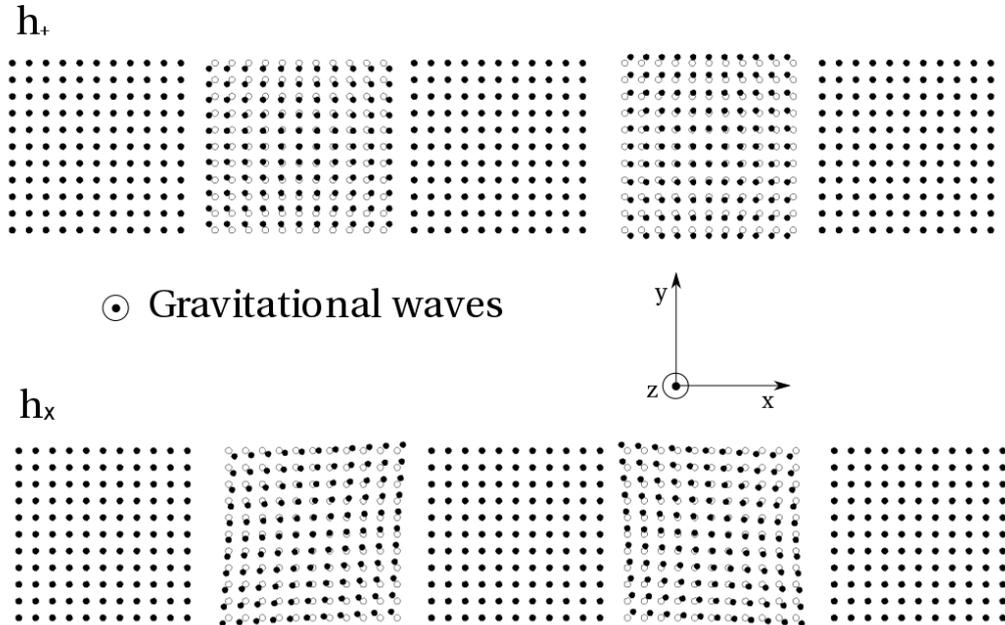


FIGURE 1.1 – Effet d'une onde gravitationnelle se propageant perpendiculairement à la figure et polarisée “+” (haut) et “x” (bas) sur un ensemble de particules test disposées en grille.

1.2.6 Énergie transportée par une onde gravitationnelle

Que ce soient des vagues, du son ou des ondes électromagnétiques, n'importe quelle onde transporte de l'énergie, un moment cinétique et une impulsion et, conservation de ces grandeurs oblige, les extrait par conséquent à sa source. Il en est de même pour les ondes gravitationnelles, propriété validée par l'observation du système binaire *PSR1913+16* - dont nous parlerons dans la paragraphe 1.3.5.1 - qui perd de l'énergie par émission d'ondes gravitationnelles.

Cependant, le formalisme que nous avons utilisé n'est valable que pour décrire les ondes gravitationnelles dans un espace plat. Or, si les ondes gravitationnelles transportent de l'énergie alors elles courbent l'espace-temps. On ne peut donc plus les définir comme des perturbations de la métrique plate.

Pour modéliser l'énergie et l'impulsion transportées par une onde gravitationnelle, il faut permettre à la métrique initiale (1.2) de se courber. Une possible façon de faire est de considérer la métrique suivante :

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(B)} + h_{\mu\nu}^{(1)}. \quad (1.14)$$

où $g_{\mu\nu}^{(B)}$ est notre métrique de base ne représentant pas forcément un espace-temps de Minkowski et $h_{\mu\nu}^{(1)}$ est une perturbation de cette métrique. On peut alors développer le tenseur de Ricci en une série dépendant de $h_{\mu\nu}$:

$$R_{\mu\nu} = R_{\mu\nu}^{(B)} + R_{\mu\nu}^{(1)} + R_{\mu\nu}^{(2)} + \dots, \quad (1.15)$$

où $R_{\mu\nu}^{(B)}$ est construit à partir de $g_{\mu\nu}^{(B)}$

En faisant l'hypothèse que $h_{\mu\nu}$ est une petite perturbation de la métrique $g_{\mu\nu}^{(B)}$, on peut distinguer deux échelles de longueur (ou de fréquence) : la longueur caractéristique de $g_{\mu\nu}^{(B)}$ est bien plus grande que celle de $h_{\mu\nu}^{(1)}$.

Ainsi, $R_{\mu\nu}^{(1)}$ dépend linéairement de $h_{\mu\nu}$ et a donc une petite longueur caractéristique, alors que $R_{\mu\nu}^{(2)}$ dépend quadratiquement de $h_{\mu\nu}$ et contient donc les termes dont les longueurs caractéristiques sont des deux natures.

Si l'on considère l'échelle des plus petites longueurs, l'équation (1.1) donne l'énergie transportée par l'onde gravitationnelle :

$$T_{\mu\nu}^{GW} = -\frac{1}{\kappa} \left(R_{\mu\nu}^{(2)} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}^{(B)} R^{(2)} \right) \quad (1.16)$$

$R_{\mu\nu}^{(2)}$ dépend de la métrique de base et des perturbations, il n'est pas possible de les distinguer. Cela veut dire que la contribution, à la fois des perturbations et de la géométrie initiale, participe à la courbure de l'espace-temps.

Dit autrement, si on considère une particule ponctuelle dans cet espace-temps, la seule conséquence du passage d'une onde gravitationnelle va être de modifier sa géodésique, c'est-à-dire son temps propre et ses coordonnées propres. La particule ne "ressent" donc pas le passage de l'onde gravitationnelle et aucun transfert d'énergie n'a lieu.

Pour témoigner du passage d'une onde gravitationnelle, il faut donc considérer un ensemble de particules ponctuelles. En conséquence, on ne peut pas définir une densité locale d'énergie pour une onde gravitationnelle.

Cette particularité a longtemps posé question, amenant certains physiciens à remettre en cause le transport d'énergie par les ondes gravitationnelles [23, 24]. C'est lors de la conférence de Chapel Hill en 1957 que les discussions entre Bondi et Pirani vont apporter des éléments de réponse [25].

Si l'on suppose que la source d'ondes gravitationnelles est suffisamment loin du détecteur, plus précisément que l'échelle sur laquelle l'onde gravitationnelle varie est bien plus petite que l'échelle sur

laquelle la métrique varie, alors on peut faire l'approximation que la métrique est suffisamment lisse pour pouvoir la séparer de la perturbation. On appelle cette approximation "short-wave approximation". On introduit alors un volume d'espace-temps sur lequel on va moyenner l'énergie :

$$T_{\mu\nu}^{GW} = \frac{1}{\kappa} \langle R_{\mu\nu}^{(2)} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}^{(B)} R^{(2)} \rangle. \quad (1.17)$$

Pour une jauge transverse et sans trace, dans un espace proche de celui de Minkowski, on retrouve le flux d'énergie d'une onde classique :

$$T_{00}^{GW} = \frac{1}{2\kappa} \langle (\dot{h}_+)^2 + (\dot{h}_\times)^2 \rangle, \quad (1.18)$$

où h_+ et h_\times sont les deux polarisations de l'onde gravitationnelle.

En utilisant l'approximation quadrupolaire pour une source isolée émettant de manière isotrope [21], on obtient :

$$E_{GW} = \frac{\pi^2 c^3}{G} r^2 \int_{-\infty}^{\infty} df f^2 (|\tilde{h}_+|^2 + |\tilde{h}_\times|^2). \quad (1.19)$$

On peut simplifier cette expression lorsque l'on se restreint à des cas particuliers [26].

Pour une source émettant dans une bande étroite en fréquence autour d'une fréquence centrale f_0 , l'énergie se simplifie comme :

$$E_{GW} = \frac{\pi^2 c^3}{G} r^2 f_0^2 h_{\text{rssi}}^2, \quad (1.20)$$

où h_{rssi} est définie comme :

$$h_{\text{rssi}} = \sqrt{\int df |\tilde{h}_+|^2 + |\tilde{h}_\times|^2}. \quad (1.21)$$

Pour une source émettant des ondes polarisées linéairement, on obtient :

$$E_{GW} = \frac{8}{15} \frac{\pi^2 c^3}{G} r^2 f_0^2 h_{\text{rssi}}^2. \quad (1.22)$$

Pour une source émettant des ondes polarisées elliptiquement, un facteur 4/3 apparait :

$$E_{GW} = \frac{2}{5} \frac{\pi^2 c^3}{G} r^2 f_0^2 h_{\text{rssi}}^2. \quad (1.23)$$

1.3 Sources d'ondes gravitationnelles

1.3.1 Généralités

L'amplitude d'une onde est directement reliée à la rigidité du milieu, c'est-à-dire à sa capacité de se déformer. Le son ne se propage pas de la même façon dans l'air, l'eau ou encore sur un rail de chemin de fer. La rigidité de l'espace-temps est encodée dans la constante d'Einstein κ qui vaut au plus $\approx 3.10^{-42}$, impliquant des amplitudes très faibles pour les ondes gravitationnelles.

Nous pouvons imaginer une expérience de Hertz pour détecter directement les ondes gravitationnelles. Supposons que l'on fasse tourner à 5 tours/seconde une barre d'acier de 500 tonnes, de 2 m de diamètre et 20 m de long, l'amplitude des ondes ainsi générées serait de 10^{-34} à une distance de 1 m, des ordres de grandeur en dessous de la sensibilité des détecteurs actuels.

En conclusion, aucune expérience de Hertz ou plus généralement en laboratoire, n'est envisageable pour détecter directement ces ondes. Nous devons donc nous tourner vers le ciel afin d'observer des phénomènes astrophysiques violents, pour être plus précis, des phénomènes violents incluant des objets compacts et relativistes. Ce sont les seuls objets capables de contrer la petitesse de la constante d'Einstein et de courber suffisamment l'espace-temps. Notons également que pour générer des ondes gravitationnelles, ces objets doivent être asymétriques.

Les astres les plus compacts connus sont les étoiles à neutrons et les trous noirs. Les phénomènes cataclysmiques incluant ces objets compacts peuvent être de plusieurs natures. En fait, ces sources peuvent être classées en trois familles :

- Des sources transitoires durant de quelques millisecondes à quelques secondes, comme l'effondrement du cœur d'une étoile en fin de vie ou la fusion de trous noirs ;
- Des sources continues et stables par rapport à l'échelle de la durée d'observation. Comme par exemple, les pulsars ou le fond stochastique qui est l'accumulation de toutes les émissions depuis le début de l'Univers ;
- Des sources transitoires de longue durée allant de quelques dizaines de secondes à plusieurs minutes.

Avant de présenter ces trois catégories et les sources qu'elles contiennent, revenons d'abord sur la définition des objets compacts.

1.3.2 Objets compacts

1.3.2.1 Étoiles : solutions sphériques aux équations d'Einstein

Une étoile est une boule de gaz à l'équilibre entre les réactions nucléaires et la gravitation. Pour bien décrire cet objet, il faut connaître à la fois le champ gravitationnel, la distribution de masse et la pression exercée par les réactions nucléaires. La relativité générale va pouvoir donner une relation entre le champ gravitationnel et la distribution de masse mais il faut inclure l'équation d'état pour lier la pression et la densité. Celle-ci, pour le régime de densité extrême considéré, est l'objet de différentes modélisations.

Au vu des forces exercées à la surface d'une étoile à neutrons, et en approximant notre étoile à un fluide parfait qui n'a aucun mouvement, nous pouvons faire l'hypothèse que la symétrie sphérique décrit bien notre objet. On introduit alors la métrique sphérique et statique suivante :

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{00}dt^2 + g_{rr}dr^2 + r^2d\Omega^2 \\ &= -e^{2\Phi}dt^2 + e^{2\Lambda}dr^2 + r^2d\Omega^2 \end{aligned} \quad (1.24)$$

Où $\Phi(r)$ et $\Lambda(r)$ sont deux fonctions de r .

On introduit la fonction de masse $m(r)$ qui, d'un point de vue newtonien¹, représente la masse comprise dans une sphère de rayon r :

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (1.25)$$

La composante radiale de l'équation d'Einstein prend alors la forme suivante :

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{m(r) + \frac{4\pi}{c^2}r^3p}{r[r - 2\frac{Gm(r)}{c^2}]}, \quad (1.26)$$

1. En relativité générale, on ne peut pas faire le raccourci que $m(r)$ représente l'énergie de masse comprise dans une sphère de rayon r puisque la densité locale d'énergie n'est pas définie. Nous garderons donc l'analogie newtonienne.

avec Φ le champ gravitationnel et p la pression.

Dès 1915, Schwarzschild obtient une solution pour la métrique à l'extérieur de l'étoile [27]. Il s'agit de la première solution exacte des équations d'Einstein comprenant une masse. En considérant $p = \rho = 0$, il montre que la métrique peut être décrite par la forme suivante que l'on appelle métrique de Schwarzschild :

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2}\right)^{-1} dr^2 d\Omega^2, \quad (1.27)$$

où M représente la masse totale de l'étoile et R son rayon.

Une singularité est atteinte lorsque $R = 2GM/c^2$. Ce rayon est appelé le rayon de Schwarzschild (r_s) : il représente l'horizon de l'étoile et est au cœur de la notion de trou noir.

En ce qui concerne l'intérieur de l'étoile, on peut utiliser les lois de conservation pour obtenir une relation entre le champ gravitationnel Φ , la densité d'énergie de notre objet ρ et la pression p .

$$\partial_\beta T^{r\beta} = 0 \Rightarrow \frac{1}{2}(\rho c^2 + p) \frac{d\Phi}{dr} = -\frac{dp}{dr}. \quad (1.28)$$

Nous pouvons reformuler l'équation 1.28 sous la forme de l'équation de Tolman-Oppenheimer-Volkov (T-O-V) :

$$\frac{dp}{dr} = -G \frac{(\rho + \frac{p}{c^2})(m + \frac{4\pi}{c^2} r^3 p)}{r(r - 2\frac{Gm}{c^2})}. \quad (1.29)$$

Toute la difficulté de décrire une étoile à travers le filtre de la relativité générale vient du fait qu'il faut connaître l'équation d'état de l'étoile qui permet de lier la densité et la pression.

Schwarzschild obtient dès 1916 la métrique dans le cas d'une densité constante :

$$ds^2 = \frac{1}{4} \left(3\sqrt{1 - \frac{r_s}{R}} - \sqrt{1 - \frac{r^2 r_s}{R^3}} \right)^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r^2 r_s}{R^3} \right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (1.30)$$

où r_s correspond au rayon de Schwarzschild de l'étoile et R le rayon de l'étoile.

Notons également les travaux de Buchdahl en 1981 qui trouve une solution pour une équation d'état sans réalité physique :

$$\rho c^2 = 12\sqrt{p_* p} - 5p. \quad (1.31)$$

avec p_* une constante arbitraire. La métrique prend la forme suivante :

$$ds^2 = \frac{(1 - 2\beta)(1 - \beta - u)}{1 - \beta + u} dt^2 + \frac{(1 - 2\beta)(1 - \beta + u)}{(1 - \beta - u)(1 - \beta + \beta \cos(Ar'))^2} dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (1.32)$$

Cette solution implique l'utilisation de r' une coordonnée radiale différente de r , d'une seconde constante arbitraire β ainsi que la définition des relations suivantes :

$$\begin{aligned} u(r') &= \beta \frac{\sin(Ar')}{Ar'} \\ A^2 &= \frac{288\pi p_*}{1 - 2\beta} \\ r(r') &= \frac{r' (1 - \beta + u(r'))}{1 - e\beta} \end{aligned} \quad (1.33)$$

Un résultat important obtenu par Buchdahl est qu'il existe une limite sur la masse et le rayon à partir de laquelle il ne peut y avoir d'étoile de densité constante car la pression serait alors infinie [28]. Ainsi le rayon et la masse d'une étoile doivent vérifier l'inégalité :

$$R > \frac{9}{4} \frac{GM}{c^2}. \quad (1.34)$$

Tout objet ne respectant pas cette condition sera instable et s'effondrera.

Il s'agit à ce jour des deux seules solutions analytiques connues pour décrire l'intérieur d'une étoile. Néanmoins des limites sur la densité et le rayon peuvent être obtenues sous couvert de certaines approximations.

Dans le cas standard de la mort d'une étoile massive en naine blanche, l'effondrement gravitationnel est stoppé par la pression de dégénérescence électronique : deux fermions ne peuvent pas être dans le même état quantique. Cette pression quantique peut s'exprimer sous la forme :

$$p = \left(\frac{3h^3}{8\pi} \right)^{1/3} n^{1/3}, \quad (1.35)$$

où n est le nombre d'états quantiques par volume qui, dans le cas critique, équivaut au nombre d'électrons n_e .

Si l'on suppose que la masse vient principalement des nucléons, on peut approximer la densité :

$$\rho = \mu m_p n_e. \quad (1.36)$$

où μ est le ratio entre le nombre de nucléons et le nombre de protons.

En considérant un gaz d'électrons relativistes, la relation entre pression et la densité devient :

$$p = \frac{hc}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{\mu m_p} \right)^{4/3}. \quad (1.37)$$

En considérant le cas critique où tous les électrons participent à la pression de dégénérescence électronique, Chandrasekhar arrive à poser une limite sur la masse de l'étoile [29, 30] :

$$M_C = \frac{3\sqrt{n}}{2} \frac{1}{\alpha_G} m_N \sim 1.3 M_\odot, \quad (1.38)$$

avec $\alpha_G = \frac{Gm_p^2}{hc}$.

Comme cette limite ne dépend pas du rayon de l'étoile, on peut imaginer le cas d'une étoile dont la masse dépasse cette limite. La pression de dégénérescence électronique ne sera pas suffisante pour contrer la gravitation et l'étoile s'effondrera en un objet plus compact comme une étoile à neutrons.

1.3.2.2 Étoiles à neutrons

Suite à la mort d'une étoile plus massive, supérieure à la limite de Chandrasekhar, l'énergie atteinte par les électrons est telle que la pression de dégénérescence ne peut plus stopper l'effondrement gravitationnel. Les processus nucléaires de désintégration bêta inverse sont alors favorisés transformant les protons de la matière en neutrons : l'objet céleste devient étoile à neutrons.

Cet objet possède des champs magnétiques très intenses (pour les plus intenses $B = 10^{12} - 10^{14}$ T, on parle de magnétar). Lors du processus extrême de formation d'une étoile à neutrons, les forces en jeu induisent une rapide rotation de l'objet en question. Cet objet peut produire un signal électromagnétique périodique allant de l'ordre de la milliseconde à quelques dizaines de secondes, on parle alors de pulsar. Pulsars et magnétars sont des générateurs d'ondes gravitationnelles à condition qu'une asymétrie soit présente dans la forme de l'objet.

En général, les ondes générées par des phénomènes impliquant des étoiles à neutrons sont de moindre amplitude comparées à celles impliquant des trous noirs. Néanmoins, on peut facilement y

associer un signal astrophysique visible faisant des étoiles à neutrons l'acteur principal de l'astronomie multi-messagers.

De la même manière que Chandrasekhar, Oppenheimer et Volkoff posent une limite sur la masse maximale que peut avoir une étoile à neutrons [31]. Cependant, ils ne parviennent à donner qu'un ordre de grandeur. En fait, la difficulté de l'étude des étoiles à neutrons est que leur équation d'état n'est pas connue. Pis encore, il semblerait que l'équation d'état soit particulièrement complexe, en particulier parce que les neutrons se comporteraient comme un superfluide. Ce phénomène est important dans la compréhension du champ magnétique élevé de certaines étoiles à neutrons. De ce fait, les modèles des sources incluant des étoiles à neutrons comportent en général des inconnues.

