



HAL
open science

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

Valentin Frey

► **To cite this version:**

Valentin Frey. Recherche de signaux d'ondes gravitationnelles transitoires de longue durée avec les données des détecteurs advanced Virgo et advanced LIGO. Relativité Générale et Cosmologie Quantique [gr-qc]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS247 . tel-01936745

HAL Id: tel-01936745

<https://theses.hal.science/tel-01936745>

Submitted on 27 Nov 2018

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

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

Recherche de 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 émission 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.

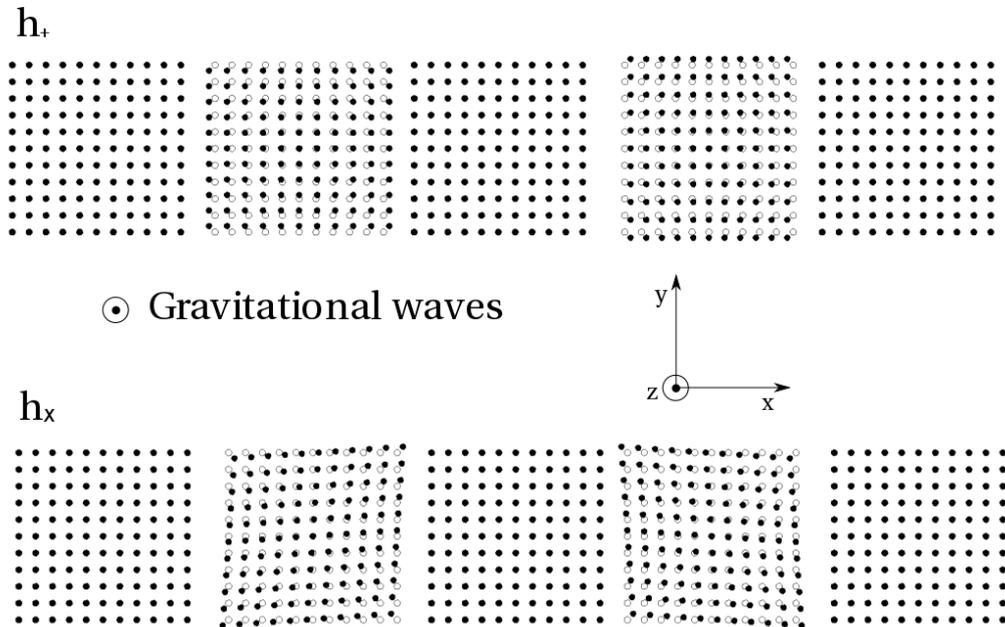


FIGURE 1.1 – Effet d'une onde gravitationnelle se propageant perpendiculairement à la figure et polarisée “+” (haut) et “x” (bas) sur un ensemble de particules test disposées en grille.

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 apparaît :

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

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 :

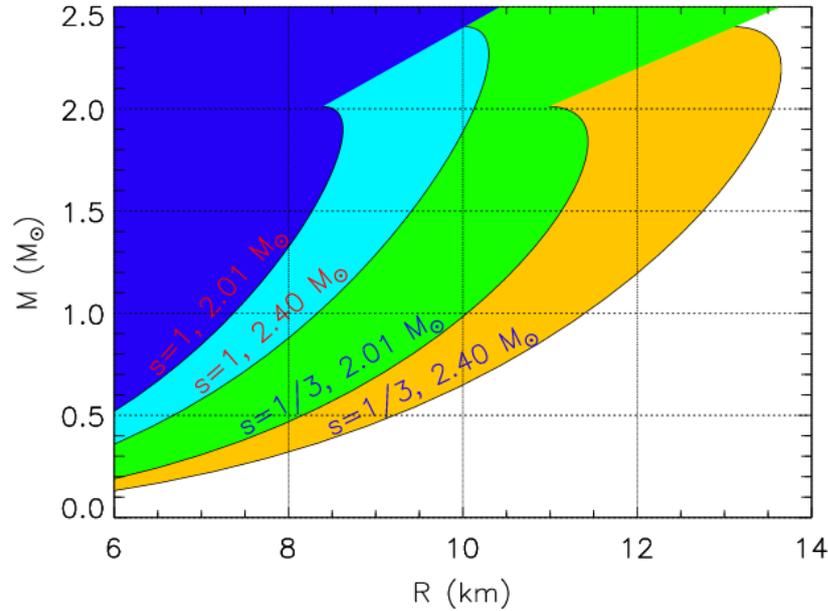


FIGURE 1.2 – Diagramme masse-rayon pour une étoile à neutrons. La zone bleue est exclue d’après le principe de causalité. Les limites obtenues pour des masses maximales de $2.01 M_{\odot}$ et $2.4 M_{\odot}$ sont représentées pour différentes valeurs du paramètre s , vitesse du son relative à la vitesse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

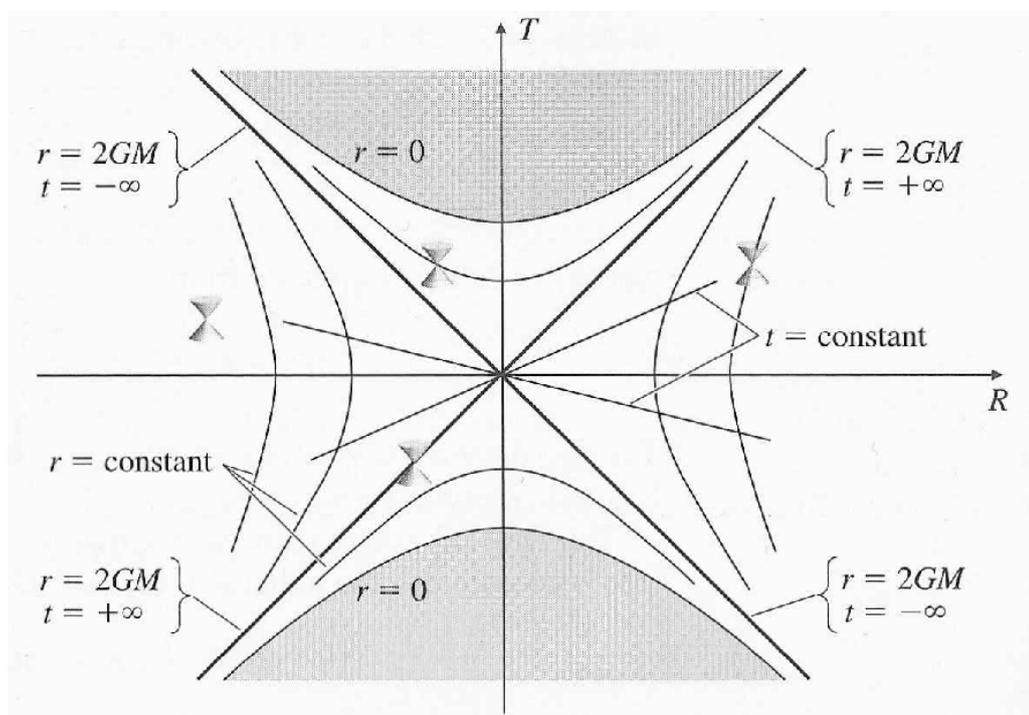


FIGURE 1.3 – Trou noir représenté dans les coordonnées de Kruskal-Szekeres (1960) qui sont une extension analytique de la métrique de Schwarzschild. L'axe des abscisses représente une projection de l'espace (R), l'axe des ordonnées représente le temps (T). A chaque point de l'espace peut être associé 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 balayent 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.

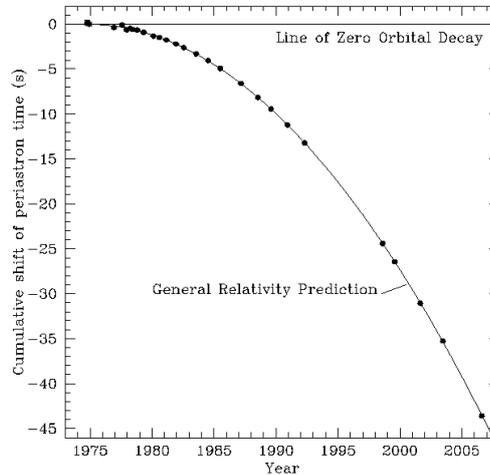


FIGURE 1.4 – Décalage temporel accumulé au passage du périastre en fonction du temps. Les points représentent les mesures faites sur le pulsar binaire *PSR B1913+16* tandis que la courbe est la prédiction de la théorie de la relativité générale. L'excellent accord entre la mesure et la théorie est un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

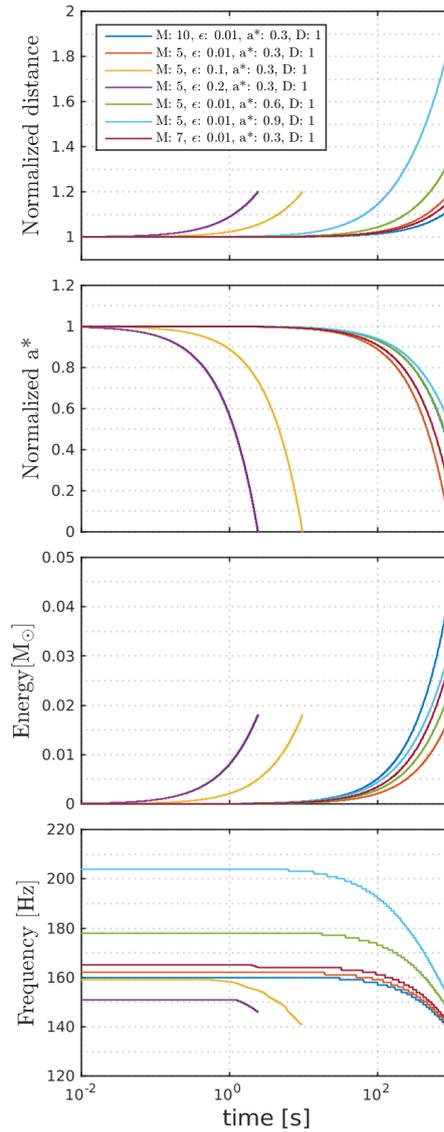


FIGURE 1.5 – Évolution temporelle pour différents modèles d'instabilité du disque d'accrétion (ADI). La première figure représente l'évolution relative de la distance entre les deux régions sur-denses. La deuxième figure illustre le paramètre a^* associé à la perte d'énergie du trou noir central. La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

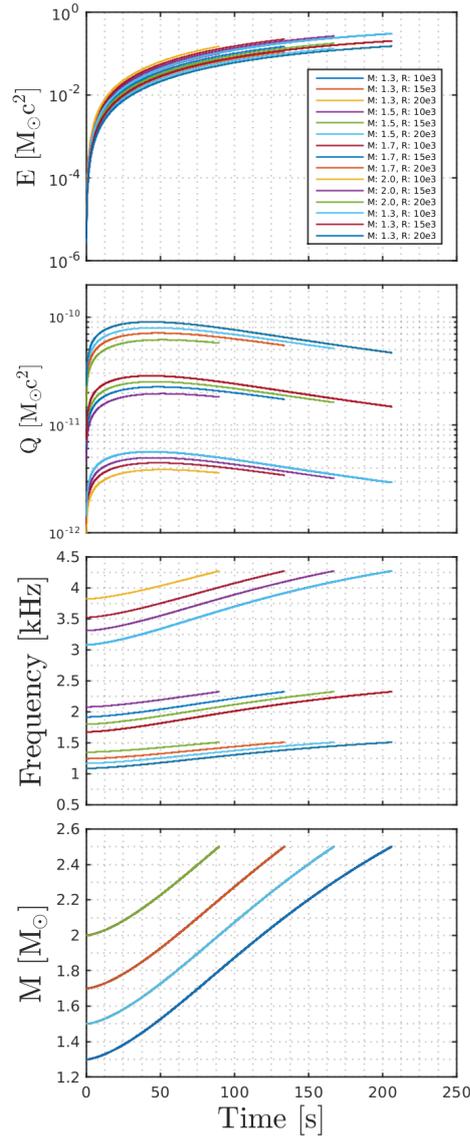


FIGURE 1.6 – Evolution temporelle de différents paramètres du modèle de Fallback accretion (FA) réalisée pour $\beta = \beta_c = 0.14$, $n = 1$, $\eta = 1$. L'émission d'ondes gravitationnelles s'arrête lorsque l'étoile à neutrons atteint une masse de $2.5 M_{\odot}$, valeur pour laquelle elle s'effondre 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.

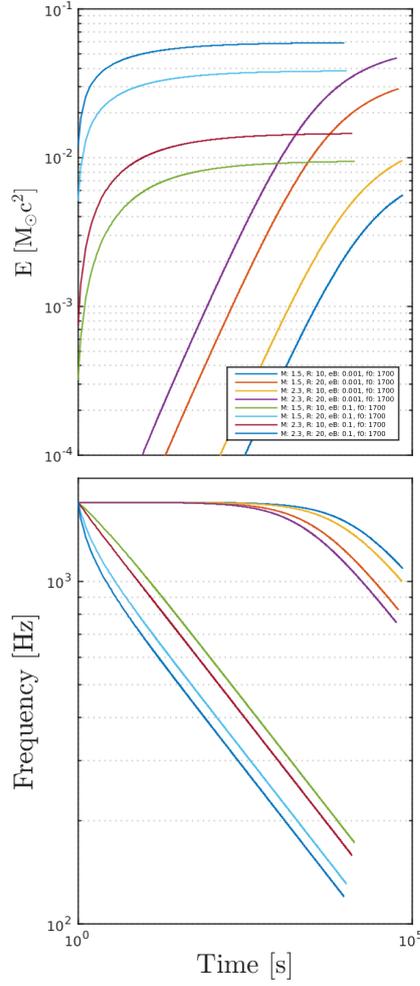


FIGURE 1.7 – Evolution temporelle de la fréquence et de l'énergie pour différents signaux de magnétar générés avec des lot de paramètres différents. L'énergie transportée par l'onde dépend peu des paramètres et est autour de $10^{-2} M_{\odot} c^2$. Les deux familles de courbes visibles pour l'évolution 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.

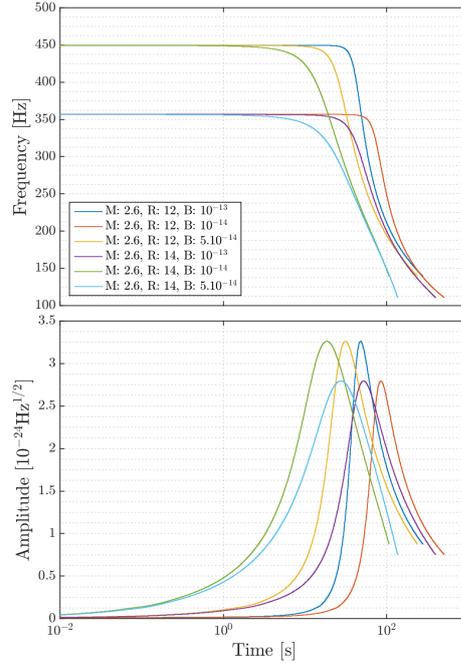


FIGURE 1.8 – Évolution temporelle de la fréquence (haut) et de l'amplitude (bas) pour le modèle de GRB plateau généré à partir de différents jeux de paramètres.

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.

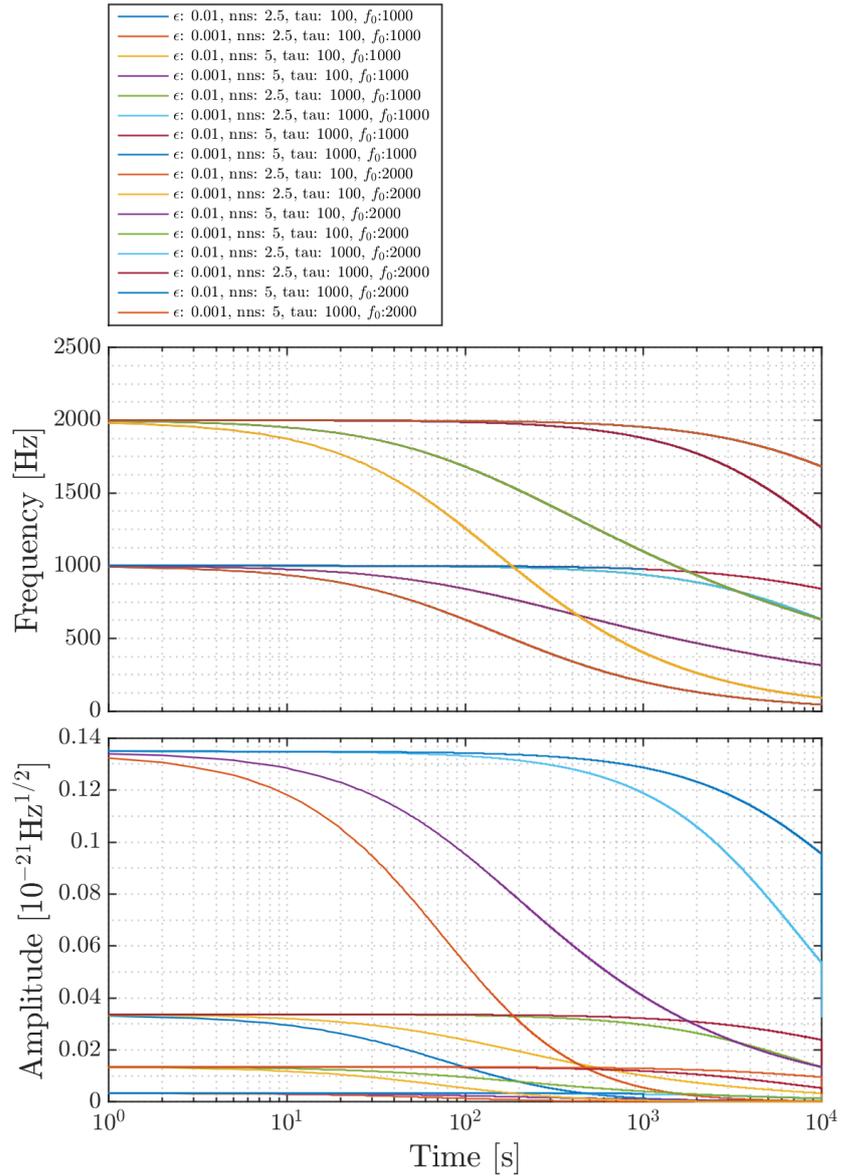


FIGURE 1.9 – Évolution temporelle de la fréquence (haut) et de l'amplitude (bas) de l'onde gravitationnelle émise par une source située à 40 Mpc.

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.

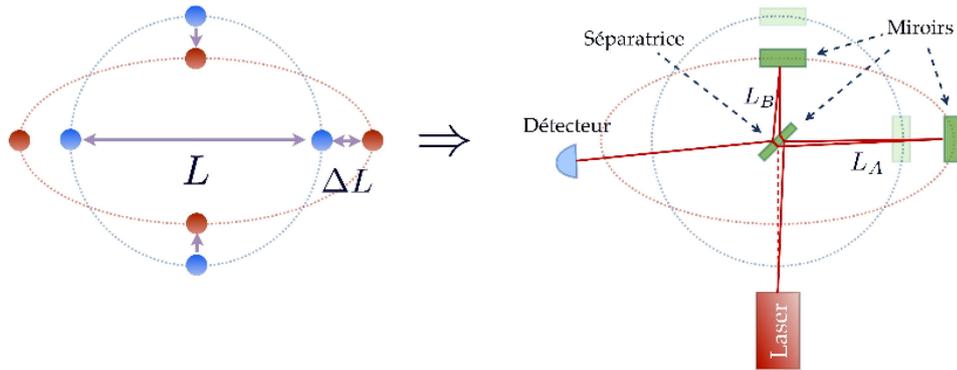


FIGURE 2.1 – Principe de la détection interférométrique : deux des masses test de l'expérience de pensée illustrée à gauche sont remplacées par des miroirs sur la figure de droite, formant un interféromètre avec une séparatrice au centre [79].