Dans l'hypothèse extrême d'un fluide incompressible, la vitesse du son se définit comme :

$$\frac{c_s^2}{c^2} = s = \frac{\partial p}{\partial \epsilon} \quad (1.39)$$

avec ϵ densité d'énergie nucléaire. Le principe de causalité interdisant $s > 1$ implique que $R > 2.8R_s$.

On définit le cas "compact-maximal" lorsqu'une étoile à neutrons est décrite par un fluide incompressible, c'est-à-dire que s est proche de 1. L'équation d'état s'obtient en considérant [32] :

$$p = \begin{cases} \epsilon - \epsilon_0 & \text{pour } \epsilon \geq \epsilon_0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.40)$$

avec ϵ_0 la densité d'énergie à la surface de l'étoile.

En posant les variables suivantes :

$$w = \epsilon/\epsilon_0, \quad x = \sqrt{\epsilon_0}, \quad y = m\sqrt{\epsilon_0}. \quad (1.41)$$

On peut réécrire l'équation TOV telle que :

$$\frac{dw}{dx} = -\frac{(y+4\pi x^3 w)(2w-1)}{x(x-2y)}, \quad \frac{dy}{dx} = 4\pi x^2 w. \quad (1.42)$$

Avec comme condition aux limites $y = 1$, $dw/dx = 0$ quand $x = 0$. On définit la surface comme la position où la pression s'annule c'est-à-dire $w = 1$. On note alors $x_1 = x(w = 1)$ et $y_1 = y(w = 1)$ les valeurs de x et y calculées à la surface. La solution "compact maximal" s'obtient en maximisant y_1 . Dans ce cadre, x_1 et y_1 peuvent être calculées [33] :

$$\begin{aligned} x_{1,c} &= 0.2405 \\ y_{1,c} &= 0.08522 \end{aligned} \quad (1.43)$$

À partir de ces valeurs, on intègre l'équation TOV qui nous donne une limite sur la masse maximale et le rayon maximal que peut atteindre l'étoile à neutrons :

$$M_{max} = \frac{y_{1,c} c^4}{\sqrt{G^3 \epsilon_0}} \simeq 4.09 \sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}} M_\odot \sim 3M_\odot, \quad R_{max} = \frac{GM}{c^2} \frac{x_c}{y_c} \simeq 17.07 \sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}} km, \quad (1.44)$$

où $\epsilon_s = 150 \text{ Mev} \cdot \text{fm}^{-3}$ est la densité d'énergie calculée à la densité de saturation nucléaire. Ces limites sur la masse et le rayon dépendent de la densité d'énergie et sont représentées par un diagramme masse-rayon sur la figure 1.2.

Cependant, de nombreuses observations indiquent qu'une étoile à neutrons a une croûte hadronique c'est-à-dire une région de densité moindre qu'il faut prendre en compte dans le calcul de l'équation d'état.

En affinant le modèle, on peut considérer que la matière à l'intérieur d'une étoile à neutrons ressemble à un fluide sans structure riche en neutrons. On distingue alors deux cas :

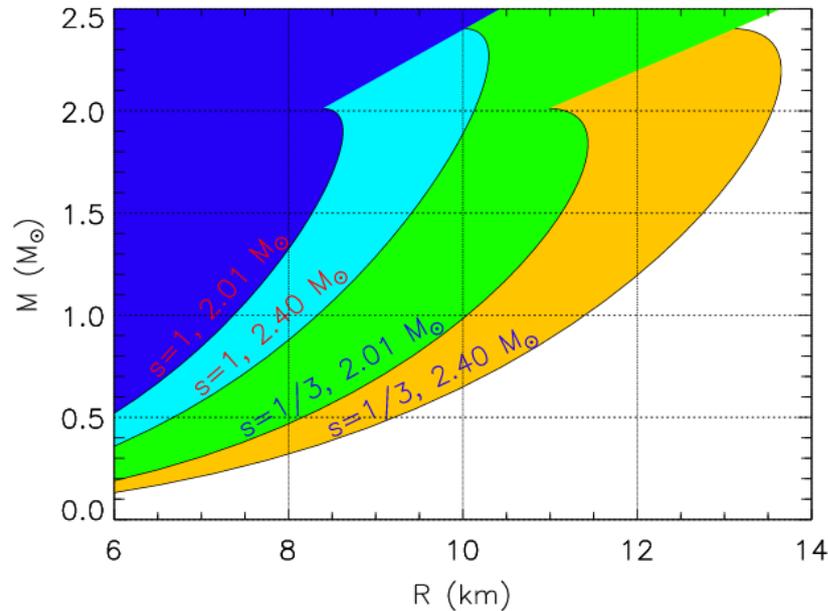


FIGURE 1.2 – Diagramme masse-rayon pour une étoile à neutrons. La zone bleue est exclue d’après le principe de causalité. Les limites obtenues pour des masses maximales de $2.01 M_{\odot}$ et $2.4 M_{\odot}$ sont représentées pour différentes valeurs du paramètre s , vitesse du son relative à la vitesse de la lumière dans le vide [33]

- le cas “pur neutron”.
- le cas “symétrique” où il y a autant de protons que de neutrons.

La différence d’énergie entre le cas “pur neutron” et le cas “symétrique” est appelée énergie de symétrie nucléaire $S(n)$. Une correction est alors apportée dans l’expression (1.40) de la pression, permettant le calcul de la masse et du rayon limite. Cependant, ces valeurs maximales de masse et de rayon d’étoiles à neutrons dépendent beaucoup des paramètres utilisés.

En conclusion, il n’existe aujourd’hui encore aucune limite supérieure précise sur la masse d’une étoile à neutrons. Certains calculs prédisent cette limite à $1.5 M_{\odot}$ voire $2.5 M_{\odot}$. Mais seule une meilleure connaissance de l’équation de la matière nucléaire permettra de trancher le débat. Néanmoins, au-delà de cette limite sur la masse, une étoile qui s’effondre ne formera pas une étoile à neutrons mais un trou noir.

1.3.2.3 Trous noirs

L’introduction du concept de trous noirs a débuté dans le cadre de la gravitation universelle de Newton vers la fin du XVIII^e siècle, en particulier avec les travaux du révérend John Michell en 1784 [34]. L’idée était d’étudier des objets dont la masse était suffisamment grande pour que la vitesse de libération soit plus grande que la vitesse de la lumière.

Lors de l’élaboration de sa métrique [27], Schwarzschild a trouvé une singularité pour des objets possédant un rayon égal au double de la masse (en coordonnées réduites). En étudiant les trajectoires de particules dans sa métrique, il fait le lien avec la vitesse de libération de la lumière. Il décrit un objet de rotation nulle et de charge nulle suffisamment massif pour courber l’espace-temps à tel point qu’un photon ne puisse pas se libérer. Apparaît alors un horizon séparant deux côtés qui ne peuvent

communiquer. C'est ce qui définit un trou noir de Schwarzschild : l'astre retient tous les photons proches de lui, il n'émet aucune radiation. La figure 1.3 est une bonne façon de se représenter ce qu'il se passe aux environs d'un trou noir.

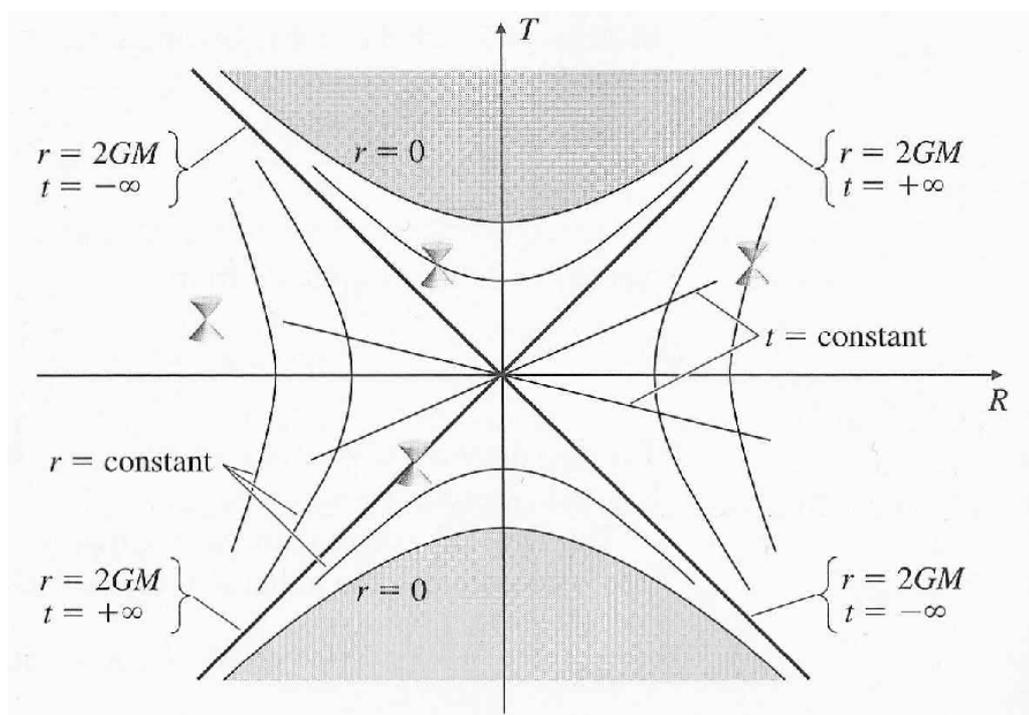


FIGURE 1.3 – Trou noir représenté dans les coordonnées de Kruskal-Szekeres (1960) qui sont une extension analytique de la métrique de Schwarzschild. L'axe des abscisses représente une projection de l'espace (R), l'axe des ordonnées représente le temps (T). A chaque point de l'espace peut être associé un cône de lumière illustrant les liens entre chaque point de l'espace et du temps. Les lignes de temps constant sont des droites passant par l'origine. Les lignes de R constant sont des hyperboles. Les diagonales représentent $R = 2GM/c^2$, qui est le rayon de Schwarzschild, équivalent à $t = \infty$: il s'agit de l'horizon du trou noir. Ces diagonales définissent 4 régions. Les deux régions incluant la zone grisée représentent l'intérieur du trou noir : aucun point à l'intérieur de celle-ci ne peut communiquer avec l'extérieur (cf. le cône de lumière d'un point intérieur). Les deux autres régions représentent l'extérieur du trou noir : un point extérieur peut tomber dans le trou noir ou bien orbiter autour. Cette illustration du trou noir montre à quel point l'espace et le temps sont déformés près du trou noir [35].

En 1963, Kerr modélise des trous noirs possédant une symétrie axiale à la place d'une symétrie sphérique : ils tournent selon un axe et peuvent être décrits par deux paramètres M et J , respectivement la masse et le moment cinétique [36]. Contrairement au trou noir de Schwarzschild, la singularité gravitationnelle d'un trou noir de Kerr n'est pas ponctuelle mais angulaire. D'autre part, un trou noir de Kerr possède une ergosphère en plus de l'horizon classique. L'ergosphère est la région dans laquelle toutes particules la franchissant est entraînées dans le sens de rotation du trou noir. Ainsi lors du processus de formation d'un trou noir de Kerr, un disque d'accrétion a tendance à se former autour du trou noir central dans lequel la matière tombe en spirant.

Notons les travaux de Reissner et Nordström sur les trous noirs de charge non nulle, mais de moment cinétique nul [37, 38]. Ces trous noirs présentent peu d'intérêt astrophysique, car aucun processus permettant de fabriquer un objet compact conservant durablement une charge électrique significative

n'a été mis en évidence.

Il existe de nombreux autres modèles de trous noirs, comme par exemple un analogue du trou noir de Reissner-Nordström avec un champ magnétique. Mais à ce jour, on ne s'attend à voir que des trous noirs de Kerr en astrophysique.

C'est dans les années 60 que le terme de trou noir fut introduit notamment par Kip Thorne. En développant l'approche mathématique nécessaire à l'analyse des trous noirs, il a permis de mieux les caractériser et de leur donner une réalité physique. Les trous noirs fascinent les physiciens de la relativité générale : l'espace-temps au bord d'un trou noir ne peut plus être considéré comme plat offrant un bon terrain de jeu pour l'étude de la relativité générale en champ fort mais aussi pour le développement de nouveaux concepts comme les trous noirs quantiques.

Du point de vue des ondes gravitationnelles, les trous noirs sont de très bons émetteurs : en effet leur facilité à courber l'espace-temps en fait de très bons générateurs d'ondes de forte amplitude. Notons également qu'en l'absence d'émission électromagnétique, le seul moyen d'étudier les trous noirs de façon directe est de détecter les ondes gravitationnelles qu'ils émettent lorsqu'ils fusionnent.

Cependant, les trous noirs sont restés pendant longtemps des jouets théoriques sans aucune existence expérimentale. Il faut attendre 1971 avec l'observation de rayons X provenant de Cygnus X-1 par le satellite Uhuru [39], pour confirmer leur existence. En tombant dans le trou noir, la matière est accélérée et chauffée émettant un rayonnement X. L'autre preuve "indirecte" est le trou noir super massif au centre de notre galaxie dont l'existence a été mise en évidence en observant le mouvement des étoiles autour de sagittarius A* [40]. Mais il ne s'agit que de détection indirecte de trous noirs. Il faudra attendre la première détection d'ondes gravitationnelles en 2015 pour qu'une observation directe de trous noirs soit faite.

Maintenant que nous avons défini les acteurs impliqués dans la génération d'ondes gravitationnelles, nous pouvons passer en revue les trois catégories d'ondes gravitationnelles que l'on recherche dans les données de LIGO/Virgo.

1.3.3 Sources d'ondes gravitationnelles continues

1.3.3.1 Généralités

La détection de sources quasi-périodiques nécessite une intégration des données sur de longues périodes d'observation car l'amplitude attendue pour les ondes émises par ces sources est extrêmement faible. Les sources d'ondes gravitationnelles continues sont principalement des étoiles à neutrons avec des caractéristiques bien particulières, comme leur asymétrie, avec ou sans matière.

Des déformations de la croûte d'une étoile à neutrons générées par une tension élastique [41, 42] ou un champ magnétique [43] sont les principaux mécanismes d'émission d'ondes gravitationnelles pour des systèmes isolés. Les ondes générées ont le double de la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons et une amplitude proportionnelle à la déformation. Les prédictions portées sur les déformations sont incertaines car elles dépendent de l'équation d'état de l'étoile à neutrons.

D'autres mécanismes, indépendants de la déformation de la croûte, associés à des étoiles à neutrons nouvellement formées permettent de générer des ondes gravitationnelles associées à des instabilités des modes normaux d'oscillations (r-modes [44] ou f-modes [45]).

Enfin, le cas d'une étoile à neutrons présente dans un système binaire entraîne naturellement une déformation de la croûte.

Dans la suite, nous décrirons les pulsars, r-modes et binaire-X comme sources d'ondes gravitationnelles continues.

1.3.3.2 Pulsar

Un pulsar est une étoile à neutrons née de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive que l'on peut observer grâce à des "flashes" électromagnétiques qui balaient la Terre à intervalles réguliers. Ces étoiles à neutrons qui tournent rapidement sur elles-mêmes ont un moment quadrupolaire non nul. Elles peuvent générer des ondes gravitationnelles quasi monochromatiques. Les sources d'asymétrie ne sont pas très bien connues mais on considère habituellement que lors de la phase de refroidissement, l'objet va se déformer légèrement, brisant ainsi sa symétrie sphérique en introduisant une certaine ellipticité notée ϵ .

À l'ordre le plus bas, on peut utiliser le moment quadrupolaire pour exprimer l'amplitude des ondes gravitationnelles :

$$h_{ij} = \frac{2G}{c^4} \ddot{I}_{ij} = -\frac{4\Omega^2 G}{c^4 r} (I_{11} - I_{22}), \quad (1.45)$$

où I_{11} et I_{22} sont les composantes axiales du moment quadrupolaire.

Les amplitudes caractéristiques peuvent être calculées à partir des paramètres qui décrivent le pulsar [46, 47] :

$$h = 10^{-25} \left(\frac{f_{orb}}{1 \text{ kHz}} \right) \left(\frac{\epsilon}{10^{-6}} \right) \left(\frac{I}{10^{38} \text{ kg m}^2} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{D} \right). \quad (1.46)$$

On définit également la puissance gravitationnelle émise :

$$L_{GW} = \frac{dE}{dt} = -\frac{32}{5} \frac{G\epsilon\Omega^6 I^2}{c^5}. \quad (1.47)$$

1.3.3.3 R-modes

Dans le cas où une étoile à neutrons tout juste née possède une rotation rapide, des instabilités appelées "r-modes" peuvent apparaître. Un rayonnement gravitationnel est alors émis le temps que l'instabilité soit amortie. Une limite sur l'amplitude des ondes ainsi émises est donnée par la formule suivante [48, 49] :

$$h \leq 10^{-24} \left(\frac{f_{orb}}{1 \text{ kHz}} \right)^3 \frac{20 \text{ Mpc}}{D}, \quad (1.48)$$

où f_{orb} est la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons nouvellement créée.

1.3.3.4 Binaire X

Une binaire X est un système binaire où l'une des composantes est une étoile à neutrons qui phagocyte son compagnon émettant ainsi un rayonnement X. Si les asymétries créées par l'accrétion sont suffisantes, une partie du moment cinétique est transformée en rayonnement gravitationnel. L'amplitude, assez faible, des ondes ainsi générées est donnée par [50] :

$$h \sim 10^{-26} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{3/4} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{-1/4} \sqrt{\frac{F}{10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}} \sqrt{\frac{600 \text{ Hz}}{f_{OG}}}, \quad (1.49)$$

1.3.4 Fond stochastique

Un fond de rayonnement gravitationnel stochastique est recherché par les détecteurs actuels. Il possède deux origines différentes :

- astrophysique : provenant d'une superposition incohérente d'ondes gravitationnelles émises par l'ensemble des sources transitoires et continues depuis les origines indétectables séparément ;
- cosmologique : le modèle standard de l'inflation prédit que 10^{-44} seconde après le Big-Bang, lors du découplage des gravitons avec le plasma primordial, une émission d'ondes gravitationnelles a eu lieu. Cette période de l'histoire de l'Univers n'est accessible que par le biais des ondes gravitationnelles. La découverte de ce fond stochastique d'ondes gravitationnelles serait une preuve de la véracité du modèle cosmologique d'inflation.

1.3.5 Sources transitoires

1.3.5.1 Système binaire

En 1974, la découverte du pulsar binaire nommé *PSR B1913+16* par Hulse et Taylor (qui leur a valu le prix Nobel en 1993 [51]), a marqué un tournant dans la physique des ondes gravitationnelles.

Il s'agit d'un pulsar binaire, c'est-à-dire qu'il est composé de deux éléments : le pulsar que l'on détecte et un autre objet invisible pour nos instruments mais dont la masse estimée est compatible avec celle d'une étoile à neutrons.

Les deux astres compacts tournent l'un autour de l'autre émettant un signal quasi monochromatique. Comme le système perd de l'énergie par radiation gravitationnelle, les deux astres se rapprochent par conservation de l'énergie. Les ondes émises augmentent alors en amplitude et en fréquence. Dans un peu plus de 300 millions années, le système convergera catastrophiquement vers la fusion des deux corps compacts. L'onde gravitationnelle émise aura alors la forme d'un gazouilli (*chirp*).

Le signal d'ondes gravitationnelles est de la forme :

$$h(t) = A(t) \cos \phi(t). \quad (1.50)$$

L'amplitude et la fréquence sont des fonctions croissantes du temps.

On peut obtenir la forme d'onde pour un système composé de deux objets compacts sous la forme d'une série de termes en $(v/c)^2$ où v est la vitesse orbitale [52] :

$$h_{+, \times} = \frac{2Gm\eta}{c^2} \left(\frac{Gm\omega}{c^3} \right)^{2/3} \left\{ H_{+, \times}^{(0)} + x^{1/2} H_{+, \times}^{(1/2)} + x H_{+, \times}^{(1)} + x^{3/2} H_{+, \times}^{(3/2)} \dots \right\}, \quad (1.51)$$

où les $H_{+, \times}^i$ sont les termes post-newtonien (PN), corrections apportées à la forme d'onde et $x = (Gm\omega/c^3)^{2/3}$.

Dans notre cas, on se restreindra à l'ordre 2PN, en considérant :

$$H_{+, \times}^{(0)} = -(1 - c^2) \cos(2\phi), \quad (1.52)$$

$$H_{+, \times}^{(1/2)} = -\frac{s}{8} \frac{\delta m}{m} \left[(5 + c^2) \cos(\phi) - 9(1 + c^2) \cos(3\phi) \right]. \quad (1.53)$$

avec ω , la fréquence orbitale définie par :

$$\omega(t) = \frac{c^3}{8Gm} \left\{ \Theta^{-3/8} + \left(\frac{743}{2688} + \frac{11}{32} \eta \right) \Theta^{-5/8} - \frac{3\pi}{10} \Theta^{-3/4} + \left(\frac{1855099}{14450688} + \frac{56975}{258048} \eta \frac{371}{2048} \eta^2 \right) \Theta^{-7/8} \right\}. \quad (1.54)$$

et ϕ , la phase de l'onde définie par :

$$\phi(t) = \phi_c - \frac{1}{\eta} \left\{ \Theta^{5/8} + \frac{3715}{8064} + \left(\frac{55}{96} \eta \right) \Theta^{3/8} - \frac{3\pi}{4} \Theta^{1/4} + \left(\frac{9275495}{14450688} + \frac{284875}{258048} \eta \frac{1855}{2048} \eta^2 \right) \Theta^{1/8} \right\}. \quad (1.55)$$

où Θ est une variable temporelle sans dimension définie par rapport au temps de la coalescence t_c :

$$\Theta = \frac{c^3 \eta}{5Gm} (t_c - t). \quad (1.56)$$

Dans le cas de *PSR B1913+16*, la fréquence est actuellement de l'ordre de 7×10^{-5} Hz, valeur trop petite pour la bande de fréquence des détecteurs actuels. Il faudra donc attendre plusieurs millions d'années pour voir le signal émis par ce pulsar binaire ou considérer des détecteurs à plus basse fréquence.

Taylor et Weisberg ont mesuré l'évolution de la période orbitale du système binaire pendant de nombreuses années [53] et ont pu montrer, grâce aux travaux théoriques de D'Amour et Deruelle [54], que la diminution de la période orbitale est expliquée par la relativité générale et correspond à l'émission d'ondes gravitationnelles.

Cette perte d'énergie est directement reliée à la période orbitale selon la formule suivante :

$$\dot{P} = -\frac{192\pi G^{5/3}}{5c^5} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right) (1 - e^2)^{-7/2} \left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4 \right) m_p m_c (m_p + m_c)^{1/3}. \quad (1.57)$$

L'observation pendant plusieurs années des impulsions radio provenant du pulsar montra de manière impressionnante à quel point la décroissance orbitale suit la prédiction de la relativité générale (cf. figure. 1.4) : le système perd bien de l'énergie et cette énergie est rayonnée sous forme d'ondes gravitationnelles.

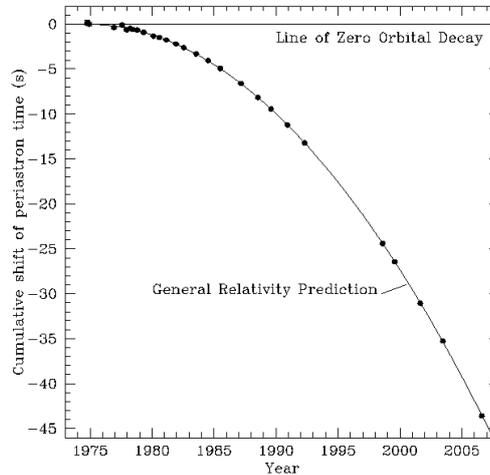


FIGURE 1.4 – Décalage temporel accumulé au passage du périastre en fonction du temps. Les points représentent les mesures faites sur le pulsar binaire *PSR B1913+16* tandis que la courbe est la prédiction de la théorie de la relativité générale. L'excellent accord entre la mesure et la théorie est un argument fort de l'existence des ondes gravitationnelles [51].

Cette découverte fut la première détection indirecte d'ondes gravitationnelles et demeura pendant 40 ans la seule preuve que ces ondes existent.

1.3.5.2 Supernovae à effondrement de cœur

L'explosion d'une supernova est un évènement extrêmement lumineux, autant que la galaxie hôte, et de très courte durée, de l'ordre d'une fraction de seconde. Du point de vue gravitationnel, les simulations numériques prédisent une émission d'énergie inférieure à $10^{-6} M_{\odot} c^2$ [55].

Du fait de cette amplitude faible du rayonnement gravitationnel, les détecteurs actuels ne sont sensibles qu'aux supernovae proches ce qui rend le nombre attendus relativement faible (2-3 supernova/siècle/galaxie).

De plus, contrairement aux sources transitoires vues jusqu'à présent, il n'est pas possible de prédire de manière analytique la forme de l'onde gravitationnelle produite lors d'une supernova. Bien que le scénario général ait pu être vérifié, il est si complexe que seules des méthodes numériques peuvent être utilisées pour suivre l'évolution de la proto étoile à neutrons jusqu'à l'explosion des couches externes de matière.

1.3.6 Sources transitoires de longue durée

Pour la plupart des sources transitoires de longue durée, les mécanismes en jeu sont associés à une dynamique complexe et des instabilités hydrodynamiques dont il n'existe pas de description analytique. Néanmoins, il existe de nombreux modèles décrivant de manière plus ou moins réaliste les ondes gravitationnelles émises.

Je détaille ci-après, une liste non exhaustive de sources d'ondes gravitationnelles transitoires de longue durée couramment utilisées dans mon analyse.

1.3.6.1 Instabilité du disque d'accrétion (ADI)

Bien que les processus de création d'un trou noir ne soient pas parfaitement connus, la plupart des modèles convergent vers le fait que l'obtention d'un trou noir de Kerr est le plus probable. Ce type de trou noir est accompagné d'une ergosphère accélérant toutes particules à l'intérieur de celle-ci. Il favorise ainsi la présence d'un disque d'accrétion spiralant autour du trou noir central.

La plupart des modèles associent ces processus de formation de trous noirs à une contrepartie optique, en particulier un sursaut de rayons gamma appelé Gamma Ray Burst (GRB).

Dans [56], Van Putten propose un modèle de GRB dont la source serait un trou noir de masse M_H tournant rapidement sur lui-même à une vitesse angulaire Ω_H qui résulte de l'effondrement gravitationnel du cœur d'une étoile massive. Dans ce système, le trou noir central serait entouré d'un disque d'accrétion, parfois appelé tore de matière, magnétisé, possédant également une vitesse angulaire Ω_T que l'on supposera de même sens que celui du trou noir.

Un trou noir entouré d'un tore magnétique ajuste son état d'énergie le plus bas en développant un moment magnétique entraînant un fort couplage avec le tore [57]. Ce tore se trouverait sur la dernière orbite stable autour d'un trou noir (ISCO) notée R_{ISCO} .

En accord avec des observations de GRB, nous supposons ce tore mince géométriquement parlant dans la région proche du trou noir et plus épais aux extrémités. Or un tore mince est instable [58]. Ces instabilités entraînent une déformation du tore ; en particulier, deux régions plus denses se formeraient éloignées l'une de l'autre d'une distance $2d = 2(r_0 + R_{ISCO})$. On appellera M_1 et M_2 les masses de ces régions.

Cette brisure de la symétrie sphérique entraîne la possibilité d'émission d'ondes gravitationnelles. On peut alors simplifier la situation en considérant un système composé d'un trou noir de Kerr central de paramètre $a^* = J_H/M_H^2$ et de deux masses ponctuelles M_1 et M_2 . Nous supposons ici que $M_1 = M_2 = \epsilon M_{disque}$ où ϵ représente la fraction de la masse totale du disque de chacune des deux régions sur-denses.

Le tore perd de l'énergie par radiation gravitationnelle entraînant une perte d'énergie (et donc de masse) du trou noir au travers du couplage magnétique avec le tore. La diminution de la masse du trou noir est donnée par :

$$\dot{M}_H = \frac{P_{GW}}{c^2}, \quad (1.58)$$

où P_{GW} est la puissance émise sous forme d'ondes gravitationnelles. À l'ordre le plus bas, P_{GW} est directement donnée par le moment quadrupolaire qui dépend de la vitesse angulaire Ω et la distance d des deux masses ponctuelles :

$$P_{GW} = \frac{d}{dt} E_{GW} = -\frac{128}{5} \frac{G}{c^5} m^2 d^4 \Omega^6. \quad (1.59)$$

La diminution du moment angulaire du trou noir a pour conséquence une augmentation de la dernière orbite stable R_{ISCO} . On peut relier l'évolution du rayon R_{ISCO} à la masse M_H du trou noir ainsi qu'à son moment cinétique angulaire J_H . L'évolution est donnée par la formule :

$$\frac{dR_{ISCO}}{dt} = \left(\frac{G}{c^2} \right) \left[\dot{M}_H \left(3 + Z_2 - \sqrt{(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)} \right) + M_H \left(\dot{Z}_2 + \frac{(Z_1 + Z_2)\dot{Z}_1 - (3 - Z_1)\dot{Z}_2}{\sqrt{(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)}} \right) \right], \quad (1.60)$$

où Z_1 et Z_2 peuvent être exprimés en fonction des seuls paramètres du trou noir :

$$\dot{Z}_1 = \frac{c(M_H \dot{J}_H - 2J_H \dot{M}_H)}{3G^3 M_H^7 (1 - a^{*2})^{4/3}} \left[3c^2 J_H^2 \left((1 + a^*)^{2/3} - (1 - a^*)^{2/3} \right) - 2cG J_H M_H^2 \left((1 + a^*)^{2/3} + (1 - a^*)^{2/3} \right) + G^2 M_H^4 \left((1 - a^*)^{2/3} - (1 + a^*)^{2/3} \right) \right] \quad (1.61)$$

et

$$\dot{Z}_2 = \frac{3c^2 J_H M_H \dot{J}_H - 6c^2 J_H^2 \dot{M}_H + G^2 M_H^5 Z_1 \dot{Z}_1}{G^2 M_H^5 \sqrt{\frac{3c^2 J_H^2}{G^2 M_H^4} + Z_1^2}}. \quad (1.62)$$

Ce système d'équations différentielles ne peut pas être résolu analytiquement. Cependant, on peut estimer numériquement à chaque instant t la valeur de h_+ et h_\times grâce à des algorithmes de résolution d'équations différentielles (Runge-Kutta d'ordre 4). On peut donc obtenir la forme d'onde pour un lot de paramètres initiaux.

Comme le trou noir central voit son moment angulaire diminuer, la dernière orbite stable augmente avec le temps. La fréquence de l'onde gravitationnelle et son amplitude décroissent donc avec le temps. La figure 1.5 montre l'évolution de la fréquence ainsi que l'amplitude pour différents paramètres.

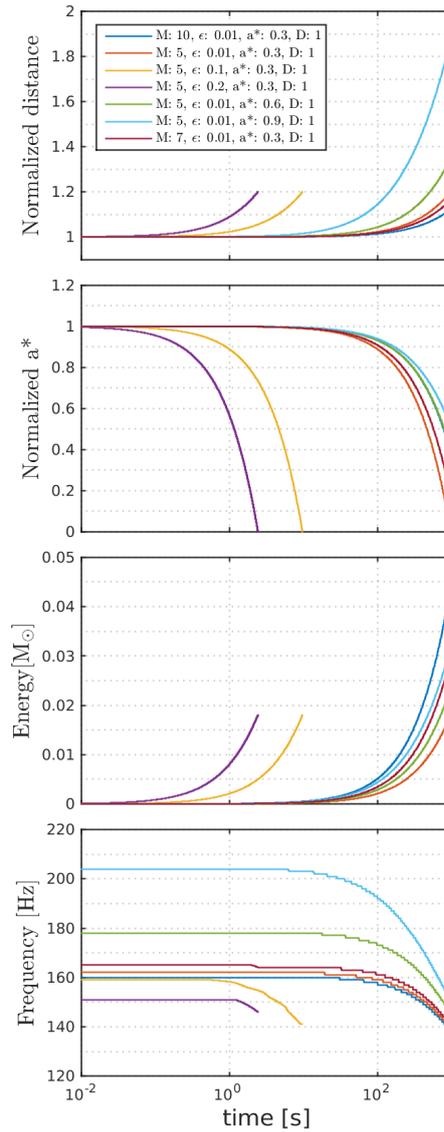


FIGURE 1.5 – Évolution temporelle pour différents modèles d'instabilité du disque d'accrétion (ADI). La première figure représente l'évolution relative de la distance entre les deux régions sur-denses. La deuxième figure illustre le paramètre a^* associé à la perte d'énergie du trou noir central. La troisième figure représente l'énergie transportée par les ondes gravitationnelles. La dernière figure montre l'évolution fréquentielle des ondes émises.

1.3.6.2 ISCO wave

En 2016, Van Putten propose un nouveau modèle d'effondrement gravitationnel du cœur d'une étoile massive basé sur l'observation de GRB longs [59]. Ces GRB longs pourraient venir de supernovæ de type Ib/c : c'est-à-dire de l'explosion d'une étoile s'accompagnant d'une augmentation brève mais fantastiquement grande de sa luminosité. La classification par type de supernovæ provient de la composition spectrale de la lumière émise, nous renseignant sur les mécanismes inhérents au phénomène.

Dans ce modèle, la supernova aboutit à la création d'un trou noir avec un fort moment angulaire.

La matière présente autour du trou noir et provenant des restes de l'étoile massive va s'accréter en un disque non symétrique. Cette accréation va favoriser l'excitation des modes quasi-normaux [60] du trou noir générant des ondes gravitationnelles. Cependant, la fréquence de ces ondes est en dehors de la bande de fréquence des détecteurs terrestres empêchant toute détection.

Par ailleurs, le refroidissement du disque d'accréation conduit à la formation de structures et de vagues brisant la symétrie axiale du disque. Ces vagues créent des inhomogénéités dans la distribution de masse. Des vagues d'amplitude suffisante peuvent émettre des ondes gravitationnelles par conversion de leur moment cinétique.

Le phénomène peut alors se simplifier en considérant un système à deux masses décrit par des équations analogues à la fusion de trous noirs (cf. 1.3.5.1). Les ondes gravitationnelles générées augmentent en fréquence et en amplitude (*chirp*).

Van Putten en profite également pour mettre à jour son modèle d'ADI, en remarquant que l'émission d'ondes gravitationnelles est dominée par la matière proche de l'ISCO. Il modifie alors ses équations pour obtenir une nouvelle forme d'ondes proche des ADI.

1.3.6.3 Fragmentation du disque d'accréation

En se plaçant toujours dans le contexte d'un trou noir tournant rapidement et entouré par un tore de matière, le processus de refroidissement du disque d'accréation peut être entravé par une partie plus épaisse du tore entraînant potentiellement une fragmentation du disque [61].

Le processus de fragmentation est loin d'être évident. Il faut en effet que le refroidissement soit suffisamment rapide pour permettre à la matière de s'agglomérer en une région assez dense.

Piro et Pfahl montrent en 2007 que la photodésintégration de l'hélium IV entraîne un processus de fragmentation [61]. En effet, cette réaction endothermique enlève de l'énergie à un taux bien plus élevé que la dissipation du disque, entraînant la formation de régions denses. Piro et Pfahl arrivent également à prédire la masse M_f de ces fragments de disque qui dépend de η , un paramètre relié à la viscosité du disque et M_H , la masse du trou noir.

$$M_f \sim 0.2 \left(\frac{\eta}{0.5} \right)^3 \frac{M_H}{3}. \quad (1.63)$$

Le système formé du fragment et du trou noir peut être assimilé à un système binaire et donc génère des ondes gravitationnelles. À l'ordre le plus bas, l'amplitude de l'onde gravitationnelle est donnée par la formule du quadrupôle : comme le fragment spirale autour du trou noir en se rapprochant, la fréquence et l'amplitude augmentent au cours du temps. La forme d'onde obtenue est donc un *chirp*.

1.3.6.4 Fallback accretion (FA)

La mort d'une étoile aboutit généralement à la formation d'une étoile à neutrons pour les plus légères, ou d'un trou noir pour les plus lourdes. Cependant il existe un cas intermédiaire, dépendant d'autres paramètres comme la rotation, qui aboutit à la création d'une étoile à neutrons instable, entourée d'un halo de matière qui va s'accréter et tomber dans l'objet, effondrant ainsi l'étoile à neutrons en trou noir.

Parce que ce phénomène concerne un objet compact relativiste et asymétrique, on s'attend à une émission d'ondes gravitationnelles pendant la durée du phénomène qui dure typiquement entre 30 s et 1000 s.

Supposons une étoile massive (de l'ordre d'une vingtaine de masse solaire). Lors de l'effondrement gravitationnel de son cœur, une étoile à neutrons tournant sur elle-même se forme, entourée d'un disque de matière. La matière proche de l'étoile étant absorbée, la masse de l'étoile à neutrons augmente avec le temps. Piro et Ott proposent de modéliser l'évolution de cette masse en deux phases et par des lois de puissance [62] :

— juste après l'explosion de l'étoile massive :

$$\dot{M}_{early} = \eta 10^{-3} t^{1/2} M_{\odot} s^{-1}. \quad (1.64)$$

$\eta \approx 0.1 - 10.0$ est un facteur représentant l'énergie dégagée lors de l'explosion.

— à plus long terme, l'évolution de la masse ne dépend plus de l'énergie de l'explosion :

$$\dot{M}_{late} = 50 t^{-5/3} M_{\odot} s^{-1}. \quad (1.65)$$

On obtient donc l'évolution de la masse en fonction du temps pour une étoile à neutrons de masse initiale M_0 :

$$M(t) = M_0 + \int_0^t \frac{1}{\frac{1}{\eta 10^{-3} t^{1/2}} + \frac{1}{50 t^{-5/3}}}. \quad (1.66)$$

L'augmentation de la masse de l'étoile à neutrons entraîne une augmentation du moment cinétique. Comme l'étoile tourne très vite, elle est déformée au niveau de l'équateur. On définit R_e le rayon à l'équateur, R_z le rayon vertical et $R_0 \leq R_e$ le rayon pour une étoile à neutrons au repos. On introduit ainsi l'ellipticité de l'étoile à neutrons $e = \sqrt{1 - (R_z/R_e)^2}$.

L'ellipticité e de l'étoile à neutrons est reliée au ratio β entre l'énergie rotationnelle T et l'énergie gravitationnelle W [63] :

$$\beta = \frac{T}{|W|} = \frac{3}{2e^2} \left[1 - \frac{e(1-e^2)^{1/2}}{\sin^{-1}(e)} - 1 \right]. \quad (1.67)$$

A partir d'une certaine valeur critique β_c , des instabilités apparaissent produisant des ondes gravitationnelles.