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.

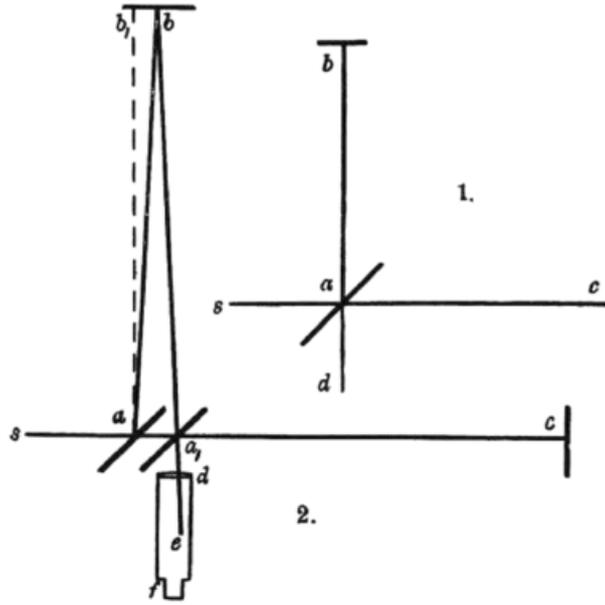


FIGURE 2.2 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Michelson et Morley. Sur la figure 1, le rayon part de la source (s) puis est partagé en deux grâce à la lame séparatrice en (a). Chaque rayon est réfléchi en (b) et (c) pour être renvoyé en (a). Les rayons transmis et réfléchis sont ainsi combinés 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 :

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

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

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

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 :

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

de même selon l'axe y :

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

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

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

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.

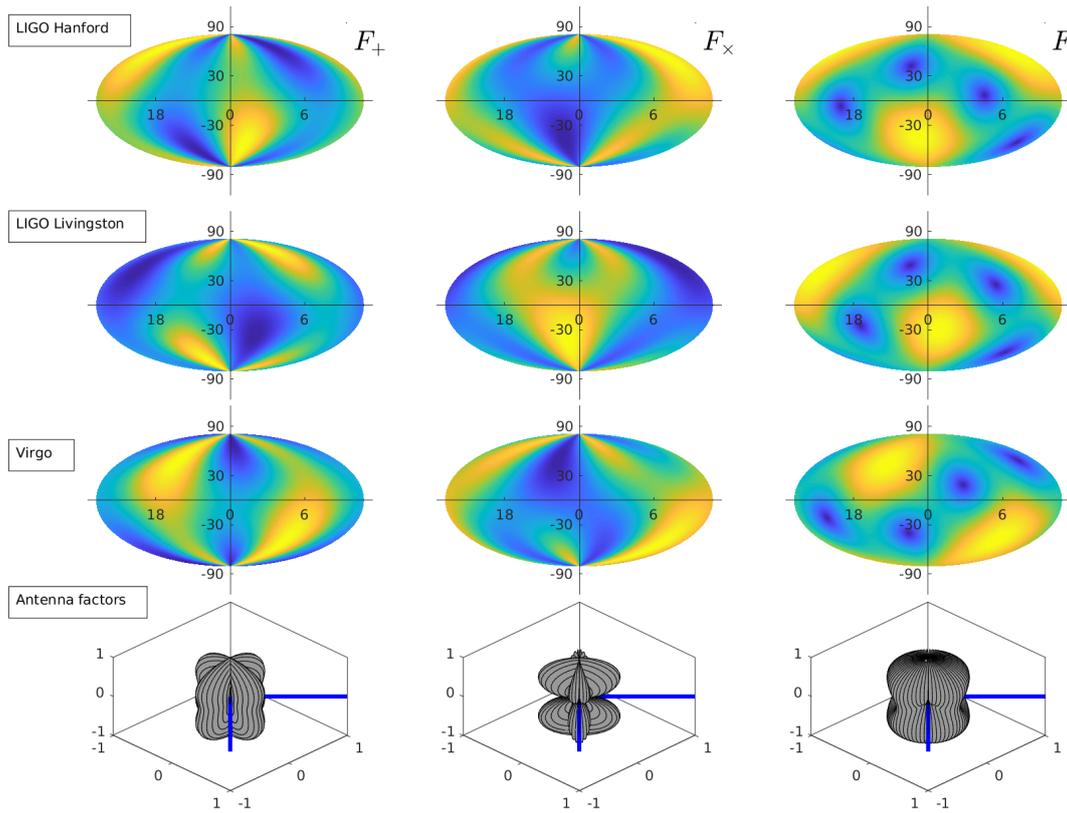


FIGURE 2.3 – Illustration des diagrammes d’antenne pour les détecteurs aLIGO et aVirgo. Les trois premières lignes correspondent à chaque détecteur en coordonnées géographiques. La dernière ligne représente les diagrammes d’antenne dans le référentiel attaché à chaque détecteur. Les colonnes 1 et 2 représentent 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 émergent 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,

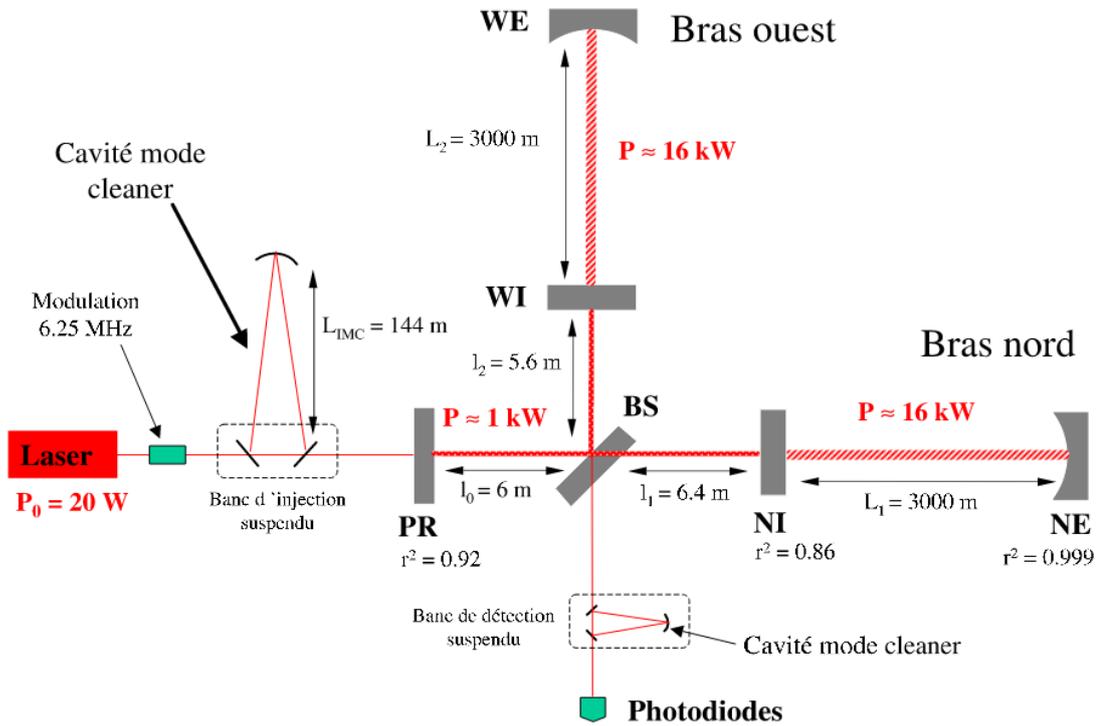


FIGURE 2.4 – Vue schématique du dispositif optique de Virgo dans sa configuration initiale [82].

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 Fundation (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.

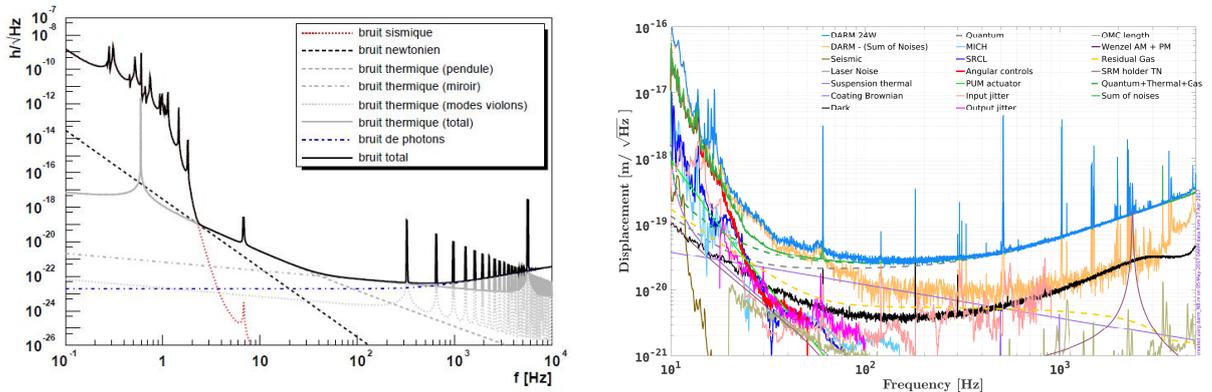


FIGURE 2.5 – Composantes des différentes sources de bruit contribuant à la sensibilité théorique (gauche). Composantes de bruit mesurées dans les données L1 durant O2 (droite).