On suppose que notre étoile à neutrons peut être représentée par une sphère de MacLaurin [63] de symétrie axiale. On peut alors définir le moment cinétique angulaire de l'étoile à neutrons :

$$\Omega^2 = \frac{2\pi G \bar{\rho}}{q_n} \left[\frac{(1-e^2)^{1/2}}{e^3} (1-2e^2) \sin^{-1} e - \frac{3(1-e^2)}{e^2} \right], \quad (1.68)$$

où $\bar{\rho} = \frac{3M}{4\pi R_0^3}$ est la densité moyenne de l'étoile à neutrons et $q_n = (1-n/5)\kappa_n$ avec n l'indice polytropique et κ_n une constante de l'ordre de l'unité [64].

Au premier ordre, on peut utiliser la formule du quadrupôle (1.9) qui donne l'évolution de l'énergie :

$$\dot{E}_{GW} = -\frac{32G\Omega^6}{5c^2} (I_{11} - I_{22}), \quad (1.69)$$

où I_{11} et I_{22} sont les composantes axiales du quadrupôle.

Plus l'étoile à neutrons absorbe de la matière, plus sa masse et son moment cinétique angulaire augmentent et donc la fréquence des ondes gravitationnelles augmente. On s'attend donc à une évolution temporelle quasi-linéaire de la fréquence des ondes gravitationnelles émises. La figure 1.6 montre l'évolution temporelle de différents paramètres du modèle de fallback accretion proposé par Piro et Thrane.

Il faut noter que les auteurs considèrent une énergie gravitationnelle émise de l'ordre de $0.1 M_{\odot} c^2$ ce qui est sans doute très optimiste.

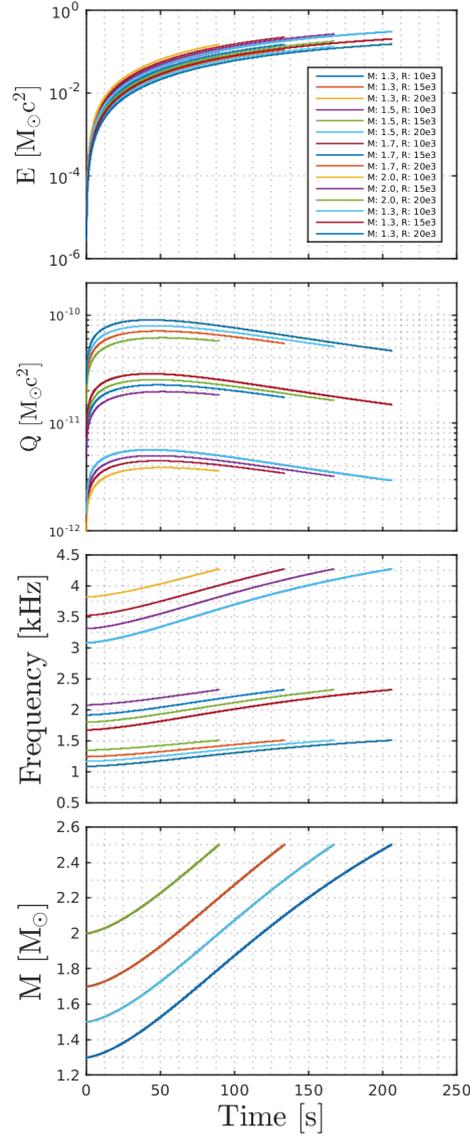


FIGURE 1.6 – Evolution temporelle de différents paramètres du modèle de Fallback accretion (FA) réalisée pour $\beta = \beta_c = 0.14$, $n = 1$, $\eta = 1$. L'émission d'ondes gravitationnelles s'arrête lorsque l'étoile à neutrons atteint une masse de $2.5 M_{\odot}$, valeur pour laquelle elle s'effondre en trou noir. La première figure représente l'énergie gravitationnelle totale : celle-ci transporte beaucoup d'énergie au début du phénomène puis tend vers une asymptote autour de $0.1 M_{\odot}$. La seconde figure représente le moment cinétique de l'étoile à neutrons. L'amplitude des ondes gravitationnelles dépend de ce moment cinétique et aura donc la même allure au cours du temps. La troisième figure montre la fréquence des ondes ainsi générées, LIGO et Virgo étant plus sensibles à basse fréquence, nous nous restreindrons à un espace des paramètres réduits. Enfin la dernière figure montre le phénomène d'accrétion de l'étoile à neutrons qui gagne en masse. Les trois familles visibles sur les courbes représentant l'évolution de la fréquence proviennent des trois valeurs du rayon. Au sein d'une même famille, les 4 courbes sont issues des 4 valeurs de masses.

1.3.6.5 Magnétars

Lors de la fusion de deux étoiles à neutrons, le phénomène peut aboutir à la création d'un trou noir ou d'une étoile à neutrons supermassive qui s'effondrera rapidement soit en un trou noir soit en une étoile à neutrons stable [65].

Dans ce dernier cas, l'amplification du champ magnétique pendant la phase de fusion entraîne l'apparition d'un magnétar induisant un moment quadrupolaire, car le très grand champ magnétique déforme l'étoile à neutrons. Comme l'étoile à neutrons tourne sur elle-même, on se retrouve dans un cas similaire à un pulsar (cf. 1.3.3.2) qui émet des ondes gravitationnelles.

L'axe de rotation de l'étoile à neutrons n'est pas forcément aligné avec les lignes de champ magnétique. Le moment quadrupolaire dépend donc du champ magnétique [43] :

$$I^{ij} = I_0 \left[e^{ij} \epsilon_\Omega n_\Omega^i n_\Omega^j + \epsilon_d n_d^i n_d^j + \epsilon_B n_B^i n_B^j \right], \quad (1.70)$$

où e^{ij} est la métrique spatiale plate. I_0 la partie sphérique du tenseur. Et ϵ_Ω , ϵ_d et ϵ_B sont respectivement les déformations quadrupolaires dues au moment cinétique angulaire de l'étoile, au cisaillement de la croûte et au champ magnétique.

La partie centrifuge ϵ_Ω peut être approximée par :

$$\epsilon_\Omega \approx 0.3 \left(\frac{\mu_s}{kHz} \right)^2, \quad (1.71)$$

où μ_s est la fréquence angulaire.

Le terme ϵ_d est dû au caractère élastique de la croûte qui garde en "mémoire" la forme de l'étoile à neutrons. On peut estimer ce terme en fonction de la fréquence angulaire :

$$\epsilon_d \approx 6 \times 10^{-8} \left(\frac{\mu_s}{kHz} \right)^2. \quad (1.72)$$

ϵ_B dépend de la répartition du champ magnétique. Dall'Osso propose de considérer une configuration de tores jumeaux qui aboutit à l'expression numérique suivante [66] :

$$\epsilon_B = 2.725 \times 10^{-6} \left(\frac{B_{dip}}{10^{14}G} \right)^2 \left(\frac{R_*}{15km} \right)^4 \left(\frac{M_*}{2.36M_\odot} \right)^{-2} \left(1 - 0.73 \frac{E_T}{E_{pol}} \right), \quad (1.73)$$

où E_{pol} et E_T sont les composantes poloïdale et toroïdale de l'énergie.

La forme d'onde obtenue décroît en fréquence sur plusieurs milliers de secondes (cf. figure. 1.7). Cependant, l'énergie émise pour ce type de phénomène est très faible, très inférieure au pourcent de masse solaire.

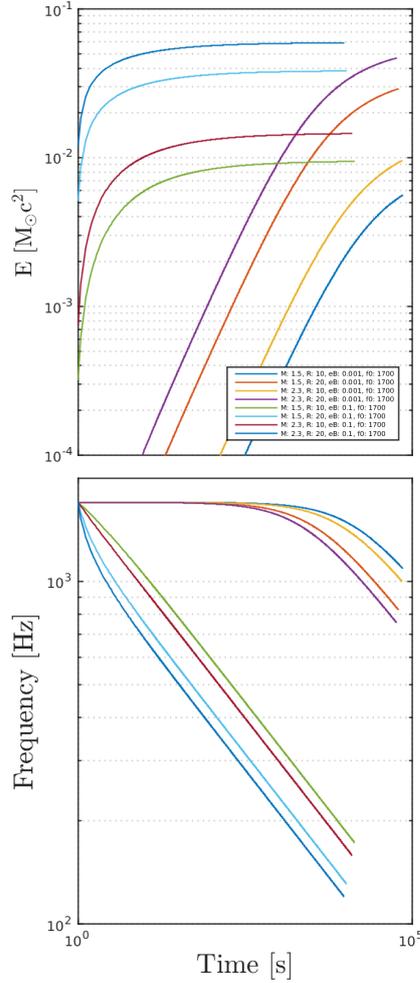


FIGURE 1.7 – Evolution temporelle de la fréquence et de l'énergie pour différents signaux de magnétar générés avec des lot de paramètres différents. L'énergie transportée par l'onde dépend peu des paramètres et est autour de $10^{-2} M_{\odot} c^2$. Les deux familles de courbes visibles pour l'évolution de la fréquence viennent des deux valeurs du champ magnétique ϵ_B . Le rayon de l'étoile à neutrons et sa masse modifient surtout la durée du signal et son évolution fréquentielle.

1.3.6.6 GRB plateau / bar modes

Lors de sa naissance, une étoile à neutrons est soumise à des instabilités [63, 67], qui ont pour conséquence de déformer l'étoile à neutrons en lui donnant une forme de cigare d'où le nom d'instabilité de bar-modes. Corsi et Meszaros ont montré que ces instabilités, dans le cas d'un magnétar, peuvent expliquer un plateau dans le spectre d'émission X de certains GRB [68].

La déformation de l'étoile à neutrons va modifier la forme d'ondes de la radiation gravitationnelle engendrée par l'étoile tournante. En particulier, on peut réécrire (1.47) :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{B_p^2 R^6 \Omega_{eff}^4}{6c^3} - \frac{32GI^2 \epsilon^2 \Omega^6}{5c^2} = L_{dip} + L_{GW} . \quad (1.74)$$

où L_{dip} représente les pertes dues au dipôle magnétique et L_{GW} celles dues à la radiation gravitationnelle. ϵ est l'ellipticité de l'étoile à neutrons et B_p l'amplitude du champ magnétique.

La forme d'onde s'obtient de la même manière que pour un pulsar. Le signal est monochromatique dans les premiers instants du phénomène car la vitesse angulaire neutralise les modes. Mais la perte d'énergie détruit cet équilibre conduisant à une déformation de l'étoile à neutrons. Le ralentissement du moment cinétique angulaire se traduit par une forte décroissance en fréquence des ondes gravitationnelles (cf. figure 1.8).

L'énergie gravitationnelle émise durant ce processus est très faible, de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot} c^2$ répartie sur plusieurs centaines de secondes.

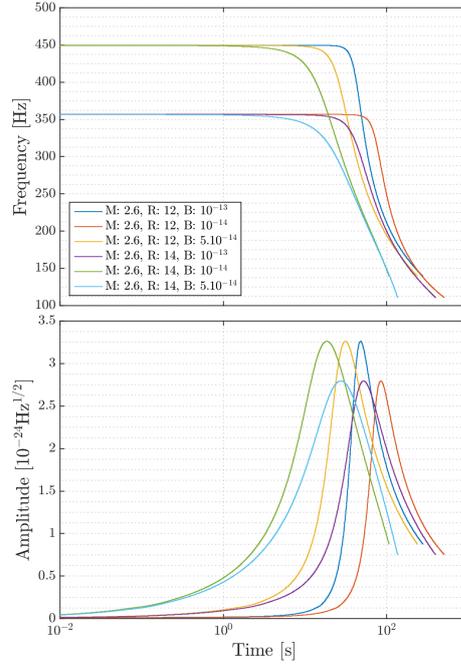


FIGURE 1.8 – Évolution temporelle de la fréquence (haut) et de l'amplitude (bas) pour le modèle de GRB plateau généré à partir de différents jeux de paramètres.

1.3.6.7 Magnétar milliseconde

Si on revient au magnétar décrit précédemment, on peut étudier le ralentissement de l'étoile à neutrons dû à une combinaison de radiations électro-magnétique et gravitationnelle.

En reprenant l'équation (1.47), le ralentissement du moment cinétique angulaire Ω peut être exprimé selon une loi de puissance :

$$\dot{\Omega} = -k\Omega^n, \quad (1.75)$$

où k est une constante de proportionnalité et n un indice de coupure.

La valeur exacte de n n'est pas bien connue. Ostriker et Gunn ont montré théoriquement que $n = 3$ dans le cas d'un champ magnétique dipolaire [69]. Cependant, Lasky apporte des corrections en mesurant expérimentalement une valeur inférieure à 3, de l'ordre de 2.6-2.9 [70].

Ce dernier déduit de ces hypothèses des formes d'ondes montrées figure 1.9. L'énergie émise par ce phénomène est également très faible, de l'ordre de $10^{-5} M_{\odot} c^2$ répartie sur plusieurs milliers de secondes.

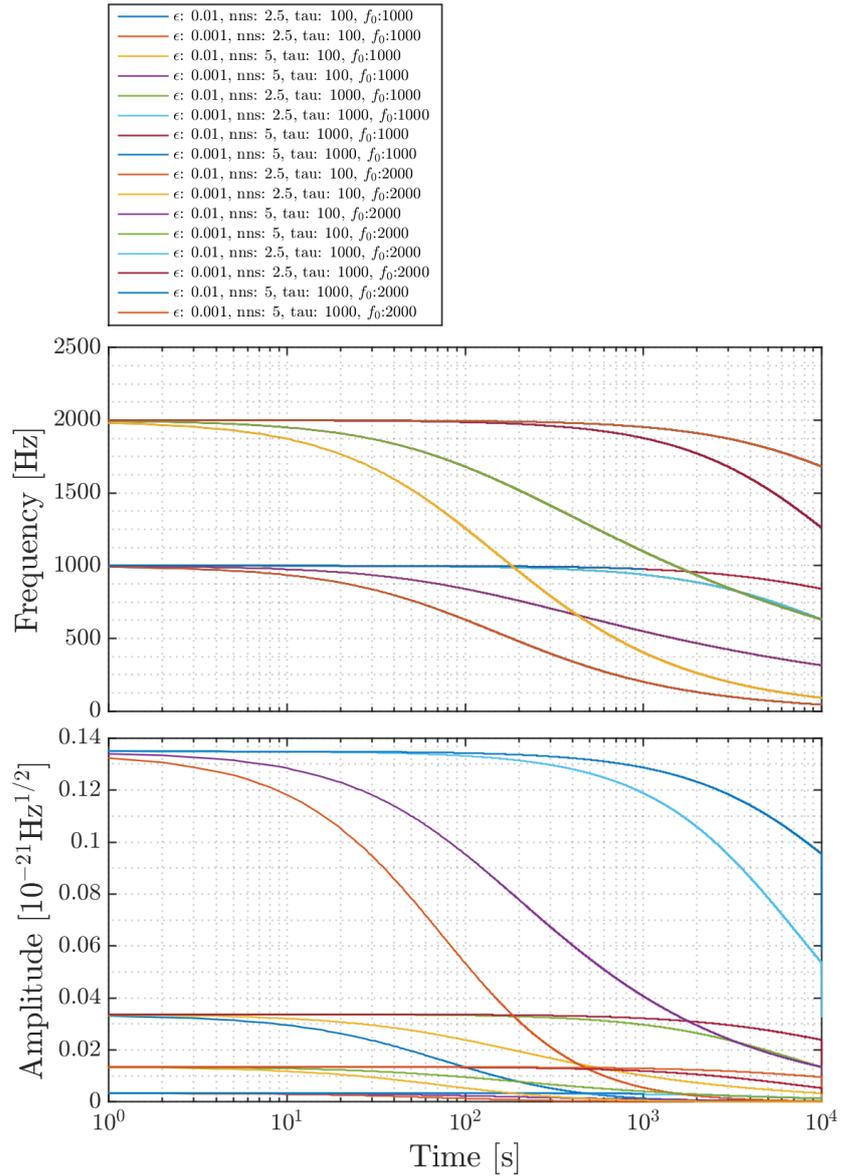


FIGURE 1.9 – Évolution temporelle de la fréquence (haut) et de l'amplitude (bas) de l'onde gravitationnelle émise par une source située à 40 Mpc.

1.3.7 Autres sources

Il existe de nombreuses autres sources d'ondes gravitationnelles de longue durée qui ne sont pas ou mal modélisées. Les débuts de l'astronomie gravitationnelle vont permettre de faire un grand pas dans la compréhension de certains mécanismes astro-physiques. Il faut donc faire une place à l'inconnu !

2.1 Historique

Si la musique est appréciable, c'est que nous avons des capteurs pour l'écouter : la vibration de la membrane de nos oreilles nous permet de témoigner de l'existence de l'onde sonore transportant les émotions et la créativité du musicien. Cependant, supposons un musicien jouant en infrason, est-ce parce que nous ne percevons aucun son que sa musique n'existe pas ? La réalité d'un phénomène doit-elle forcément passer à travers une interaction avec nous ? Nous pourrions douter alors du génie de ce musicien jusqu'à ce que l'on pose notre main sur son instrument pour le sentir vibrer au rythme de sa composition.

Ces questions-là, les physiciens du XX^e siècle se les sont posées à de nombreuses reprises. Pour témoigner de l'existence d'un phénomène, il faut bâtir le détecteur qui permettra de le capter. Il a fallu 100 ans pour construire les bonnes oreilles capables de capter le chant gravitationnel des étoiles.

2.1.1 Chapel Hill : le début de la chasse expérimentale aux ondes gravitationnelles

Bien que les ondes gravitationnelles aient été prédites dès le début de la relativité générale en 1916, leur réalité a longtemps été débattue. Einstein lui-même a plusieurs fois changé d'avis [71].

Il faut attendre 1956, avec les papiers de Bondi [16], Pirani [14] et les discussions lors de la conférence de Chapel Hill (Caroline du Nord) en 1957 pour que la question de l'existence des ondes gravitationnelles et leur détection soit clarifiée une fois pour toutes [72]. La démonstration de Pirani est particulièrement importante pour les expérimentateurs car elle fait le lien entre l'accélération relative entre deux particules et le tenseur de Riemann. À cette même conférence, Feynman traduisit cette relation par un argument de physicien qui est passé à la postérité sous le nom de "sticky beads argument" : si l'on place deux perles sur un baton qui est perpendiculaire à la direction de propagation des ondes gravitationnelles, au passage de l'onde, le baton reste rigide alors que les perles vont se rapprocher ou s'éloigner l'une de l'autre. Puisqu'elles se meuvent sur le baton, il doit y avoir friction et donc dépôt d'énergie.

2.1.2 Idée préliminaire de détecteur d'ondes gravitationnelles

L'étape suivante était donc de mettre au point un système expérimental permettant d'attraper ces ondes. Les travaux de Pirani, Bondi et Robinson ont été fondamentaux dans la compréhension de l'interaction onde-matière (cf. 1.2.5). Bondi alla même jusqu'à proposer de connecter deux masses aux extrémités d'un piston permettant de transformer l'énergie déposée par l'onde gravitationnelle en chaleur témoignant ainsi du passage de l'onde [16]. C'est la première idée de détecteur d'onde gravitationnelle.

2.1.3 Barre de Weber

Dans les années 1960, Weber proposa d'utiliser des cylindres d'aluminium, de rayon de 1 m et long de 2 m pour former des antennes capables de détecter les ondes gravitationnelles. L'idée était de capter l'interaction entre une onde gravitationnelle et un phonon résonant à ~ 1660 Hz.

Weber affirma avoir vu une onde gravitationnelle grâce à son dispositif [73]. Mais d'autres réalisations de l'expérience n'ont jamais confirmé son observation.

Aujourd'hui il existe encore quelques exemplaires de barres de Weber en activité. Mais malgré les avancées technologiques comme la cryogénie, leur sensibilité limitée dans une bande de fréquences réduite a conduit la majorité de la communauté à se tourner vers les détecteurs interférométriques large bande.

2.1.4 Détecteur interférométrique

L'autre idée expérimentale se développa aussi dans les années 60 : mesurer le temps de parcours de photons entre deux masses test. L'utilisation d'un interféromètre de Michelson a été pour la première fois proposée par Gertsenshtein, Pustovoit et Weber en 1962 [74]. Le premier interféromètre prototype destiné à tester la technologie a été construit par Forward en 1971 [75]. Les fondations techniques des interféromètres actuels ont été posées par Weiss en 1972 [76]. Il faut cependant attendre les années 90 et quelques avancées technologiques pour que le premier détecteur interférométrique capable de détection soit construit.

Au début des années 70, un projet est porté aux États-Unis, par Drever, Thorne, Weiss [77] et bien d'autres pour aboutir à la création de LIGO (Laser Interferometer for Gravitational waves Observatory) en 1974, projet le plus coûteux de la NSF (National Science Foundation). En Allemagne, Ruediger construit un prototype de 10 m, mais la réunification allemande en 89 met fin au projet allemand. Enfin, en France et en Italie, Brillet et Giazotto portent le projet Virgo [78] approuvé en 1994 .

Après une décennie de mise en service, améliorations et prises de données, cette première génération a fait place à une nouvelle génération de détecteurs : advanced Virgo et advanced LIGO. Ces détecteurs, portés par des avancées technologiques considérables en termes de métrologie, d'optique et d'interférométrie laser, ont abouti à la première détection d'ondes gravitationnelles en septembre 2015.

2.2 Détecteurs Interférométriques

Ce qui peut être frustrant lorsque l'on essaie d'écouter le chant des étoiles, c'est qu'en plus d'être loin, elles murmurent : il a fallu plus de 100 ans pour élaborer, développer et améliorer les oreilles capable d'entendre cette faible mélodie. Ces oreilles sont les détecteurs interférométriques dont la bande passante s'étendant de 20 Hz à 20000 Hz est la même que celle de l'oreille humaine.

2.2.1 Principe de détection

Dans le premier chapitre, nous avons vu que pour témoigner du passage d'une onde gravitationnelle, il faut considérer plusieurs points de l'espace-temps. Ces points associés à des masses en chute libre vont voir leur distance relative se modifier sous l'effet de l'onde comme le montre la figure 2.1. C'est cette distance relative que l'on cherche à mesurer de manière précise.

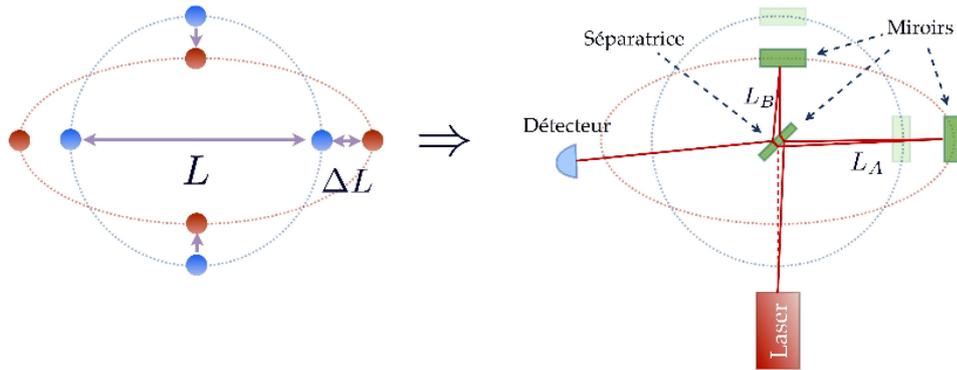


FIGURE 2.1 – Principe de la détection interférométrique : deux des masses test de l'expérience de pensée illustrée à gauche sont remplacées par des miroirs sur la figure de droite, formant un interféromètre avec une séparatrice au centre [79].

Toute la difficulté vient de ce que l'on met derrière le mot “précis”. En effet, nous avons vu que l'amplitude des ondes gravitationnelles est très faible car l'espace-temps est très rigide. Si nous prenons des masses en chute libre espacées de 1 m, il faut arriver à mesurer des variations de distance de l'ordre de 10^{-21} m. Seul l'interférométrie laser permet de mesurer des variations de distance qui s'en rapprochent. Pour atteindre 10^{-21} m, il faut cependant apporter des modifications à l'interféromètre de Michelson. La figure 2.2 montre le dispositif de l'interféromètre utilisé par Michelson et Morley en 1887 : on sépare la source lumineuse à l'aide d'une lame séparatrice, dans deux bras perpendiculaires. Puis on réfléchit les deux faisceaux à l'aide de miroirs pour les renvoyer vers la séparatrice. Une partie des faisceaux traverse et l'autre est réfléchi par la face arrière de la séparatrice puis les deux parties se recombinent pour former des franges d'interférences dont la largeur est proportionnelle à la distance relative des deux miroirs en bout de bras. La variation de la différence de phase est donnée par :

$$\delta\phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} (\delta x(t) - \delta y(t)) , \quad (2.1)$$

où δx et δy sont les variations de longueur des bras selon les axes x et y et λ la longueur d'onde du laser.

Pour que l'interféromètre soit utilisé en tant que détecteur d'ondes gravitationnelles, il faut que les miroirs soient des points test de la métrique, c'est-à-dire des masses en chute libre. Il faut donc suspendre les miroirs et se placer sous certaines conditions de résonance pour qu'ils ne soient soumis qu'à la gravité seule.¹

1. Suspendre des miroirs n'en fait pas des points test de la métrique, cependant, dans notre cas nous excitons les suspensions de telle sorte que la fréquence de résonance soit bien plus basse que la bande de fréquence du détecteur. Ainsi nous atténuons tout les bruits et nous devenons des points tests de la métrique.

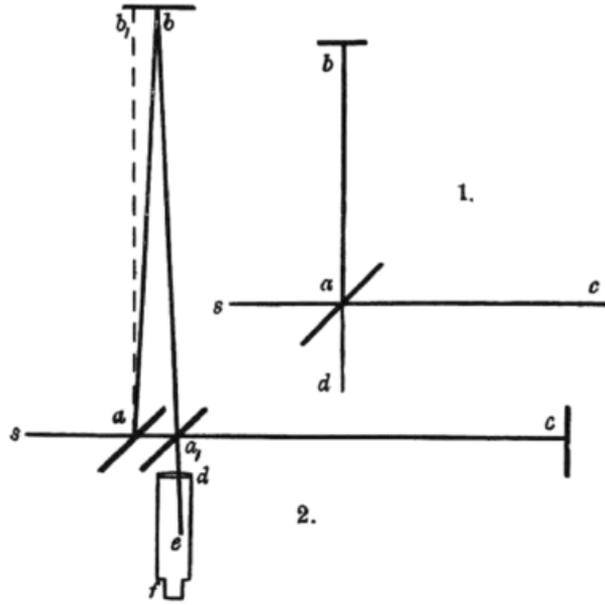


FIGURE 2.2 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Michelson et Morley. Sur la figure 1, le rayon part de la source (s) puis est partagé en deux grâce à la lame séparatrice en (a). Chaque rayon est réfléchi en (b) et (c) pour être renvoyé en (a). Les rayons transmis et réfléchis sont ainsi combinés et laissent apparaître des franges d'interférences en (d). La figure 2 détaille le cas où l'on considère la séparatrice comme un dioptre épais, le faisceau se divise en (a) et se combine en (a1) [6].

Ainsi, si une onde gravitationnelle passe à travers le détecteur, la métrique devient :

$$\begin{aligned} ds^2 &= (\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu})dx^\mu dx^\nu, \\ &= -c^2 dt^2 + (1 + h_{11}(t))dx^2 \quad \text{pour l'axe } x, \\ &= -c^2 dt^2 + (1 + h_{22}(t))dy^2 \quad \text{pour l'axe } y. \end{aligned} \quad (2.2)$$

En intégrant cette métrique, on obtient l'évolution du chemin optique, par exemple pour l'axe x, on a :

$$L_x = \int c dt = \int_0^L \sqrt{1 + h_{11}} dx \sim \int_0^L \left(1 + \frac{1}{2} h_{11} \right). \quad (2.3)$$

Si le temps de propagation du faisceau laser dans les bras de l'interféromètre est négligeable par rapport à la période de l'onde gravitationnelle, on a $h_{11}(t) = -h_{22}(t) = h(t)$. L'équation précédente du chemin optique devient alors :

$$L_x = L_1 + \frac{1}{2} L_1 h(t). \quad (2.4)$$

de même selon l'axe y :

$$L_y = L_2 - \frac{1}{2} L_2 h(t). \quad (2.5)$$

En supposant que l'interféromètre possède des bras de longueur L identique, on obtient la relation suivante :

$$\delta x(t) = -\delta y(t) = \frac{1}{2} h(t) L, \quad (2.6)$$

où L est la longueur moyenne des bras que l'on suppose ici identique.

Cette variation de la longueur des bras modifie les franges d'interférences. On peut donc réécrire l'équation (2.1) :

$$\delta\phi(t) = 4\pi \frac{L}{\lambda} h(t), \quad (2.7)$$

Ce déphasage peut être mesuré à l'aide d'une simple photodiode.

On note P_{det} la puissance mesurée en sortie d'interféromètre :

$$P_{det} = \frac{P_0}{2} (1 - C \cos(\phi(t))), \quad (2.8)$$

où P_0 est la puissance du faisceau incident et C est le contraste de l'interféromètre qui dépend de l'asymétrie entre les deux miroirs de bout de bras. Pour un interféromètre de Michelson idéal, le contraste est égal à 1.

Une variation $\delta\phi(t)$ du déphasage implique une variation de la puissance P_{det} mesurée en sortie de l'interféromètre :

$$\delta P_{det}(t) = \frac{P_0}{2} C \sin(\phi_0) \frac{4\pi}{\lambda} L h(t), \quad (2.9)$$

où ϕ_0 représente le déphasage entre les faisceaux dû à la différence de longueur statique entre les deux bras.

La réponse d'un détecteur interférométrique est donc proportionnelle à la longueur de ses bras expliquant la taille kilométrique des détecteurs interférométriques pour les ondes gravitationnelles.

On peut maximiser la réponse du détecteur en jouant sur les paramètres C et ϕ_0 comme nous le verrons plus tard.

L'expression (2.6) a été obtenue en considérant l'effet d'une onde se propageant dans la direction perpendiculaire au plan de l'interféromètre, ce qui correspond à la situation optimale pour une détection. Dans le cas général d'une onde se propageant dans une direction quelconque, il faut prendre en compte la projection des polarisations de l'onde dans le plan du détecteur modulant ainsi l'expression (2.6). On peut assimiler un détecteur interférométrique à une antenne possédant une réponse angulaire qui dépend de la position de la source dans le ciel et qui diffère pour chacune des polarisations. L'amplitude de l'onde gravitationnelle mesurée par un détecteur est une combinaison linéaire des facteurs d'antenne qui représentent la réponse angulaire du détecteur [80] :

$$h = F_+(\Theta, \iota, \Psi)h_+ + F_\times(\Theta, \iota, \Psi)h_\times. \quad (2.10)$$

avec

$$F_+ = -\frac{1}{2}(1 - \cos^2 \Theta) \cos 2\Psi \cos 2\iota - \cos \Theta \sin 2\Psi \sin 2\iota, \quad (2.11)$$

$$F_\times = \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \Theta) \cos 2\Psi \sin 2\iota - \cos \Theta \sin 2\Psi \cos 2\iota. \quad (2.12)$$

La figure 2.3 illustre les diagrammes d'antenne, c'est-à-dire le rapport entre la réponse de l'interféromètre et la réponse optimale en fonction de la direction d'arrivée de l'onde. La réponse est optimale lorsque l'onde arrive perpendiculairement au plan du détecteur. A l'inverse, la réponse est nulle lorsque l'onde se propage selon les bissectrices du détecteur, c'est-à-dire dans le plan du détecteur le long des deux directions à 45 degré des deux bras, car les miroirs bougent en phase.

Un interféromètre de Michelson n'a pas la sensibilité pour mesurer des différences de longueurs relatives de l'ordre de 10^{-21} m. Il faut d'autres améliorations que nous décrirons dans la section suivante en prenant le cas de Virgo.

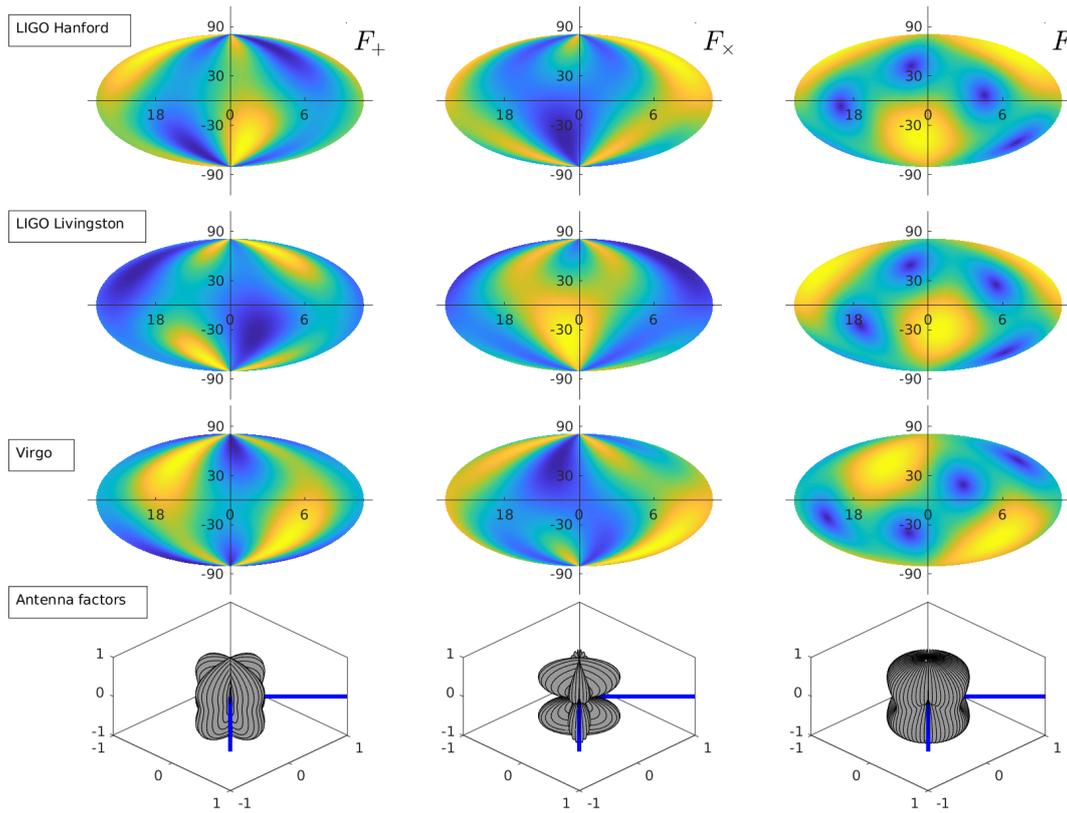


FIGURE 2.3 – Illustration des diagrammes d’antenne pour les détecteurs aLIGO et aVirgo. Les trois premières lignes correspondent à chaque détecteur en coordonnées géographiques. La dernière ligne représente les diagrammes d’antenne dans le référentiel attaché à chaque détecteur. Les colonnes 1 et 2 représentent respectivement les composantes $+$ et \times des diagrammes d’antenne, la dernière colonne représente le diagramme d’antenne $F = \sqrt{F_+^2 + F_\times^2}$.

2.2.2 Virgo et advanced Virgo

2.2.2.1 Détecteur initial : Virgo

Issu d’une collaboration Franco-Italienne, le détecteur Virgo est l’un des quatre interféromètres kilométriques actuellement dédiés à la recherche des ondes gravitationnelles [81]. Il a été originellement conçu pour pouvoir atteindre une sensibilité inférieure à $10^{-21}/\sqrt{\text{Hz}}$, vers 300 Hz avec une bande de fréquence s’étendant de 10 Hz à 10 kHz. Le nom Virgo vient de la sensibilité initiale qui devait permettre d’observer des sources situées dans l’amas de la Vierge (~ 20 Mpc) [].

Le schéma optique de Virgo est celui d’un interféromètre de Michelson modifié. La source lumineuse est un laser Nd:YAG, placé sur un banc optique, de 20 W émettant dans l’infrarouge à 1064 nm.

La première amélioration consiste à augmenter au maximum la longueur des bras de quelques mètres à quelques kilomètres pour gagner 3 ordres de grandeur sur la sensibilité.

Des miroirs de 35 cm de diamètre, dont le rayon de courbure est égal à ≈ 3600 km, sont réalisés en silice et polis au niveau atomique afin de limiter la lumière diffusée. Ils sont placés au bout des bras de 3 km et possèdent un dépôt réfléchissant renvoyant presque toute la lumière incidente (réflectivité égale à 0.999).

La séparatrice est placée à 45° pour envoyer la lumière en deux parts égales (réflectivité de 0.5)

dans les deux bras perpendiculaires de l'interféromètre.

Le faisceau est détecté par des photodiodes InGaAs, dont la surface photosensible fait 3 mm de diamètre, et dont l'efficacité quantique est de l'ordre de 90%.

L'utilisation d'un interféromètre de Michelson avec des bras de 3 km ne permet pas d'atteindre la sensibilité requise pour observer des variations de longueur de l'ordre de 10^{-18} m : des améliorations sont donc nécessaires.

On peut augmenter la longueur effective du chemin optique entre la séparatrice et les miroirs de renvoi en plaçant dans chaque bras de l'interféromètre une cavité Fabry-Pérot. Il suffit pour cela de placer un miroir semi-réfléchissant (réflectivité de 0.86) dans chaque bras après la séparatrice.

La longueur de la cavité doit être un multiple de la demi-longueur d'onde du laser. Lorsque cette condition est vérifiée, le faisceau parcourt un nombre d'aller-retour moyen égal à $\frac{2F}{\pi}$, où F est la finesse de la cavité. Ce paramètre dépend de la réflectivité du miroir d'entrée r_1 et de celle du miroir de renvoi r_2 , selon la relation :

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2}. \quad (2.13)$$

Avec une finesse égale à 50, le faisceau fait en moyenne 30 aller-retours dans les cavités de Virgo. Ainsi, le déphasage est amplifié par le nombre d'aller-retours, l'expression (2.7) devient alors :

$$\delta\phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{2F}{\pi} Lh(t) \quad (2.14)$$

La sensibilité d'un interféromètre dépend également du contraste C et du déphasage statique ϕ_0 . Pour un interféromètre présentant un contraste parfait $C = 1$, la meilleure sensibilité est obtenue pour $\phi_0 = 2\pi q$ avec q un entier, c'est-à-dire lorsque la différence de longueur entre les deux bras est égale à un multiple de la demi-longueur d'onde du faisceau laser. Dans ce cas la puissance transmise au photodétecteur est nulle, on dit que l'interféromètre est réglé sur la frange noire de la figure d'interférence. En pratique, le contraste étant inférieur à 1, la sensibilité optimale est obtenue en s'écartant légèrement de la condition stricte de frange noire.