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

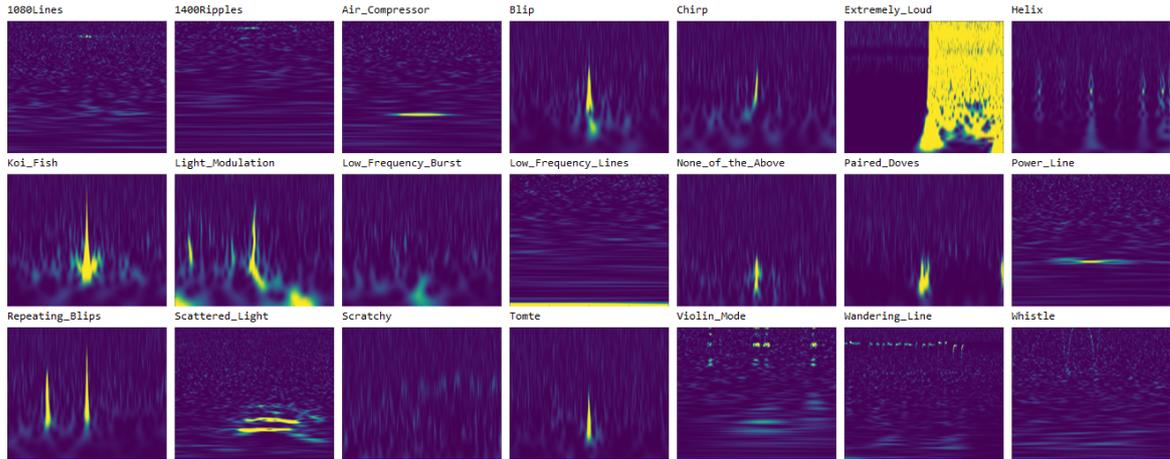


FIGURE 2.6 – Illustration de différentes familles de *glitch* présentes dans les données de O1. L’association malheureuse de ces *glitches* avec des signaux d’ondes gravitationnelles limite la sensibilité des recherches de signaux transitoires [90].

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 .

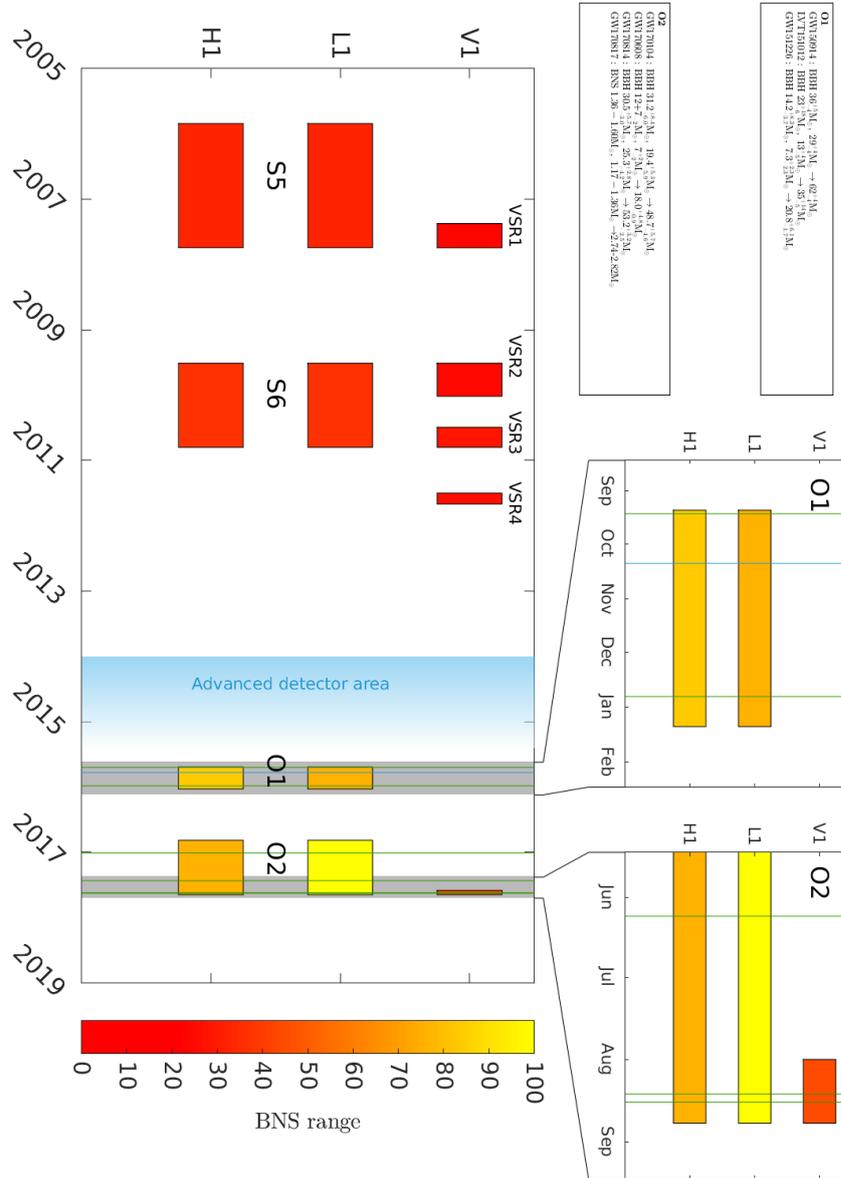


FIGURE 2.7 – Résumé des caractéristiques des runs utilisés dans l’analyse long transient. La couleur de chaque run indique le range binaire d’étoiles à neutrons. Les encarts détaillent les runs O1 et la fin de O2 laissant apparaître les nombreuses détections d’ondes gravitationnelles. La table résume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

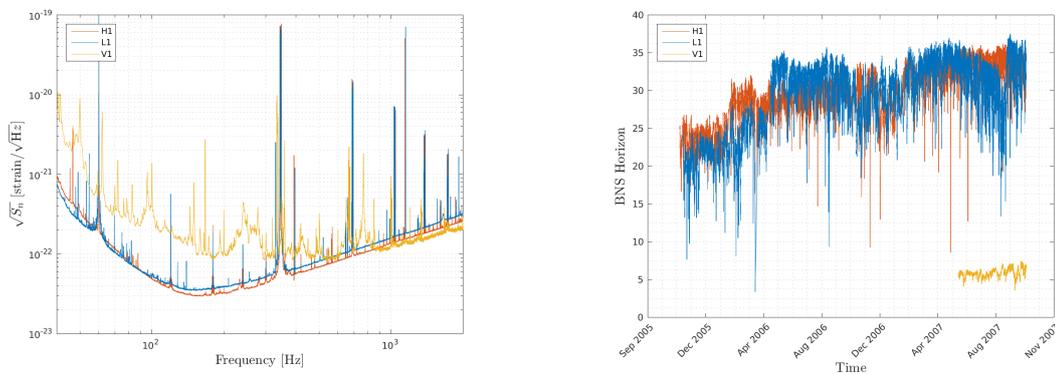


FIGURE 2.8 – Courbes de sensibilité des détecteurs Virgo et LIGO (gauche) au cours de S5. Évolution de l'horizon BNS au cours de S5 (droite). Bien que Virgo ait pris des données à la fin de S5, celles-ci n'ont pas été considérées dans l'analyse S5/S6 principalement pour des raisons de sensibilité : Virgo 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.

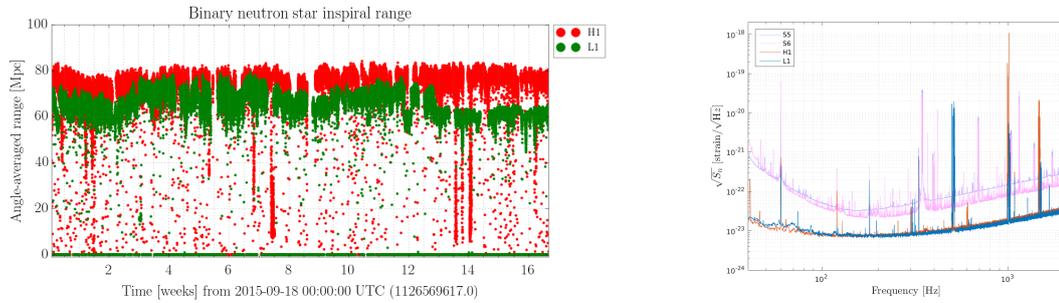


FIGURE 2.9 – Évolution du range des détecteurs aLIGO durant O1 (gauche) et comparaison des courbes de sensibilité entre S5/S6 et O1.

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].

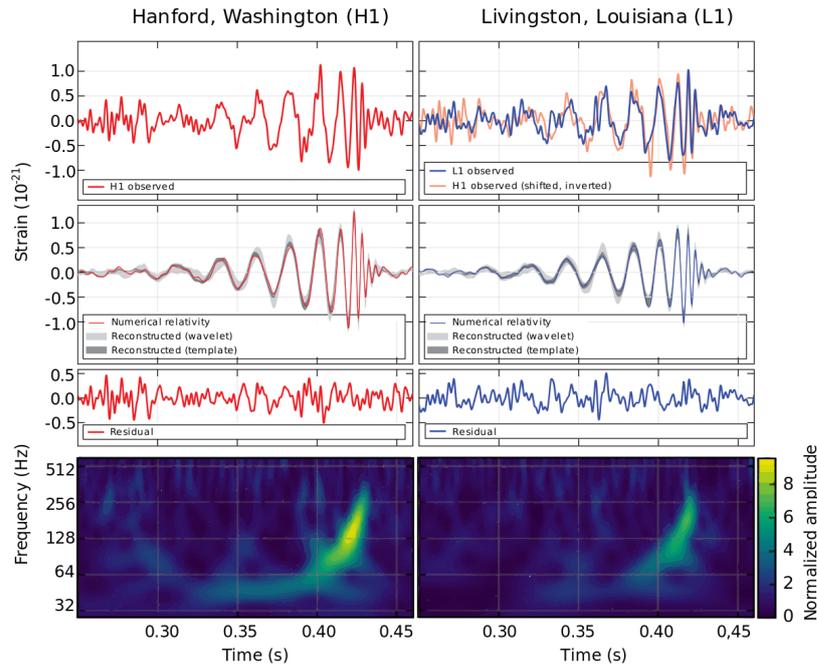


FIGURE 2.10 – Signaux de la première détection d'ondes gravitationnelles. La première ligne représente les données blanchies (filtre passe haut) des deux détecteurs aLIGO. La deuxième ligne représente le signal calculé numériquement dans le cadre de la relativité générale pour ce type de source ainsi 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.

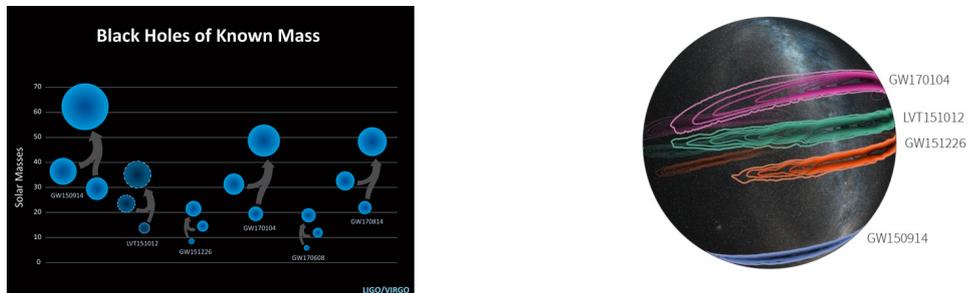


FIGURE 2.11 – Résumé des masses (gauche) et de la localisation des sources (droite) des évènements de fusion de trous noirs détectés jusqu'en juillet 2017.

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.

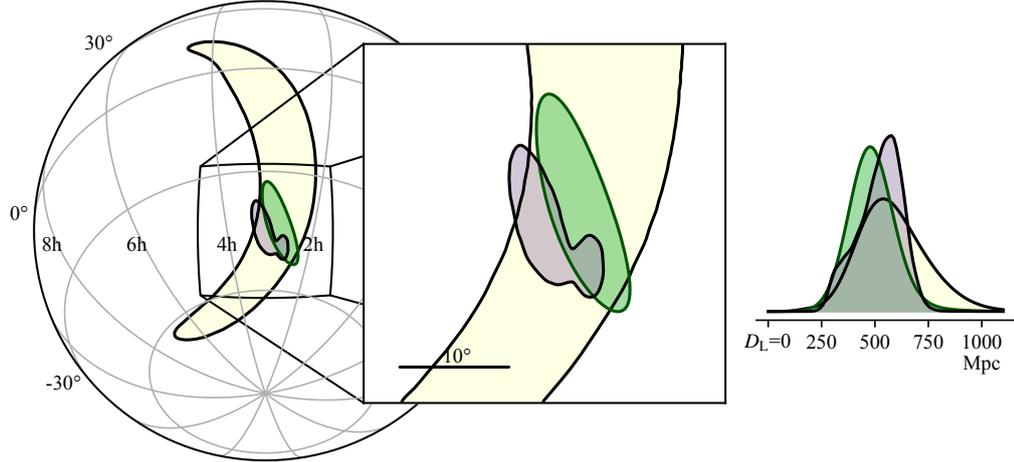


FIGURE 2.12 – Intervalle à 90% de confiance de la position de la fusion du système binaire de trous noirs observée le 14 août 2017. La zone jaune représente cet intervalle sur la localisation de la source en ne considérant que les deux détecteurs aLIGO (Hanford & Livingston). Les zones vertes et violettes 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].

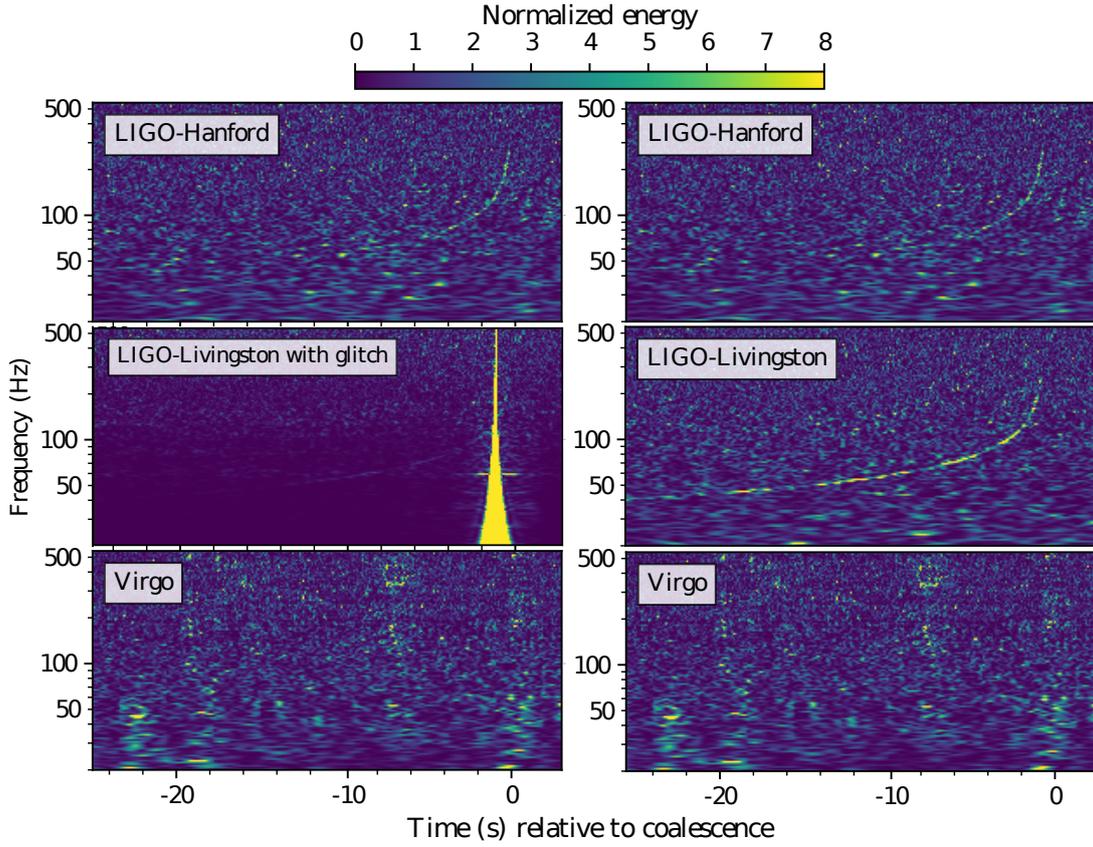


FIGURE 2.13 – Carte temps-fréquence des données autour de GW170817. La colonne de gauche représente les données brutes des trois détecteurs en ligne. La colonne de droite représente les données nettoyées, qui incluent en particulier la soustraction du *glitch* dans les données de aLIGO-Livingston. Le 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].

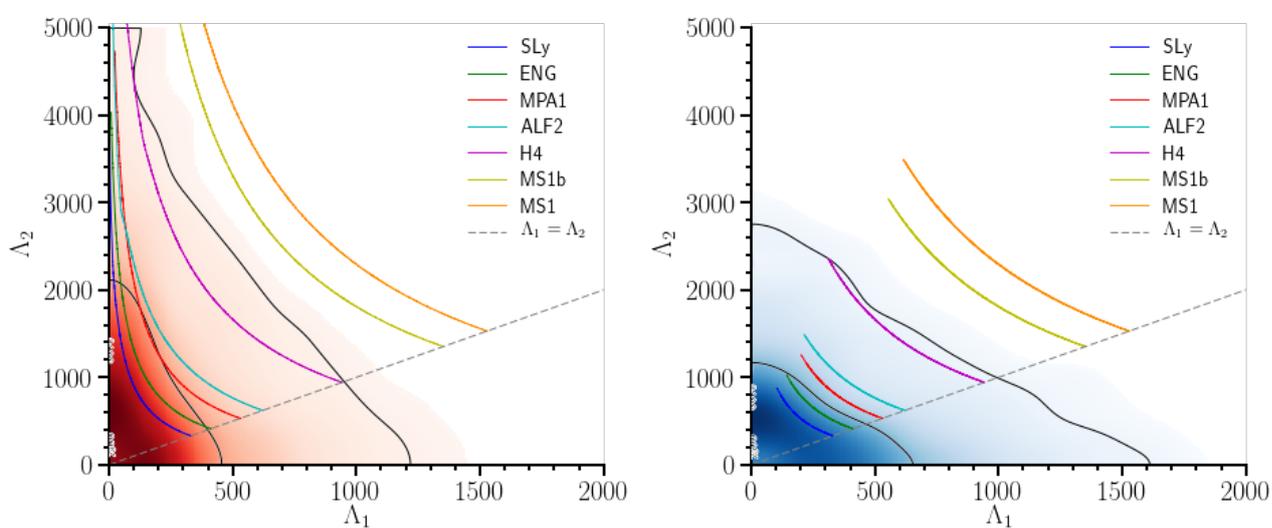


FIGURE 2.14 – Contours bidimensionnels représentant les limites à 90% et 50% de la densité de probabilité pour les coefficients de déformation des deux étoiles à neutrons. Ces contraintes sont posées pour un scénario où les deux étoiles à neutrons ont un fort moment cinétique (gauche) ou un faible moment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

STAMP-AS : Chaîne d'analyse dédiée à la recherche d'ondes gravitationnelles de
longue durée

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, je décris la chaîne d'analyse **STAMP-AS** qui a été développée dans la collaboration LIGO-Virgo à partir de 2010 [116, 117] pour rechercher des signaux transitoires de longue durée. Il s'agit de la version d'une chaîne d'analyse dont j'ai hérité quand j'ai commencé ma thèse. Cette chaîne d'analyse m'a permis de rechercher des signaux transitoires de longue durée dans les données de O1 et O2 (chapitre 4) et de rechercher un éventuel signal émis après la fusion de deux étoiles à neutrons GW170817 (chapitre 5). Enfin, dans le chapitre 6 je décris l'ensemble des modifications que j'ai apportées à la chaîne qui est maintenant plus rapide et plus sensible.

3.2 Statistique et traitement du signal

3.2.1 Généralité

Un signal $x(t)$ est la variation temporelle d'une grandeur physique porteuse d'information, dit autrement une représentation physique de l'information. Par exemple, un signal audio comme la voix ou la musique, est une variation temporelle de la pression de l'air. Dans le cas général, le signal est trop complexe pour être représenté par une fonction mathématique. On préférera représenter le signal comme un ensemble de valeurs plutôt que sous sa forme fonctionnelle :

$$\{x(t_1), x(t_2), x(t_3), \dots, x(t_N)\}. \quad (3.1)$$

Par exemple, la figure 3.1 montre l'amplitude du signal sonore obtenue lorsque l'on prononce le mot "artificial".