On rajoute un miroir partiellement réfléchissant (réflectivité égale à 0.92), appelé miroir de recyclage (power recycling : PR), entre la source laser et la séparatrice pour réinjecter une partie de la puissance dans l'interféromètre et ainsi accroître la puissance atteignant la séparatrice. La puissance est alors donnée par la relation suivante :

$$P = G_r P_0, \quad (2.15)$$

où P_0 est la puissance initiale du laser et G_r le gain de la cavité de recyclage égal à ≈ 50 pour Virgo. On forme ainsi de multiples cavités couplées les unes aux autres. La figure 2.4 représente le schéma optique de Virgo.

Le banc laser n'est pas suspendu, des vibrations sismiques et acoustiques générant des fluctuations de la position du faisceau vont limiter la sensibilité. Il faut ajouter à ces fluctuations les bruits de puissance et de fréquence du laser. Afin d'atténuer ces phénomènes, le faisceau émergeant du banc laser est d'abord filtré par une cavité optique triangulaire, appelée le mode cleaner d'entrée. Il permet de sélectionner les bons modes Gaussiens du laser et stabiliser les fluctuations de puissance et de fréquence du laser.

Les déplacements des miroirs générés par l'activité sismique naturelle et humaine empêchent également d'atteindre la sensibilité requise par Virgo. L'utilisation de grandes suspensions de 10 m,

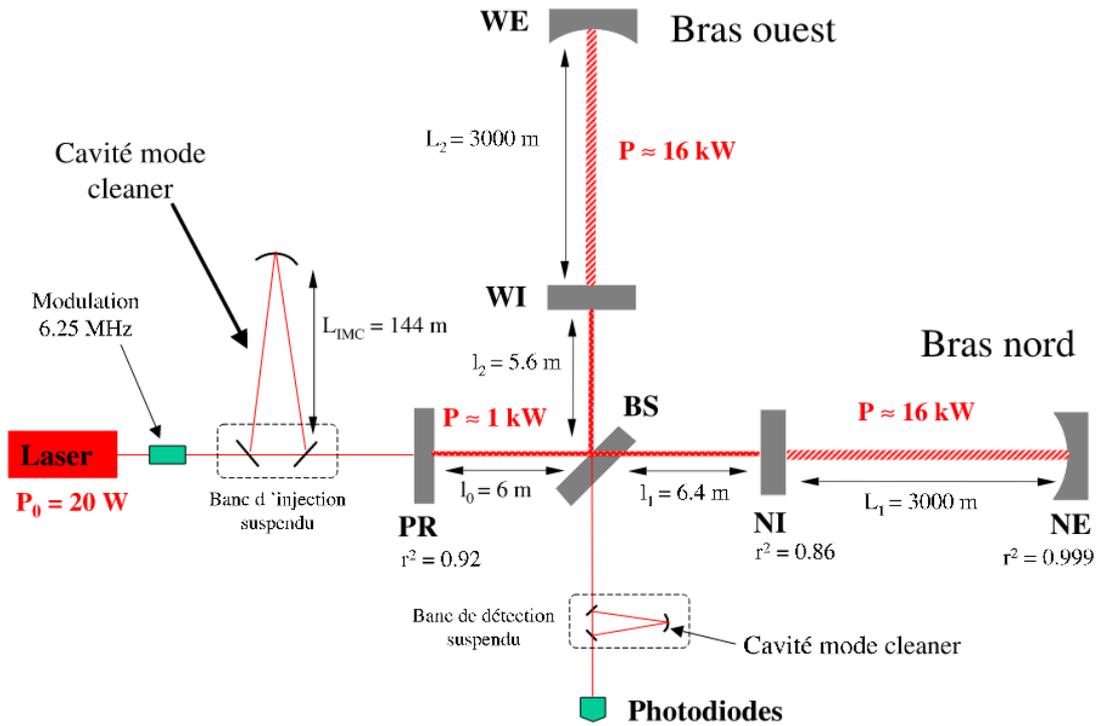


FIGURE 2.4 – Vue schématique du dispositif optique de Virgo dans sa configuration initiale [82].

appelées “super-atténuateurs”, soutiennent les miroirs de Virgo à l’aide de 2 fils¹ permettant d’isoler les miroirs du bruit sismique.

Pour limiter les problèmes d’interaction entre l’air et le laser (changement d’indice etc...), la totalité de l’instrument est mis sous vide dans une enceinte cylindrique de 1.2 m de diamètre. La pression est de l’ordre de 10^{-7} mbar faisant ainsi de Virgo la plus grosse installation ultra-vide d’Europe.

Le détecteur Virgo initial a atteint sa sensibilité nominale vers 2011. Il s’est arrêté plusieurs années pour une mise à jour majeure (advanced Virgo).

2.2.2.2 advanced Virgo

Le projet advanced Virgo (aVirgo), financé par le CNRS, l’INFN et NIKHEF a été lancé en 2011 [83]. La mise à jour du détecteur se fera en plusieurs étapes, entrecoupées de périodes de prises de données. La sensibilité nominale sera atteinte à l’horizon 2020.

aVirgo utilise actuellement le laser initial qui peut être poussé à une puissance de ~ 60 W. Un changement de laser permettra d’atteindre une puissance finale de 100 W.

Cependant, une augmentation de la puissance du laser entraîne une augmentation du bruit provenant de la pression de radiation. Afin de contrer cet effet, de nouveaux miroirs deux fois plus lourds (42 kg) sont installés. De nouveaux procédés de polissage permettent d’améliorer encore la surface des miroirs ainsi que leur réflexion. Enfin un nouveau revêtement est appliqué sur les miroirs réduisant les pertes optiques ainsi que le bruit thermique.

1. initialement en métal remplacés temporairement en 2011 puis définitivement en 2018 par de la silice afin de réduire le bruit thermique.

Des déflecteurs suspendus proches des miroirs sont installés pour piéger la lumière diffusée.

Un deuxième miroir de recyclage (SR) est ajouté en sortie de l'interféromètre créant une nouvelle cavité résonante dans l'instrument, ce qui a pour conséquence d'amplifier le signal en réduisant le bruit de photons. La bande de fréquence est ainsi élargie. De nouvelles suspensions permettent de soutenir les miroirs plus lourds que précédemment.

Bien que l'utilisation des fibres en silice "collées" aux miroirs (suspensions monolithiques) avait été testée et approuvée avec la dernière version du détecteur initial Virgo, leur mise en place pour aVirgo a été une source de problèmes. Lors de l'installation des suspensions monolithiques, les fibres de toutes les suspensions ont cassé les unes après les autres dans un laps de temps allant de quelques jours à quelques mois après leur mise sous vide. Après de nombreux tests, il fut trouvé que ces fibres étaient bombardées par des poussières lors de la mise sous vide du détecteur resté trop longtemps à l'air libre pendant la phase de mise à jour. Les fibres ainsi fragilisées cassaient systématiquement.

Après 1 an de retard accumulé pour comprendre ce phénomène, l'utilisation de fibres en silice a été repoussée en 2018 et on est revenu à la configuration de fibres en acier dont le bruit thermique est cependant plus élevé.

Pour advanced Virgo, le vide est amélioré passant de 10^{-7} mbar à 10^{-9} mbar. Plusieurs bancs optiques qui servent à l'alignement sont suspendus et mis sous vide afin de gagner en sensibilité.

Après plusieurs mois de mise en service (commissioning), le détecteur aVirgo a pris pour la première fois des données en août 2017 atteignant une sensibilité de 30 Mpc^1 pour un cycle utile de 85%. En complétant avantageusement le réseau formé par les détecteurs américains, il a permis de réduire l'erreur sur la localisation des événements GW170814 et GW170817 ce qui a favorisé grandement l'observation d'une contrepartie électromagnétique pour GW170817.

2.2.3 Réseau de détecteurs

En 1992, la National Scientific Foundation (NSF) finance le Laser Interferometer Gravitational-Wave Observation (LIGO) [77]. LIGO comporte deux détecteurs d'une longueur de 4 km construits aux États-Unis à Hanford (WA) et Livingston (LA).

Initialement, l'enceinte à vide de Hanford contenait deux interféromètres : un de 4 km et un de 2 km (deux fois moins sensible). Cela devait permettre de rejeter les événements de bruits environnementaux ayant la même amplitude dans les deux détecteurs. En effet, un vrai signal aurait été deux fois plus faible dans le détecteur le moins sensible. Cette idée s'est avérée mauvaise, car la présence des deux interféromètres dans la même enceinte à vide générerait beaucoup de bruits parasites qui ne pouvaient être supprimés. En conséquence, le détecteur de 2 km a été démonté et sera recyclé pour le détecteur LIGO en Inde (IndIGO) qui est en cours de construction (dont nous parlerons plus tard). LIGO a pris des données de 2002 à 2010 puis s'est arrêté pour réaliser sa mise à jour (projet advanced LIGO ou aLIGO) [84] qui a été mise en service en septembre 2015.

La collaboration Germano-Britannique GEO [85] a construit un interféromètre de 600 m, près de Hanovre. Contrairement à Virgo et LIGO, GEO ne contient pas de cavité Fabry-Perot, mais les bras sont constitués de lignes à retard [86]. Ce détecteur est toujours utilisé comme prototype pour développer et tester des techniques avancées qui seront ensuite installées dans LIGO et Virgo.

La collaboration Japonaise [87] construit actuellement le détecteur KAGRA, de même taille que Virgo. La particularité de ce détecteur est d'être sous terre, amoindrissant une grande partie du bruit sismique. De plus, ce détecteur sera partiellement refroidi réduisant le bruit thermique des suspensions

1. il s'agit de la distance, moyennée sur toutes les positions dans le ciel, à laquelle on observe un signal de coalescence de deux étoiles à neutrons avec un SNR de 8.

des miroirs. Les premières prises de données devraient avoir lieu en 2019. Il compléterait avantageusement le réseau actuel de détecteurs améliorant son efficacité notamment en terme de localisation des sources.

L'Inde manifeste également son souhait de participer à l'élaboration de l'astronomie gravitationnelle et finance la construction d'un observatoire en Inde qui va accueillir le second détecteur de Hanford. Le financement du site pour l'installation d'un interféromètre de type LIGO est en cours de finalisation et le démarrage du projet est prévu pour 2022 [88].

Ce projet à plus long terme permettra de compléter plus encore le réseau terrestre et de former une future génération de physiciens des ondes gravitationnelles.

2.2.4 Sensibilité d'un détecteur et bruits

Pour évaluer les performances du détecteur, c'est-à-dire sa sensibilité, on doit comparer sa réponse à une onde gravitationnelle aux bruits qui limitent la mesure. Les sources de bruit des détecteurs interférométriques sont nombreuses du fait de leur sensibilité extrême. On peut cependant les classer en trois grandes catégories :

- les bruits fondamentaux ;
- les bruits transitoires provenant de l'environnement ;
- les bruits technologiques provenant des composants du détecteur.

La caractérisation du détecteur est une analyse à part entière qui a pour but de comprendre les différents bruits rencontrés dans les données, et de remonter à leur origine afin de les soustraire des données [89]. Pour caractériser chaque source de bruit, on peut s'appuyer sur une prédiction théorique de leur densité spectrale quand celle-ci est disponible. En faisant l'hypothèse que les bruits s'additionnent, on peut ainsi construire la densité spectrale de puissance qu'on peut alors comparer directement à la mesure. La densité spectrale de bruit est la transformée de Fourier de l'autocorrélation du bruit mesuré $x(t)$:

$$PSD = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^*(t)x(t + \tau)e^{-i\omega\tau} dt d\tau . \quad (2.16)$$

La figure 2.5 représente la courbe de sensibilité de aVirgo ainsi que les contributions des principaux bruits.

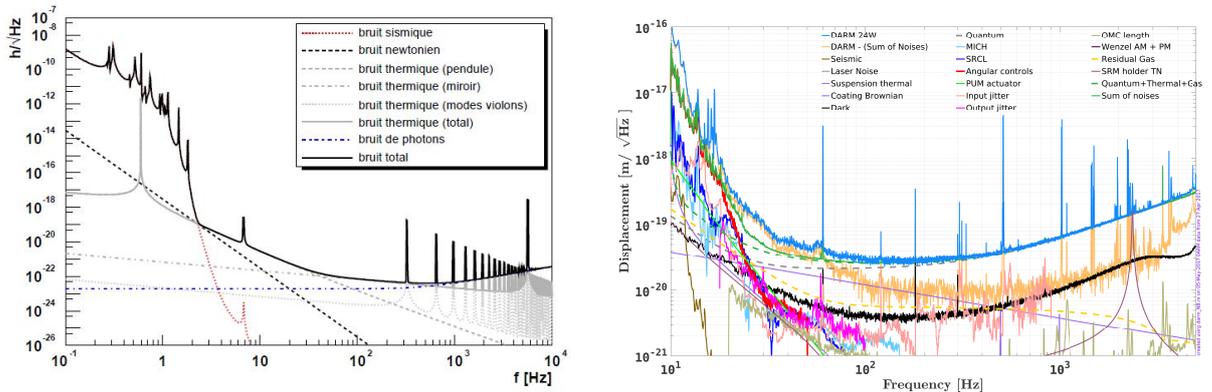


FIGURE 2.5 – Composantes des différentes sources de bruit contribuant à la sensibilité théorique (gauche). Composantes de bruit mesurées dans les données L1 durant O2 (droite).

2.2.4.1 Bruits fondamentaux

Bruit de lecture optique

Le bruit de lecture optique prend en compte le bruit de comptage des photons (shot noise), bruit d'origine statistique qui vient de la nature discrète de la lumière. Le nombre de photons détectés par la photodiode possède une erreur. Cette erreur est estimée en calculant la déviation standard de la distribution de photons que l'on supposera poissonnienne. Le bruit de lecture dépend de la longueur L des bras, de la fréquence du laser ω et de la puissance d'entrée P_0 :

$$\tilde{h}_{\text{photon}} \approx \frac{1}{4\pi L} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P_0}}. \quad (2.17)$$

Pour diminuer ce bruit, il faut donc augmenter la longueur des bras ou augmenter la puissance du laser.

Le bruit de lecture optique comprend également le bruit de pression de radiation : la puissance du laser fluctue, modifiant la pression de radiation qui s'applique au niveau des miroirs, changeant ainsi leurs positions.

Le bruit provenant de la pression de radiation dépend directement de la puissance P_0 du laser et de la masse m des miroirs :

$$\tilde{h}_{RP} = \frac{1}{\pi m c L f^2} \sqrt{\hbar\omega P_0}. \quad (2.18)$$

La pression de radiation n'était pas un facteur limitant pour les détecteurs de première génération, cependant, elle va le devenir pour ceux de seconde génération, à cause de l'augmentation de la puissance dans les cavités, expliquant le poids plus lourd des miroirs.

Si on augmente la puissance du laser, on réduit le bruit de lecture optique, mais on augmente le bruit provenant de la pression de radiation. Il existe une puissance optimale qui permet de réduire le bruit de lecture optique. Cette puissance dépend de la fréquence du laser ainsi que de la masse des miroirs :

$$P_0 = \frac{\pi}{4} m \lambda c f^2. \quad (2.19)$$

À chaque fréquence, on peut calculer cette puissance optimale. L'enveloppe formée par tous ces optimum forme ce que l'on appelle la limite quantique standard (SQL). On peut définir un bruit associé à cette limite :

$$\tilde{h}_{SQL} = \frac{\hbar}{\pi^2 m L^2 f^2}. \quad (2.20)$$

Ce bruit dépend de la longueur des bras et de la masse des miroirs. Ce bruit n'est pas une limite à proprement parler puisque l'on peut dépasser cette limite à l'aide de certains montages optiques, ou en utilisant certaines propriétés de la lumière (squeezing).

Bruit sismique

Les détecteurs ne peuvent pas être totalement isolés du monde. Ils sont en particulier soumis aux bruits sismiques d'origine naturelle ou humaine. La densité spectrale estimée sur le site de Virgo vaut approximativement $10^{-7} m / \sqrt{Hz}$, soit environ 8 ordres de grandeur au dessus de la sensibilité requise par Virgo. Des suspensions sont utilisées pour réduire ce bruit.

Bruit thermique

Les interféromètres sont à température ambiante. Un mouvement aléatoire des atomes à la surface des miroirs et de leurs suspensions relié à la dissipation d'énergie thermique existe. Le déplacement total du miroir généré par le bruit thermique s'obtient par une somme quadratique sur les différents modes propres du miroir et des suspensions.

Bruit de laser

Parmi les bruits de laser, on peut citer le bruit de fluctuation de la fréquence du laser qui modifie les franges d'interférence, les fluctuations de pointage dues au mauvais alignement des miroirs modifiant la puissance totale dans le détecteur, les bruits provenant de la fluctuation de la taille du faisceau...

2.2.4.2 Bruits transitoires et continus

Le bruit des détecteurs interférométriques peut être assimilé à une composante Gaussienne sur laquelle s'ajoute de nombreux bruits transitoires et non-stationnaires que l'on appelle *glitches*. Ces *glitches* proviennent en particulier de l'environnement du détecteur. En effet, le détecteur n'est pas complètement isolé. De ce fait et comme le détecteur est conçu pour être très sensible, toute perturbation de l'environnement peut avoir un impact.

Ces *glitches* peuvent avoir des propriétés similaires (fréquence, durée ...) à des signaux d'ondes gravitationnelles. C'est la présence de ces *glitches* qui limite les recherches d'ondes gravitationnelles de signaux courts.

L'origine de ces bruits est multiple. On peut citer les fluctuations d'indice optique, la lumière diffusée, les fluctuations électroniques, les bruits magnétiques ou acoustiques etc... Déterminer l'origine d'un *glitch* est loin d'être une tâche aisée puisqu'elle revient à comprendre les couplages qui existent entre certains composants du détecteur, et le détecteur et son environnement.

Afin de tracer l'origine de ces *glitches*, de nombreux capteurs auxiliaires (acoustiques, électroniques, magnétiques ...) sont installés autour du détecteur. Des chaînes d'analyse corrélent les données des détecteurs interférométriques et des capteurs auxiliaires pour trouver des liens.

Ces origines différentes permettent de classer les *glitches* en famille selon leurs caractéristiques (forme, durée, fréquence...). Certaines chaînes d'analyse utilisent des méthodes de deep learning afin de classer de manière efficace ces *glitches* en se basant sur la forme du signal [90]. Grâce à l'identification de ces familles, on génère des Data Quality Flags (DQFlags) qui marquent certaines périodes de temps comme étant du bruit. La figure 2.6 illustre certaines familles de *glitches* couramment présentes dans les données aLIGO pendant le premier run d'observation.

Pour finir, le réseau de détecteurs interférométriques permet de corrélérer les données. Comme la plupart des bruits environnementaux sont locaux, il est peu probable de les voir dans trois détecteurs en même temps. En demandant que les signaux soient coïncidents, on peut ainsi réduire le nombre d'occurrences de certaines familles de *glitches*.

Pour soustraire les *glitches* des données, chaque analyse utilise des méthodes qui lui sont propres. Parmi ces méthodes, l'une des plus simples consiste à utiliser les Data Quality Flags (DQFlags) pour supprimer des périodes de temps et des bandes de fréquence où sont présents des *glitches*. On peut également modéliser le *glitch* pour le soustraire directement des données.