L'extraction de l'information contenue dans un signal n'est généralement pas aisée. En effet, il ne suffit pas de connaître la fonction décrite par le signal ou l'ensemble des valeurs que prend le signal pour extraire directement l'information. Par exemple, il n'est pas facile de développer un algorithme de reconnaissance vocale à partir d'un signal audio seul : pour associer un chanteur à une voix particulière, il faut pouvoir déterminer ce qui différencie plusieurs voix. Cette information est contenue dans la distribution fréquentielle de la voix, que l'on appelle son spectre.

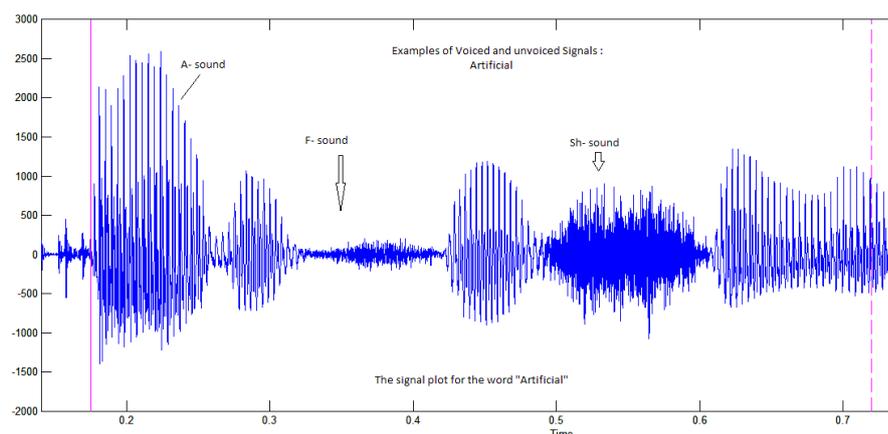


FIGURE 3.1 – Signal audio d’une personne prononçant le mot “artificial”. Le signal peut être décomposé en plusieurs segments correspondant aux différentes syllabes. Le signal trop complexe pour être mis sous forme fonctionnelle est parfaitement décrit par un ensemble de valeurs discrètes.

Pour accéder au contenu spectral d’un signal, nous utilisons la transformée de Fourier définie par :

$$\tilde{x}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-2\pi jft} dt, \quad j^2 = -1, \quad (3.2)$$

qui va projeter le signal dans l’espace des fréquences. Nous possédons donc deux représentations du signal : dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel.

La transformée de Fourier d’un signal est une fonction complexe des fréquences qui décrit l’amplitude du spectre et sa phase.

La distribution spectrale d’un signal nous apporte une information inaccessible en considérant la représentation temporelle d’un signal. Par exemple, lorsqu’un violon et une flûte jouent un “la” 440 Hz, le signal possède la même fréquence de “base” ou “fondamentale” puisqu’ils jouent la même note, cependant les harmoniques engagées sont différentes donnant un timbre différent au son. Cette différence est visible directement en considérant la représentation spectrale sur la figure 3.2.

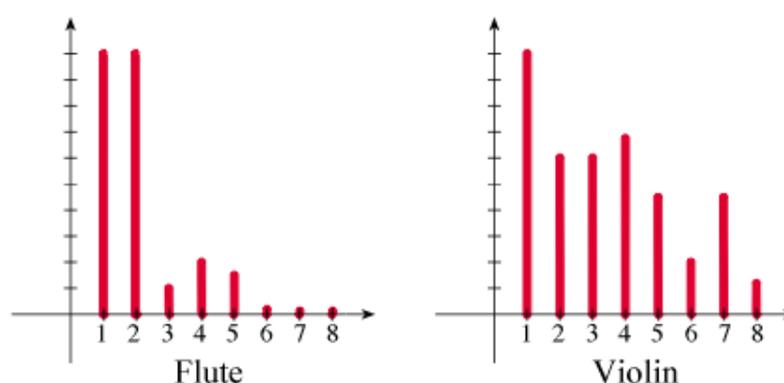


FIGURE 3.2 – Spectre du “la” 440 Hz joué par un violon (droite) et une flûte (gauche). L’axe des abscisses représente les harmoniques, c’est-à-dire les multiples de 440 Hz. On voit la différence de timbre entre les deux instruments qui jouent la même note.

Le mot signal est pratiquement toujours associé au mot bruit qui désigne une perturbation indésirable qui se superpose au signal et aux données utiles. Ce bruit d'origine multiple dépend du signal que l'on cherche : pour un opérateur sonar, les perturbations produites par les poissons contribuent au bruit, pour un pêcheur, elles contribuent au signal.

Le problème fondamental en traitement du signal est d'extraire le signal utile du bruit. La difficulté dépend en particulier de la proportion entre signal et bruit que l'on appelle SNR.

Dans le cadre de la recherche d'ondes gravitationnelles, le signal est émis de façon aléatoire : deux cas s'offrent donc à nous :

- les données contiennent du bruit uniquement (hypothèse H0) ;
- les données contiennent du signal et du bruit (hypothèse H1).

Si nous simplifions au maximum le problème, le but de notre chaîne d'analyse est de pouvoir décider si oui ou non un signal est présent dans les données. Il s'agit d'un problème de test d'hypothèse binaire : notre but est d'utiliser au mieux les données pour permettre de décider entre les deux possibilités (H0 et H1) dans la majorité des cas. Dans le cas d'une chaîne de détection, l'ensemble des cas possibles est résumé dans la table suivante :

	Hypothèse	
	Bruit (H0)	Bruit + Signal (H1)
Signal détecté	fausse alarme α	bon fonctionnement $1 - \beta$
Signal non détecté	bon fonctionnement $1 - \alpha$	signal manqué β

TABLE 3.1 – Différentes possibilités obtenue dans le cas d'une chaîne de détection

où α et β sont nommés respectivement les risques de première et seconde espèce.

Seul le risque de première espèce α que l'on appelle encore probabilité de fausse alarme (FAP) est choisi à priori. Le but est donc de minimiser β ou maximiser $1 - \beta$, encore appelé probabilité de détection, tout en asservissant α .

On modélise les données $d(t)$ du détecteur par une série temporelle qui vérifie les relations suivantes :

$$d(t) = \begin{cases} n(t) + s(t) & \text{hypothèse H1} \\ n(t) & \text{hypothèse H0} \end{cases} \quad (3.3)$$

où $s(t)$ représente le signal de l'onde gravitationnelle dans les données, et $n(t)$ représente le bruit du détecteur d'origine multiple.

Dans le cas des détecteurs d'ondes gravitationnelles, une des difficultés vient du fait que le bruit des détecteurs interférométriques n'est pas associé à une distribution stationnaire ni gaussienne : en plus d'évoluer au cours du temps, de nombreux excès de bruits de courte durée (*glitches*) sont présents dans les données.

Comme le signal est trop complexe pour être mis sous forme fonctionnelle, nous représenterons les données des détecteurs de façon discrète, échantillonnée à une fréquence f_s . Il est donc plus juste de les modéliser suivant la relation suivante :

$$d_i = d(i/f_s) = \begin{cases} n_i + s_i = n(i/f_s) + s(i/f_s) & \text{hypothèse H1} \\ n_i = n(i/f_s) & \text{hypothèse H0} \end{cases} \quad (3.4)$$

avec $i \in [0, M]$, $M = T/fs$ et T la durée de l'échantillon.

Pour accéder au spectre du signal, nous utiliserons la forme discrète de la transformée de Fourier :

$$\tilde{d}_k = \sum_{i=0}^{N-1} d_i e^{-2\pi j k \frac{i}{N}}. \quad (3.5)$$

Afin de distinguer les deux hypothèses H_0 et H_1 , il faut pouvoir extraire le signal s_i des données d_i , c'est le but du traitement de données. À ce stade, il est possible de diviser le problème en deux cas :

- le signal est connu, nous utiliserons le filtrage adapté ;
- le signal est inconnu, nous utiliserons une analyse temps-fréquence.

3.2.2 Filtrage adapté

Commençons avec le cas simple d'un signal $s(t)$ parfaitement connu présent dans un bruit gaussien stationnaire $n(t)$. Il existe une manière optimale de distinguer les deux hypothèses H_0 et H_1 basée sur la FAP : selon le lemme de Neyman-Pearson, il suffit de comparer le rapport de vraisemblance défini comme

$$\Lambda(d(t)) = \frac{P(d(t)|H_1)}{P(d(t)|H_0)}, \quad (3.6)$$

avec un seuil défini pour une FAP donnée. Cela suppose évidemment que la probabilité d'obtenir les données $d(t)$ sous l'hypothèse bruit seulement ($P(d(t)|H_0)$) et la probabilité d'obtenir les données $d(t)$ sous l'hypothèse bruit + signal ($P(d(t)|H_1)$) sont connues.

$\Lambda(d(t))$ est notre statistique de détection, c'est-à-dire une fonction qui croît lorsque les données sont mieux modélisées sous l'hypothèse H_1 que sous l'hypothèse H_0 .

Comme le bruit est complètement caractérisé par sa densité spectrale de puissance (PSD) notée ici $S(f)$, la probabilité d'obtenir $d(t)$ dans l'hypothèse d'un bruit gaussien est donnée par la loi normale :

$$P(d(t)|H_0) \propto \exp\left(-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2|d\tilde{f}|^2}{S(f)} df\right), \quad (3.7)$$

où $d\tilde{f}$ est la transformée de Fourier de $d(t)$. Le facteur 2 vient du fait que $S(f)$ est la PSD unilatérale.