Enfin, certains bruits sont présents sur une bande étroite de fréquence mais de manière quasi continue. Ces bruits continus que l'on appelle lignes spectrales (ou plus simplement lignes) limitent la recherche de signaux continus d'ondes gravitationnelles. L'origine de la plupart des lignes est connue et provient de la résonance de certains composants du détecteur : par exemple les suspensions des miroirs

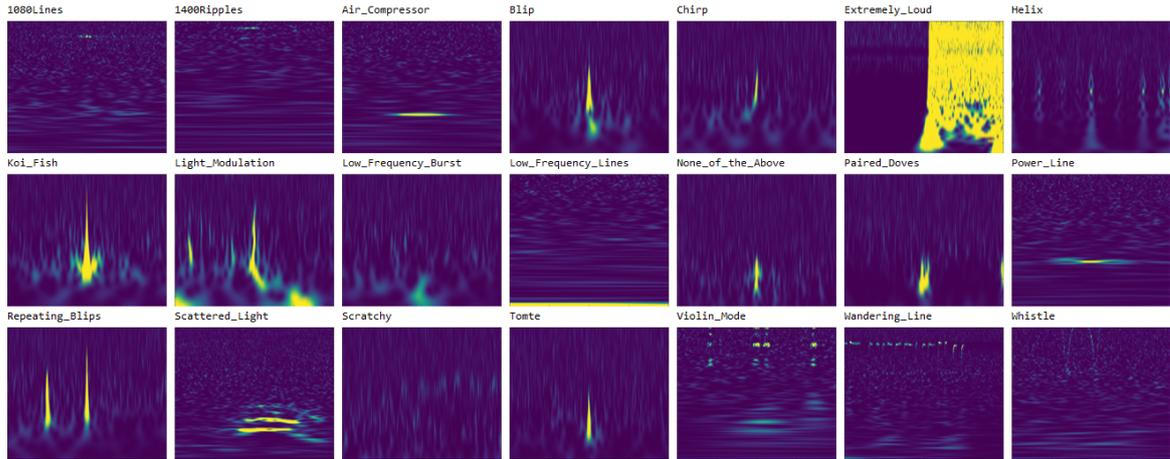


FIGURE 2.6 – Illustration de différentes familles de *glitch* présentes dans les données de O1. L’association malheureuse de ces *glitches* avec des signaux d’ondes gravitationnelles limite la sensibilité des recherches de signaux transitoires [90].

vibrent à des fréquences caractéristiques que l’on appelle les modes violons, en référence aux cordes d’un violon qui résonnent suivant le même mécanisme. Au total, plusieurs centaines de fréquences sont identifiées dans chaque détecteur. La figure 2.5 représente l’allure typique des courbes de sensibilité pour les détecteurs interférométriques, on peut y voir les nombreuses lignes.

Pour mener à bien une analyse d’ondes gravitationnelles avec des données provenant de détecteurs interférométriques, il faut “nettoyer” les données de ces lignes. Il existe des chaînes d’analyses dédiées à la compréhension des lignes inconnues. Une fois l’origine d’une ligne connue, trois possibilités se présentent :

- le cas simple où l’on peut supprimer la ligne,
- le cas où l’on ne peut pas supprimer la ligne mais où l’on peut modifier sa fréquence. On peut alors déplacer la ligne en dehors de la bande de fréquence du détecteur,
- le cas où l’on ne peut ni supprimer ni déplacer la ligne ; il faudra alors utiliser des algorithmes pour la supprimer à posteriori.

De plus, certaines lignes ne sont pas stationnaires : elles fluctuent en amplitude et en fréquence, rendant difficile leur suivi au cours du temps. Ces non-stationnarités sont également sources de *glitches* (cf. 2.2.4.2).

2.3 Les prises de données d’observation (runs)

De la même façon qu’un musicien alterne les répétitions et les représentations, les détecteurs scientifiques alternent généralement les périodes de prises de données et de maintenance/mises à jour. Les détecteurs interférométriques n’échappent pas à la règle. Durant la période de prises de données que l’on appelle run, le détecteur doit être le plus stable possible afin que la qualité des données soit homogène. Ces runs sont parfois interrompus par des périodes de “commissioning” ou de réparation d’un élément défectueux.

Nous représentons sur la figure 2.7 la durée des runs dont les données ont été utilisées pour la recherche des signaux transitoires de longue durée ainsi que la sensibilité des détecteurs. La sensibilité est exprimée soit par l’horizon soit par le “range” pour une coalescence de deux étoiles à neutrons.

L’horizon est la distance à laquelle un interféromètre détecte une coalescence de deux étoiles à neutrons optimalement orientée avec un rapport signal sur bruit (SNR) de 8, le SNR étant défini au sens du filtrage adapté.

Le “range” est l’horizon moyen pour une distribution uniforme des sources dans le ciel. Entre horizon et range, il y a un facteur ~ 2.6 .

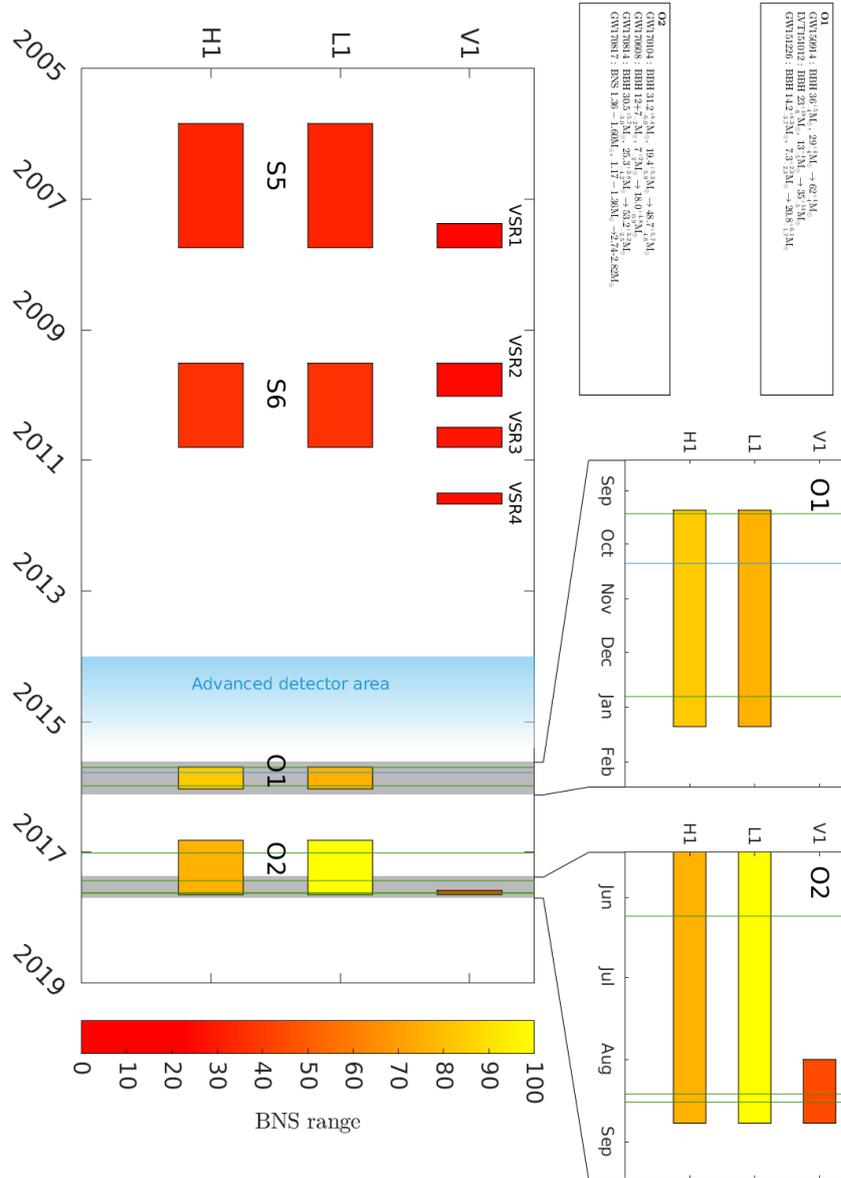


FIGURE 2.7 – Résumé des caractéristiques des runs utilisés dans l’analyse long transient. La couleur de chaque run indique le range binaire d’étoiles à neutrons. Les encarts détaillent les runs O1 et la fin de O2 laissant apparaître les nombreuses détections d’ondes gravitationnelles. La table résume l’intégralité des évènements détectés jusqu’à présent.

2.3.1 S5/S6

S5 est le cinquième run scientifique qui inclut les deux détecteurs LIGO de Hanford (H1) et Livingston (L1). Du 30 septembre 2007 au 7 juillet 2009, les deux détecteurs ont acquis près de deux ans de données à un horizon d'environ 30 Mpc. Les détecteurs américains ont été rejoints le 18 mai 2007 par Virgo pour son premier run scientifique.

Après deux ans d'amélioration des détecteurs, le sixième run scientifique (S6) des détecteurs américains et le deuxième run scientifique de Virgo se sont déroulés conjointement du 7 juillet 2009 au 20 octobre 2010.

S5 contient 283 jours de données coïncidentes entre les deux détecteurs tandis que S6 contient seulement 132 jours. Au total, S5/S6 contient environ 1 an de données coïncidentes pour un horizon de 30 Mpc. La figure 2.8 illustre la sensibilité ainsi que l'évolution de l'horizon durant S5 pour les différents détecteurs.

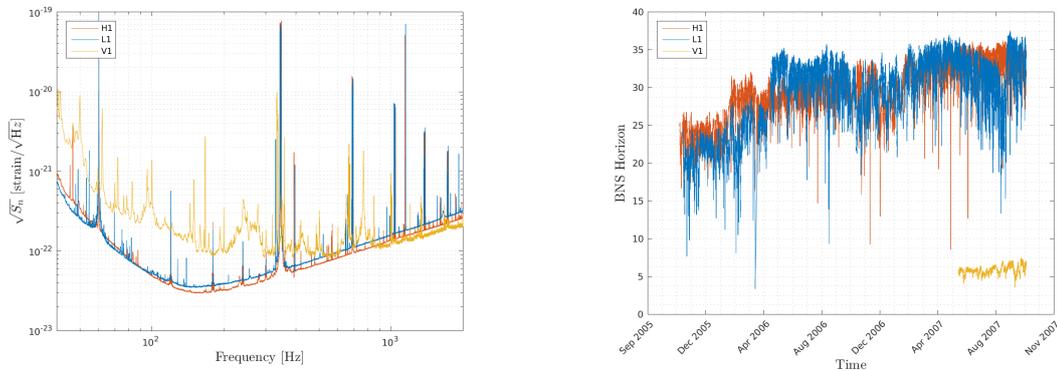


FIGURE 2.8 – Courbes de sensibilité des détecteurs Virgo et LIGO (gauche) au cours de S5. Évolution de l'horizon BNS au cours de S5 (droite). Bien que Virgo ait pris des données à la fin de S5, celles-ci n'ont pas été considérées dans l'analyse S5/S6 principalement pour des raisons de sensibilité : Virgo ne contribue pas à l'amélioration de la sensibilité des analyses dans la bande de fréquence considérée pour les analyse S5/S6. En effet la sensibilité de Virgo est un facteur entre 1.5 et 5 en dessous de celle de LIGO entre 10 Hz et 1 kHz.

2.3.2 O1

Après une série de mises à jour majeures sur les détecteurs américains aLIGO, incluant un nouveau miroir pour recycler le signal, l'augmentation de la puissance de 20 W à 100 W¹ et l'utilisation de nouveaux miroirs plus grands et plus lourds, améliorant de 3 à 5 fois leur sensibilité par rapport à la génération précédente, le run O1 démarre en 2015.

Ce run O1 est un run de transition : il a pour but de vérifier le fonctionnement des nouveaux morceaux de détecteurs avant d'en installer de nouveaux permettant d'atteindre la sensibilité nominale des détecteurs avancés, soit encore un facteur 3 en sensibilité par rapport à la génération initiale.

Ce run s'est déroulé du 12 septembre 2015 au 19 janvier 2016 avec les deux détecteurs aLIGO de Hanford (H1) et Livingston (L1) approchant un range de 80 Mpc. Seuls 49 jours de données sont coïncidentes sur les 130 jours calendaires que comprend le run (40% de cycle utile) faisant de ce premier run d'observation O1 un run court.

1. Pendant O1 la puissance laser a été limitée à 20 W pour éviter des effets thermiques dans les miroirs difficiles à contrôler [91]

De plus le réseau de détecteurs n'est pas stable et de nombreux *glitches* sont présents dans les données. Un énorme travail de classification des *glitches* a été fait pour remonter aux origines de certaines familles de *glitches* et les supprimer [92]. A basse fréquence, de nombreux *glitches* sont provoqués par la tension électrique et le bruit sismique. A haute fréquence, ils sont principalement dus aux résonances des masses test et des câbles de suspension. La figure 2.9 illustre la sensibilité des détecteurs durant O1. De nombreuses lignes y sont présentes.

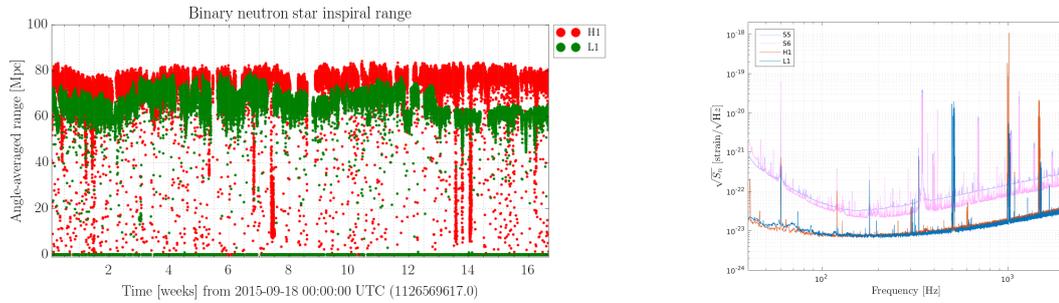


FIGURE 2.9 – Évolution du range des détecteurs aLIGO durant O1 (gauche) et comparaison des courbes de sensibilité entre S5/S6 et O1.

Durant O1, un système d'envoi d'alertes a été mis en place : des analyses en ligne pour la recherche de coalescences d'objets compacts et plus généralement de signaux transitoires permettent de détecter un évènement en moins de 10 minutes. Une alerte est alors envoyée à un réseau d'observateurs avec lesquels un partenariat a été signé. L'alerte précise la nature et la position de la source afin que d'éventuelles contreparties électromagnétiques soient recherchées. Ces alertes ne sont pas publiques et seuls les groupes partenaires (MOU) peuvent les recevoir et les exporter.

2.3.3 O2

Après O1, l'augmentation de la puissance laser injectée dans les détecteurs LIGO a créé beaucoup de difficultés ce qui a engendré un peu de retard et une sensibilité légèrement inférieure à celle envisagée initialement [93].

Le run débute le 25 novembre 2016 avec les détecteurs aLIGO rejoints par aVirgo le 1 août 2017. Il s'achève le 25 août 2017 avec une sensibilité (range) de 30 Mpc pour aVirgo, 60 Mpc pour Hanford et 100 Mpc pour Livingston¹. Avec un cycle utile d'environ 60% pour chaque détecteur, ce run, de durée moyenne (9 mois), va cependant permettre de découvrir la première coalescence d'étoiles à neutrons.

2.4 Détections

Si l'astronomie gravitationnelle a connu un réel intérêt ces dernières années c'est parce que les détecteurs interférométriques ont perçu pour la première fois des signaux d'ondes gravitationnelles ouvrant une nouvelle fenêtre d'observation pour l'astrophysique.

2.4.1 GW150914

Bien que le premier run d'observation (O1) fut un run court de transition, il aboutit à un des plus grands résultats de cette décennie : la première détection d'ondes gravitationnelles émises par le plongeon final de deux trous noirs (GW150914) survenu le 14 septembre 2015 [94].

1. La sensibilité prévue était de 80-120 Mpc pour les détecteurs aLIGO et 20-65 Mpc pour aVirgo [93].

Ce signal provient de la fusion de deux trous noirs de masse respectivement $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$ et $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$ en un trou noir de masse $62_{-4}^{+4} M_{\odot}$ laissant échapper une énergie de pas moins de $3.0_{-0.5}^{+0.5} M_{\odot} c^2$ émise sous forme d'ondes gravitationnelles.

Emis il y a 1.3 milliard d'années, le signal ne dure que quelques centaines de millisecondes. La figure 2.10 montre l'accord entre les prédictions théoriques pour ce type de signal et les mesures faites dans les données de aLIGO. La table 2.1 résume les principales caractéristiques de l'évènement.

| | |
|---|---------------------------------|
| Masse du premier trou noir m_1 | $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$ |
| Masse du second trou noir m_2 | $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$ |
| Masse du trou noir final M_f | $62_{-4}^{+4} M_{\odot}$ |
| E_{rad} | $3_{-0.5}^{+0.5} M_{\odot} c^2$ |
| Moment cinétique du trou noir final a_f | $0.67_{-0.07}^{+0.05}$ |
| Distance de luminosité D_L | $410_{-160}^{+180} \text{ Mpc}$ |
| Redshift de la source z | $0.09_{-0.04}^{+0.03}$ |

TABLE 2.1 – Paramètres principaux du premier évènement provenant de la fusion de trous noirs détecté le 14 septembre 2015 [94]

Une estimation du taux attendu pour ces évènements est faite dans l'intervalle $2\text{-}600 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ [95, 96]. Des tests de la relativité générale ont été effectués, en particulier sur les prédictions de forme d'ondes pour ce type de signal [97].

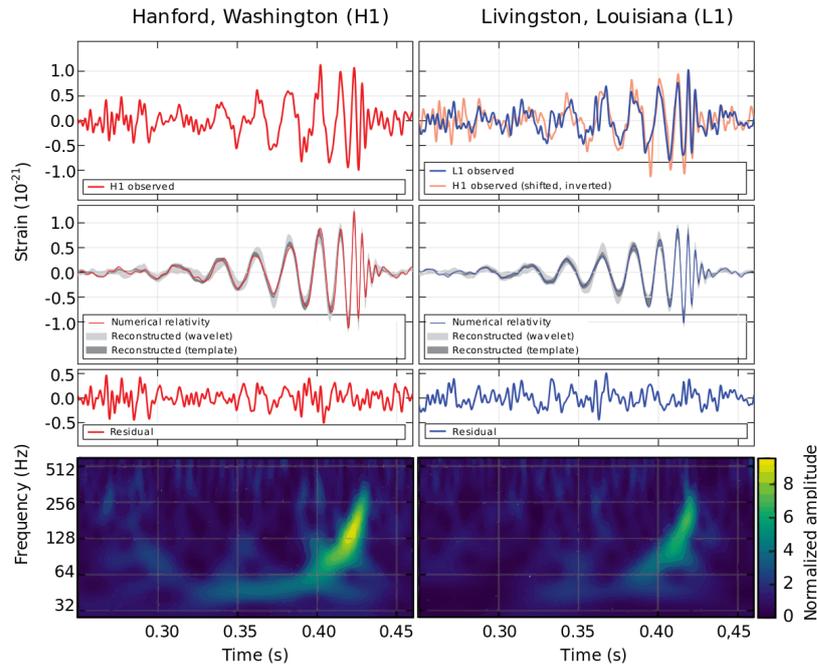


FIGURE 2.10 – Signaux de la première détection d'ondes gravitationnelles. La première ligne représente les données blanchies (filtre passe haut) des deux détecteurs aLIGO. La deuxième ligne représente le signal calculé numériquement dans le cadre de la relativité générale pour ce type de source ainsi que le signal reconstruit par deux méthodes indépendantes grâce aux données. La troisième ligne représente l'erreur résiduelle entre le signal reconstruit et le signal calculé numériquement. La dernière ligne représente les cartes temps-fréquence du signal que l'on peut voir à l'œil nu [94].

2.4.2 GW151226 et LVT151012

Un autre signal d'ondes gravitationnelles GW151226 a été perçu quelques mois après, le 26 décembre 2015 [98], provenant lui aussi de la fusion de deux trous noirs, confirmant le potentiel des détecteurs interférométriques et apportant du crédit à la première détection.

Un troisième évènement de moindre signification (1.7σ) est également mis en évidence [99]. Ce signal provient aussi d'une binaire de trous noirs mais très éloignée. L'évènement sera catalogué LVT151025 (LVT : LIGO-Virgo Trigger) en raison de sa signification inférieure à 5σ . La table 2.2 résume les paramètres principaux de l'évènement.

| | GW151226 | LVT151025 |
|---|---|---|
| Masse du premier trou noir m_1 | $14.2^{+8.3}_{-3.7} M_{\odot}$ | $23^{+18}_{-6} M_{\odot}$ |
| Masse du second trou noir m_2 | $7.5^{+2.3}_{-2.3} M_{\odot}$ | $13^{+4}_{-5} M_{\odot}$ |
| Chirp mass \mathcal{M} | $8.9^{+0.3}_{-0.3} M_{\odot}$ | $15.1^{+1.4}_{-1.1} M_{\odot}$ |
| Masse totale M | $21.8^{+5.9}_{-1.7} M_{\odot}$ | $37^{+13}_{-4} M_{\odot}$ |
| Masse du trou noir final M_f | $20.8^{+6.1}_{-1.7} M_{\odot}$ | $35^{+14}_{-4} M_{\odot}$ |
| E_{rad} | $1.0^{+0.1}_{-0.2} M_{\odot} c^2$ | $1.5^{+0.3}_{-0.4} M_{\odot} c^2$ |
| Luminosité de pointe ℓ_{peak} | $3.3^{+0.8}_{-1.6} \times 10^{56} \text{ erg s}^{-1}$ | $3.1^{+0.8}_{-1.8} \times 10^{56} \text{ erg s}^{-1}$ |
| Moment cinétique du trou noir final a_f | $0.74^{+0.06}_{-0.06}$ | $0.66^{+0.09}_{-0.1}$ |
| Distance de luminosité D_L | $440^{+180}_{-190} \text{ Mpc}$ | $1000^{+500}_{-500} \text{ Mpc}$ |
| Redshift de la source z | $0.09^{+0.03}_{-0.04}$ | $0.20^{+0.09}_{-0.09}$ |

TABLE 2.2 – Principales caractéristiques de l'évènement GW151226 provenant de la fusion de deux trous noirs et de l'évènement LVT151025 [98, 99].

2.4.3 Fusion de trous noirs durant O2

Durant O2, au temps de la rédaction de ce manuscrit, 4 signaux d'ondes gravitationnelles ont été vus par les détecteurs aLIGO et aVirgo [100, 101, 102] provenant tous de la fusion de trous noirs ou d'étoiles à neutrons. Ils permettent d'affiner les estimations du taux de coalescence à $12\text{-}213 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ [100], de mettre des limites toujours plus précises sur les prédictions de la relativité générale et de commencer des études de population. La localisation des sources des évènements observés jusqu'en juillet 2017 est assez imprécise ($200 \text{ deg}^2\text{-}1000 \text{ deg}^2$) car seuls deux détecteurs sont disponibles.

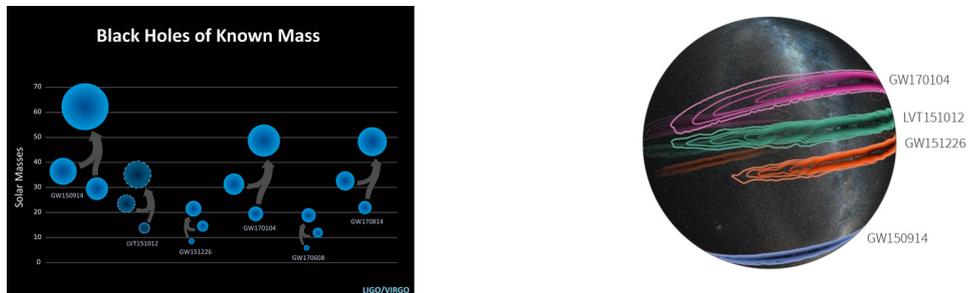


FIGURE 2.11 – Résumé des masses (gauche) et de la localisation des sources (droite) des évènements de fusion de trous noirs détectés jusqu'en juillet 2017.

2.4.4 GW170814

Le 1er août 2017, aVirgo rejoint la fin de O2 pour un mois de prises de données commun. Il participe ainsi à la détection des ondes gravitationnelles provenant de la fusion de trous noirs, GW170814, le 14 août 2017 [101].

La présence d'un troisième détecteur permet de réduire l'erreur associée à la localisation de la source. La figure 2.12 montre l'intervalle à 90% de confiance de la localisation dans le ciel passant de 180 deg² à 30 deg² grâce aux données de Virgo.

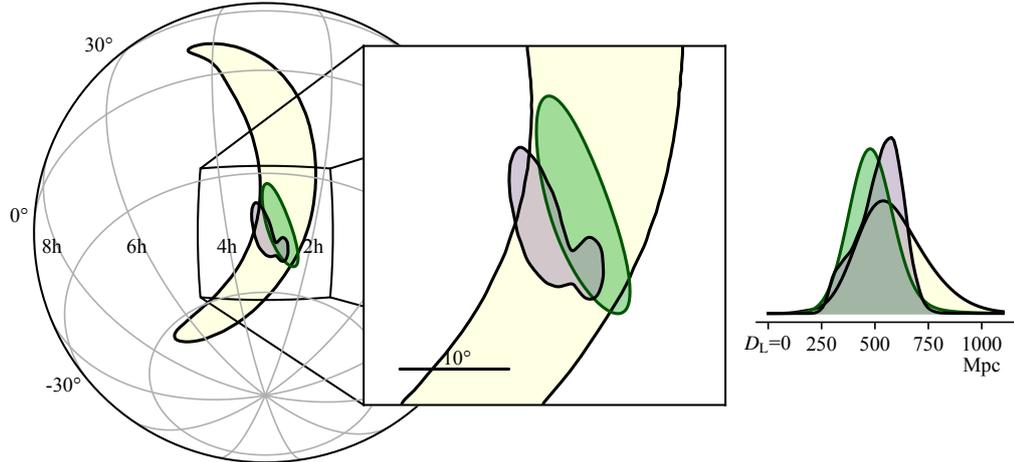


FIGURE 2.12 – Intervalle à 90% de confiance de la position de la fusion du système binaire de trous noirs observée le 14 août 2017. La zone jaune représente cet intervalle sur la localisation de la source en ne considérant que les deux détecteurs aLIGO (Hanford & Livingston). Les zones vertes et violettes correspondent à l'intervalle à 90% de confiance de la localisation en incluant l'information temporelle apportée par aVirgo obtenue avec 2 algorithmes différents. On passe ainsi de 180 deg² à seulement 28 deg² [101].

La table 2.3 résume les paramètres principaux de l'évènement.

| | |
|--|---|
| Masse du premier trou noir m_1 | $30.5^{+5.7}_{-3.0} M_\odot$ |
| Masse du second trou noir m_2 | $25.3^{+2.8}_{-4.2} M_\odot$ |
| Chirp mass \mathcal{M} | $24.1^{+1.4}_{-1.1} M_\odot$ |
| Masse totale M | $55.9^{+3.4}_{-2.7} M_\odot$ |
| Masse du trou noir final M_f | $53.2^{+3.2}_{-2.5} M_\odot$ |
| E_{rad} | $2.7^{+0.4}_{-0.3} M_\odot c^2$ |
| Pointe de luminosité ℓ_{peak} | $3.7^{+0.5}_{-0.5} \times 10^{56} \text{ erg s}^{-1}$ |
| Paramètre effectif du moment cinétique χ_{eff} | $0.06^{+0.12}_{-0.12}$ |
| Moment cinétique du trou noir final a_f | $0.70^{+0.07}_{-0.05}$ |
| Distance de luminosité D_L | $540^{+130}_{-210} \text{ Mpc}$ |
| Redshift de la source z | $0.11^{+0.03}_{-0.04}$ |

TABLE 2.3 – Principales caractéristiques de l'évènement provenant de la fusion de trous noirs détecté le 14 août 2017 [101].

Parce que l'évènement est détecté dans les 3 détecteurs, on peut essayer de contraindre la présence de polarisations non standard. Le résultat de l'analyse [101, 103] exclut à 90% de niveau de confiance

la présence de polarisation purement scalaire ou purement vectorielle mais ne permet pas d'exclure un mélange tenseur-scalaire-vectoriel.

2.4.5 GW170817

Trois jours après GW170814, un fort signal a été observé par le détecteur d'Hanford compatible avec un signal provenant de la fusion d'étoiles à neutrons. La particularité de cet événement est qu'il est associé à un GRB détecté par le satellite Fermi-GBM. L'événement n'est cependant pas vu en ligne dans les données de Livingston, alors qu'au moment de l'événement, l'horizon des détecteurs pour ce type d'événement était le suivant :

- 107 Mpc pour Hanford ;
- 218 Mpc pour Livingston ;
- 58 Mpc pour Virgo.

L'événement aurait dû être visible dans Livingston. Très rapidement, on s'est aperçu qu'un énorme *glitch* était observé dans les données faussant les algorithmes de recherche (figure 2.13). Les analyses ont été rapidement refaites en supprimant grossièrement le *glitch* (mise à 0 des données pendant la durée du *glitch*)¹, et un signal avec un rapport signal sur bruit (cf.3.2.1) (SNR) de 26.4 pour le détecteur de Livingston a été trouvé.

Le SNR reconstruit dans les données de aVirgo est de 2, indiquant que la position de la source se situe près d'un point aveugle de celui-ci. La position de la source est estimée dans une zone du ciel couvrant moins de 31 deg². En incluant l'incertitude sur la distance, le volume où se cache la source englobe moins d'une centaine de galaxies.

Une alerte a été envoyée environ 30 minutes après la détection de l'événement avec une première estimation de la position. Une fenêtre plus précise ($\approx 28 \text{ deg}^2$) a été envoyée quelques heures plus tard. Cette alerte a été suivie par de nombreux groupes/télescopes et environ 11h après la détection, des groupes indépendants, Swope et DECam, ont identifié une contrepartie optique dans NGC4993. Le suivi électromagnétique de cet événement a permis d'identifier un signal d'émission rémanente caractéristique d'une kilonova [105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113].

L'estimation des paramètres des deux étoiles à neutrons orbitant l'une autour de l'autre s'est faite au moyen de la reconstruction du signal d'ondes gravitationnelles, les masses des deux étoiles à neutrons sont estimées : $m_1 = 1.36\text{-}1.60 M_\odot$ et $m_2 = 1.17\text{-}1.36 M_\odot$. L'incertitude sur les masses individuelles est importante à cause de la dégénérescence des modèles utilisés pour le filtrage adapté. A contrario, *chirp mass* :

$$M = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}, \quad (2.21)$$

est quant à elle très bien mesurée puisque l'amplitude du signal et le nombre important de cycles enregistrés par les détecteurs dépendent directement de M . GW170817 dure quelques centaines de secondes et comprend pas moins de 3000 cycles. La table 2.4 résume les informations principales de cet événement. Cet événement a permis également de contraindre l'équation de la matière nucléaire en excluant les modèles les moins compacts (cf figure. 2.14). Enfin une estimation de la constante de Hubble à $70_{-8}^{+12} \text{ km s}^{-1}$ grâce à l'estimation de la distance et au redshift de la galaxie hôte peut être faite de manière totalement indépendante [114]. Cette mesure combine la distance extraite des données gravitationnelles et la vitesse de récession de la source.

1. On peut supprimer le *glitch* en le modélisant à l'aide d'une superposition d'ondelettes pour le soustraire aux données. C'est ce qui a été fait plus tard pour les analyses suivantes [104].

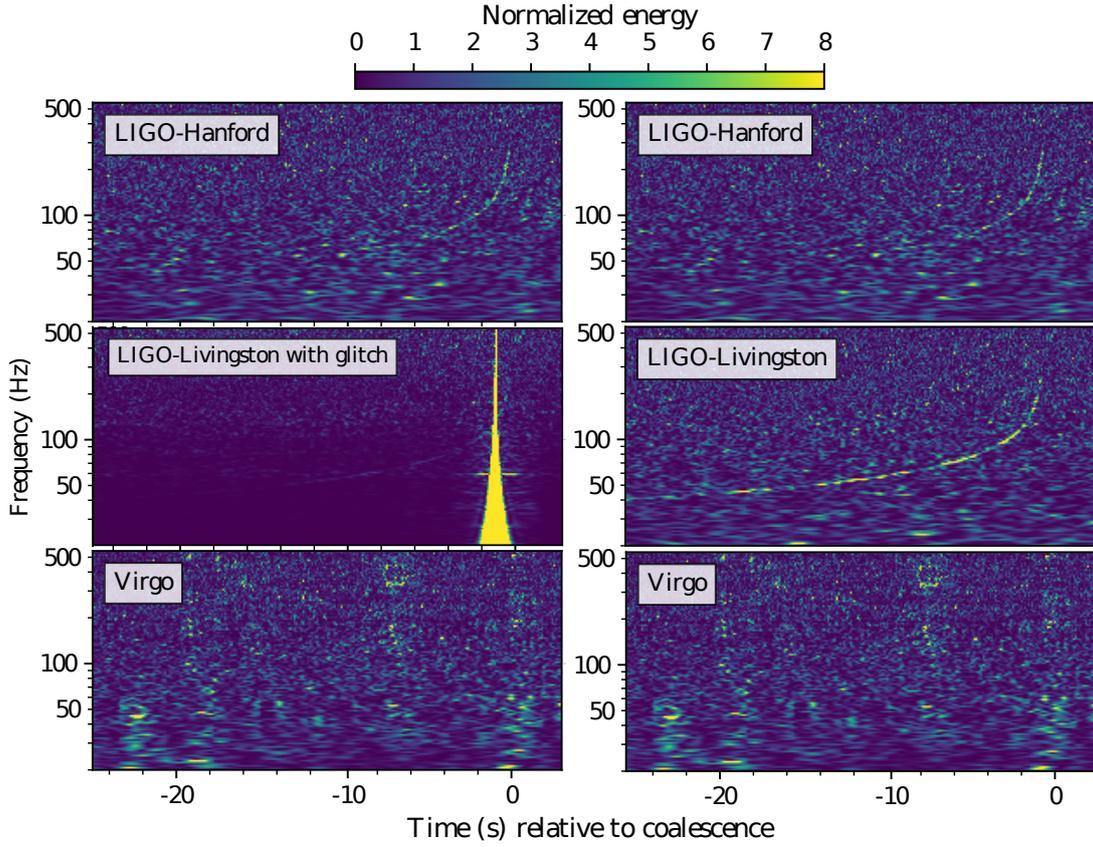


FIGURE 2.13 – Carte temps-fréquence des données autour de GW170817. La colonne de gauche représente les données brutes des trois détecteurs en ligne. La colonne de droite représente les données nettoyées, qui incluent en particulier la soustraction du *glitch* dans les données de aLIGO-Livingston. Le signal visible à l’œil nu dans les données de aLIGO et invisible dans les données de aVirgo permet de contraindre la position de la source proche d’un point aveugle de aVirgo.

| | Hypothèse $ \chi_z \leq 0.05$ | Hypothèse $ \chi_z \leq 0.89$ |
|--|-----------------------------------|-----------------------------------|
| Masse m_1 | $1.36 - 1.60 M_\odot$ | $1.36 - 2.13 M_\odot$ |
| Masse m_2 | $1.17 - 1.36 M_\odot$ | $0.90 - 1.36 M_\odot$ |
| Chirp mass \mathcal{M} | $1.186^{+0.004}_{-0.002} M_\odot$ | $1.187^{+0.004}_{-0.002} M_\odot$ |
| Ratio des masses m_2/m_1 | 0.7 - 1.0 | 0.4 - 1.0 |
| Masse totale m_{tot} | $2.74^{+0.04}_{-0.01} M_\odot$ | $2.81^{+0.30}_{-0.08} M_\odot$ |
| Energie émise E_{rad} ($24 \text{ Hz} < f < 1 \text{ kHz}$) | $> 0.04 M_\odot c^2$ | $> 0.04 M_\odot c^2$ |
| Distance luminosité D_L | $40 \pm 7 \text{ Mpc}$ | $40 \pm 7 \text{ Mpc}$ |
| Angle de vue Θ | $< 56^\circ$ | $< 56^\circ$ |
| en utilisant la position de NGC4993 | $< 28^\circ$ | $< 28^\circ$ |
| Déformabilité sans dimension de tidal à $1.4M_\odot$ $\Lambda_{1.4}$ | ≤ 800 | ≤ 1300 |
| Déformabilité combinée de tidal $\tilde{\Lambda}$ | 800 | 700 |

TABLE 2.4 – Propriétés de GW170817 (90% d’intervalle de confiance) estimées pour deux hypothèses des moments cinétiques des objets initiaux (le premier cas considère que les objets n’ont pas de moment cinétique, le second cas relâche la contrainte sur le moment cinétique.) [115].

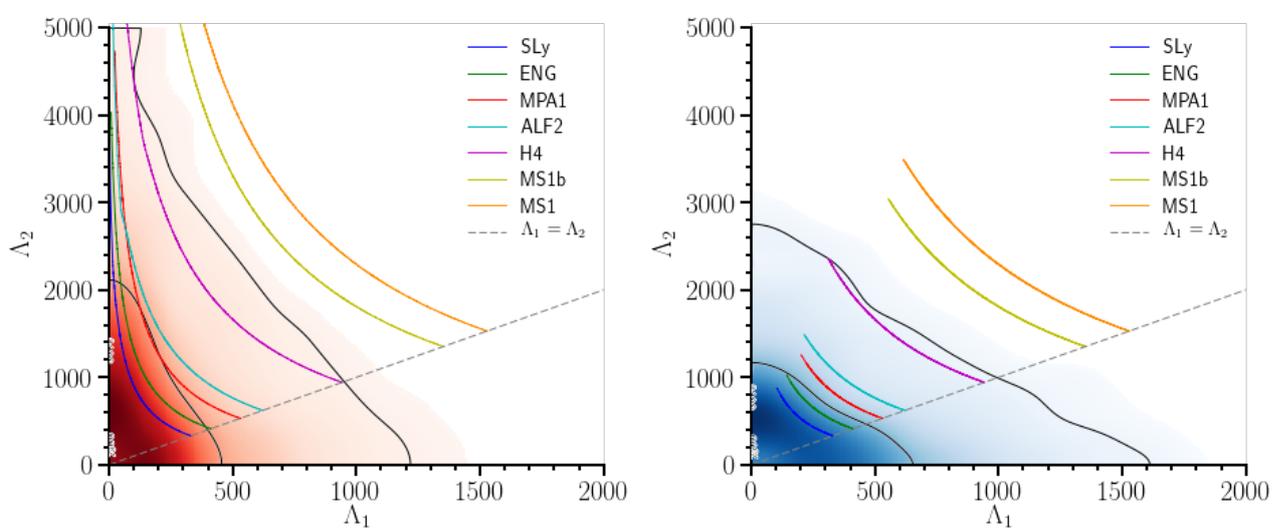


FIGURE 2.14 – Contours bidimensionnels représentant les limites à 90% et 50% de la densité de probabilité pour les coefficients de déformation des deux étoiles à neutrons. Ces contraintes sont posées pour un scénario où les deux étoiles à neutrons ont un fort moment cinétique (gauche) ou un faible moment cinétique (droite)