En introduisant le produit scalaire :

$$(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\tilde{a}(f)^*\tilde{b}(f)}{S(f)} df. \quad (3.8)$$

on peut réécrire notre statistique de détection :

$$\Lambda(d|s) = \exp\left(-\frac{1}{2}[(d-s, d-s) - (d, d)]\right). \quad (3.9)$$

Pour simplifier l'expression précédente, utilisons la vraisemblance logarithmique :

$$L = 2 \log \Lambda = (d, d) - (d-s, d-s) = 2(d, s) - (s, s). \quad (3.10)$$

On définit le SNR d'un signal en considérant la valeur moyenne de la vraisemblance logarithmique :

$$\langle L \rangle = \langle s, s \rangle = SNR^2. \quad (3.11)$$

Dans le cas général, le signal n'est pas parfaitement connu, en particulier il dépend de plusieurs paramètres p qui incluent les paramètres physiques de la source et des paramètres extrinsèques comme la distance de la source et le temps d'arrivée de l'onde dans chacun des détecteurs. Dans ce cas, le lemme de Neyman-Pearson ne s'applique pas : il n'existe aucun test optimal. Cependant, on peut généraliser la vraisemblance logarithmique en maximisant la statistique d'un signal obtenu pour un lot de paramètres qui parcourent l'espace \mathcal{P} :

$$S = \max_{p \in \mathcal{P}} (2 \log \Lambda(d, s(p))) . \quad (3.12)$$

où on va en particulier maximiser S sur les paramètres extrinsèques du signal recherché.

3.2.3 Analyse temps-fréquence

Dans le cas où le signal n'est pas connu, on ne peut pas calculer $P(d(t)|H1)$. Il faut donc trouver une nouvelle approche pour distinguer les deux hypothèses $H0$ et $H1$.

L'analyse de Fourier dit que les données peuvent être représentées soit dans l'espace temporel, soit dans l'espace des fréquences. Pour des signaux non stationnaires dont le contenu fréquentiel évolue au cours du temps il est intéressant d'avoir une représentation mixte temps-fréquence. Une représentation temps-fréquence du signal audio de la figure 3.1 est donnée sur la figure 3.3.

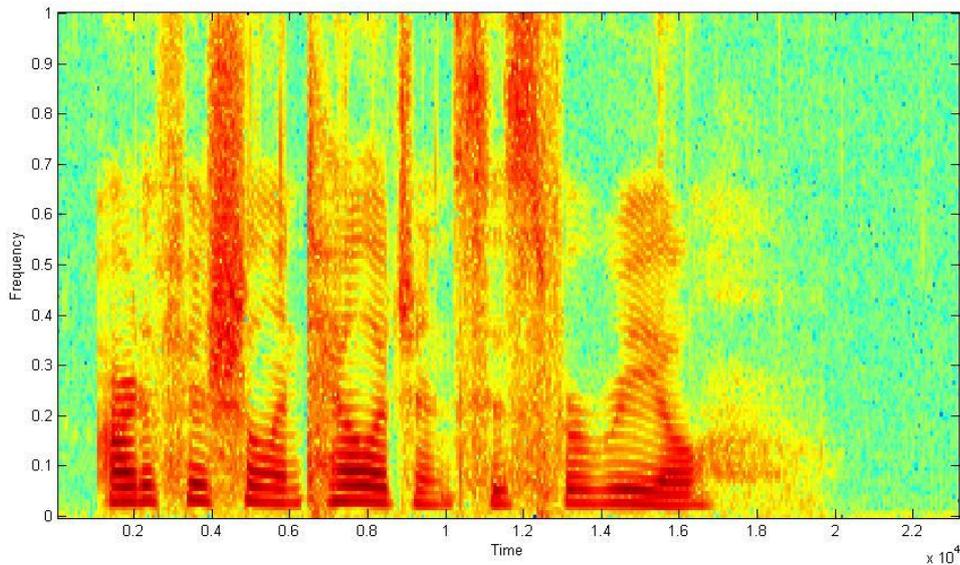


FIGURE 3.3 – Représentation temps-fréquence d'un signal audio d'une personne prononçant le mot "artificial". On retrouve les segments de signal correspondant aux différentes syllabes. La superposition du contenu fréquentiel au contenu temporel permet de visualiser l'ensemble de l'information disponible pour un signal.

Une représentation temps-fréquence est obtenue par une transformation des données qui va faire apparaître le temps en plus de la fréquence. L'exemple le plus simple est la transformée de Fourier à court terme (ou à fenêtre glissante) qui est la transformée de Fourier des données originales qui ont été multipliées par une fonction qui n'est pas nulle sur une petite période de temps (fenêtre). Cette fonction, si elle dépend du temps et de la fréquence (ou plus généralement de deux paramètres qui permettent la translation et la dilatation) conduit à la transformée en ondelettes.

Le choix d'une base de fonctions dépend des propriétés du signal qu'on souhaite extraire des données. En prenant le module au carré de la transformée de Fourier à fenêtre glissante, on obtient une des transformation temps-fréquence les plus simples : le périodigramme (ou spectrogramme).

Une représentation temps-fréquence des données fournit des pixels que l'on va regrouper ou non pour former des clusters qui représentent l'énergie du signal.

L'avantage de cette représentation est qu'aucune hypothèse n'est faite sur le signal. Nous pouvons donc détecter tous types de signaux y compris ceux qui sont mal modélisés ou ceux dont nous n'avons que peu d'information sur la forme d'onde.

Cependant, de la même façon que pour le filtrage adapté, la présence de *glitches* dans les données ne permet pas de discriminer une des deux hypothèses H0 et H1 : si nous détectons un signal, comment être sûr que ce n'est pas en fait un *glitch* ?

Pour lever cette incertitude, il faut utiliser les données de plusieurs détecteurs combinées de façon coïncidente dans le temps ou mieux, de façon cohérente.

3.2.4 Analyse coïncidente

Toutes les méthodes de détection (filtrage adapté ou représentation temps-fréquence) sont basées sur le même principe : on calcule une statistique dont la distribution est une fonction monotone de l'amplitude du signal (hypothèse H1). On définit un seuil a priori qui correspond à un taux donné de fausses alarmes (hypothèse H0). Les distributions pour H0 et H1 sont connues de manière théorique dans le cas de bruit stationnaire et gaussien. Dans le cas d'un bruit quelconque, il faut les estimer avec les données.

De plus, la présence de nombreux *glitches* dans les données vient anéantir l'idée de pouvoir construire une variable discriminante H0 et H1. Il faut donc parvenir à supprimer ces *glitches* qui limitent notre chaîne de détection. Contrairement à un événement de bruit, un signal d'onde gravitationnelle doit être présent dans les différents interféromètres en observation au moment de l'arrivée du signal. Nous pouvons donc imposer la coïncidence des signaux dans les détecteurs, dans une fenêtre de temps.

Une onde gravitationnelle se déplace à la vitesse de la lumière dans le vide sous forme d'onde plane. Elle met donc un certain temps à atteindre les différents détecteurs situés autour du globe terrestre. Un délai temporel apparaît entre le signal perçu par un détecteur et un autre. La table suivante résume le délai maximum pour les différentes paires du réseau formé par les détecteurs Virgo et LIGO.

Paire de détecteurs	Délai maximum en ms
Virgo-LIGO(Hanford)	$\Delta_{V-H}^{max} = \pm 27.20$
Virgo-LIGO(Livingston)	$\Delta_{V-L}^{max} = \pm 26.39$
LIGO(Hanford)-LIGO(Livingston)	$\Delta_{H-L}^{max} = \pm 10.00$

TABLE 3.2 – Délai maximum pour les différentes paires du réseau formé par les détecteurs Virgo et LIGO.

Dans le cas d'une coïncidence entre deux détecteurs, la réduction du nombre de fausses alarmes est de l'ordre de $1/\Delta$ où Δ est la taille en seconde de la fenêtre temporelle de coïncidence.

Pour diminuer encore ce nombre, on peut imposer que le signal soit visible dans trois détecteurs. Cependant, comme la réponse d'un détecteur dépend de la position de la source à un instant donné, plus le réseau de détecteurs est grand, moins grande est la zone du ciel où les détecteurs ont la même réponse. Par exemple les deux détecteurs LIGO sont pratiquement alignés l'un par rapport à l'autre et pratiquement orthogonaux à Virgo (figure 2.3). Il faut prendre en compte non seulement le délai du

signal dans chaque détecteur mais aussi les diagrammes d'antenne de chaque détecteur, ce qui est le propre d'une analyse cohérente.

3.2.5 Analyse cohérente

Pour définir la cohérence comme une statistique de détection, on introduit le produit de corrélation G_{ij} entre les données $d_i(t)$ et $d_j(t)$ de deux détecteurs I et J :

$$G_{ij}(f) = 2\tilde{d}_i^*(f)\tilde{d}_j(f). \quad (3.13)$$

et le produit d'auto-corrélation G_{ii} :

$$G_{ii}(f) = 2\tilde{d}_i^*(f)\tilde{d}_i(f). \quad (3.14)$$

Pour un détecteur i donné :

- G_{ii} est une bonne mesure de l'hypothèse H0 donnée par $P(d_i(t)|H0)$;
- G_{ij} est une bonne mesure de l'hypothèse H1 donnée par $P(d_i(t)|H1)$.

On définit alors la cohérence pour un signal dans $d_i(t)$ et $d_j(t)$ comme :

$$C_{ij}(f) = \frac{|G_{ij}(f)|^2}{G_{ii}(f)G_{jj}(f)}, \quad (3.15)$$

Lors du calcul de la cohérence, la réponse de chaque détecteur doit être prise en compte : en effet, un détecteur ne voit pas le signal de la même manière. Pour un réseau de D détecteurs, le vecteur des données est mis sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} d_1(t) \\ d_2(t) \\ \vdots \\ d_D(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1^+ h_+(t - t_1) + F_1^\times h_\times(t - t_1) + n_1(t) \\ F_2^+ h_+(t - t_2) + F_2^\times h_\times(t - t_2) + n_2(t) \\ \vdots \\ F_D^+ h_+(t - t_D) + F_D^\times h_\times(t - t_D) + n_D(t) \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

où les $d_i(t)$ et $n_i(t)$ sont respectivement les données et le bruit du détecteur i. Les (F_i^+, F_i^\times) sont les fonctions de réponse angulaire associées au détecteur i, à l'instant t, et les t_i sont les temps d'arrivée du signal dans chaque détecteur.

Le calcul de la cohérence défini plus haut doit ainsi être modifié pour prendre en compte ces facteurs d'antenne. Nous verrons dans la prochaine section une implémentation de la cohérence dans la chaîne d'analyse STAMP-AS.

3.3 Chaîne d'analyse STAMP-AS

3.3.1 Aperçu général

STAMP-AS est une extension d'une autre chaîne d'analyse nommée STAMP (Stochastic Transient Analysis Multi detectors Pipeline) [118] qui a été développée pour rechercher les ondes gravitationnelles associées à des GRB dont on connaît la date et la localisation dans le ciel. Dans ce cas, la recherche d'un signal est réduit à un volume restreint de données autour du temps du GRB. STAMP-AS est la version all-sky/all-time de la chaîne d'analyse initiale : en s'émancipant de l'association avec un GRB, on ne fait plus d'hypothèse sur la date et la position de la source. Il faut donc analyser l'ensemble des données disponibles et envisager toutes les positions d'une source dans le ciel.

STAMP-AS est basée sur la représentation temps-fréquence qui ne fait aucune hypothèse sur la forme du signal attendu. On peut la décomposer en trois étapes :

- Lecture et combinaison des données ;
- Création de cartes temps-fréquence (ft -map) cohérentes ;
- Regroupement de pixels brillants en clusters.

La figure 3.4 décrit de manière globale les différentes étapes de STAMP-AS. Nous allons, dans la suite, décrire chacune de ces étapes.

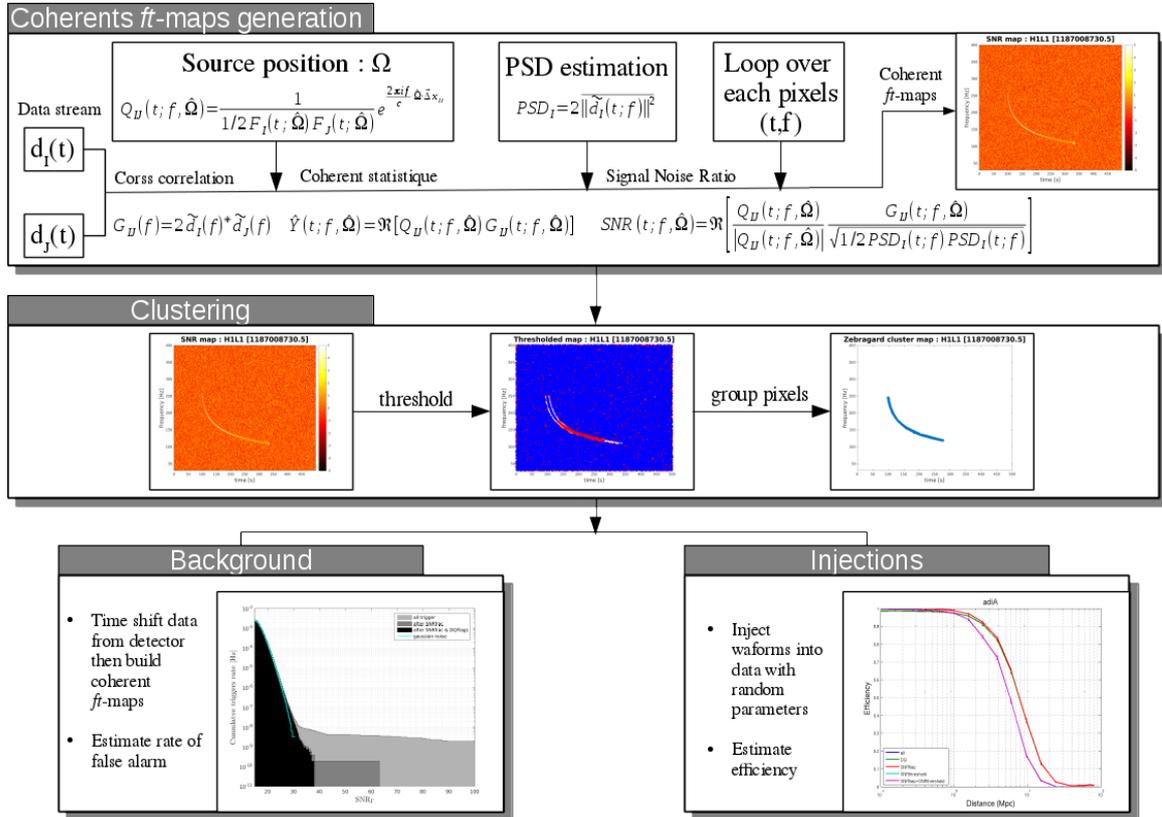


FIGURE 3.4 – Schéma des différentes étapes de STAMP-AS. Chacune de ces étapes sera décrite en détail au cours du chapitre 3.

3.3.2 Segments et fenêtres

Les données des détecteurs sont des séries temporelles échantillonnées à 16384 Hz (LIGO) et 20000 Hz (Virgo). La série temporelle est interrompue à chaque fois que le contrôle de l'interféromètre est perdu. On supprime aussi les périodes pendant lesquelles la qualité des données est très mauvaise [92, 119, 120]. On obtient un certain nombre de segments de données durant lesquels au moins deux détecteurs sont opérationnels. Nous réduisons ainsi la quantité de données à analyser. Par exemple O1, qui s'est déroulé sur 3 mois calendaires, ne représente que 48 jours de données à analyser.

Une fois les segments obtenus, on les divise en fenêtres de durée fixe w_{dur} . On peut, pour chacune d'elles, lire les données et calculer notre statistique de détection.

3.3.3 Statistique de détection

On considère le cas de deux interféromètres. Pour rechercher un excès de puissance dans les données des deux interféromètres, on va considérer le produit de corrélation G_{IJ} des données des détecteurs I et

J défini en (3.15).

Pour que la cohérence soit une bonne statistique de détection, il faut prendre en compte la réponse des détecteurs. On définit la fonction de filtre qui représente la réponse d'une paire de détecteurs à un signal d'ondes gravitationnelles provenant d'une direction $\hat{\Omega}$ telle que :

$$Q_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{1}{\epsilon_{IJ}(t; \hat{\Omega})} e^{\frac{2\pi i f}{c} \hat{\Omega} \cdot \Delta \vec{x}_{IJ}}, \quad (3.17)$$

où ϵ_{IJ} représente l'efficacité de paire, combinaison des diagrammes d'antenne $F_I(t; \hat{\Omega})$:

$$\epsilon_{IJ}(t; \hat{\Omega}) = \frac{1}{2} F_I(t; \hat{\Omega}) \cdot F_J(t; \hat{\Omega}), \quad (3.18)$$

et $\Delta \vec{x}_{IJ}$ est la différence des vecteurs position de chaque détecteur, t ; indique la colonne "temps" correspondant au temps t .

On définit un nouveau produit de corrélation \hat{Y} amélioré de la fonction filtre :

$$\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) = Re \left[Q_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) G_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) \right]. \quad (3.19)$$

\hat{Y} est une bonne estimation de l'hypothèse H1. Mais pour définir une statistique de détection nous devons estimer l'hypothèse H0. Pour cela nous pouvons normer notre produit de corrélation en estimant la variance $\hat{\sigma}_Y$ de \hat{Y} . Une estimation de $\hat{\sigma}_Y$ est définie comme :

$$\hat{\sigma}_Y^2(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{1}{2} \left\| Q_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) \right\|^2 PSD_I(t; f) PSD_J(t; f), \quad (3.20)$$

où $PSD_I(t; f)$ est la densité de probabilité spectrale (PSD) des données du détecteur I.

Il existe de nombreuses façons d'estimer la PSD, **STAMP-AS** a choisi de moyennner les données \tilde{d}_I sur les n_{spi} pixels voisins. Cette estimation a l'avantage d'être très simple à mettre en place et rapide mais comme nous le verrons en 3.5, elle a l'inconvénient d'introduire un biais lors de la combinaison des données qui se traduit par une perte de sensibilité. Notre estimation de P est définie comme :

$$PSD_I = P_I^{adj} = 2 \left\| \tilde{d}_I(t; f) \right\|^2 = \frac{1}{2n_{spi}} \left[\left(\sum_{t=t_0-n_{spi}}^{t_0+n_{spi}} P_I(t; f) \right) - P_I(t_0; f) \right], \quad (3.21)$$

où P_I est la densité spectrale de puissance :

$$P_I = 2 \left\| \tilde{d}_I(t; f) \right\|^2. \quad (3.22)$$

Finalement, on définit le SNR comme le rapport entre Y et σ_Y :

$$SNR(t; f, \hat{\Omega}) = Re \left[\frac{Q_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})}{|Q_{IJ}(t; f, \hat{\Omega})|} \frac{G_{IJ}(t; f)}{\sqrt{\frac{1}{2} P_I^{adj}(t; f) P_J^{adj}(t; f)}} \right]. \quad (3.23)$$

On remarque que le SNR ainsi calculé peut être positif ou négatif suivant que le signal est cohérent (la direction de recherche pointe vers la source) ou anti-cohérent (la direction de recherche est opposée à la source).

Maintenant que nous avons défini un SNR pour un temps t et une fréquence f donnés, c'est-à-dire un pixel d'une carte temps-fréquence ou ft -map, nous pouvons généraliser et construire des ft -maps complètes.

3.3.4 Carte temps-fréquence cohérente

Une ft -map est un tableau 2D où l'axe des abscisses correspond au temps, celui des ordonnées aux fréquences. Chaque pixel représente une valeur du SNR. Chaque ft -map représente une fenêtre de durée w_{dur} pour des fréquences allant de f_{min} à f_{max} . Elles possèdent quelques millions de pixels. Ce nombre important de pixels est à l'origine de nombreux problèmes de mémoire dont nous aurons l'occasion de discuter dans la partie 3.5.

La figure 3.5 illustre les cartes temps-fréquence obtenues en injectant un signal d'ADI dans les données simulées. Ces cartes représentent la statistique cohérente de STAMP-AS dans le cas où la direction de recherche est la même que celle de la source et dans le cas où elle est différente.

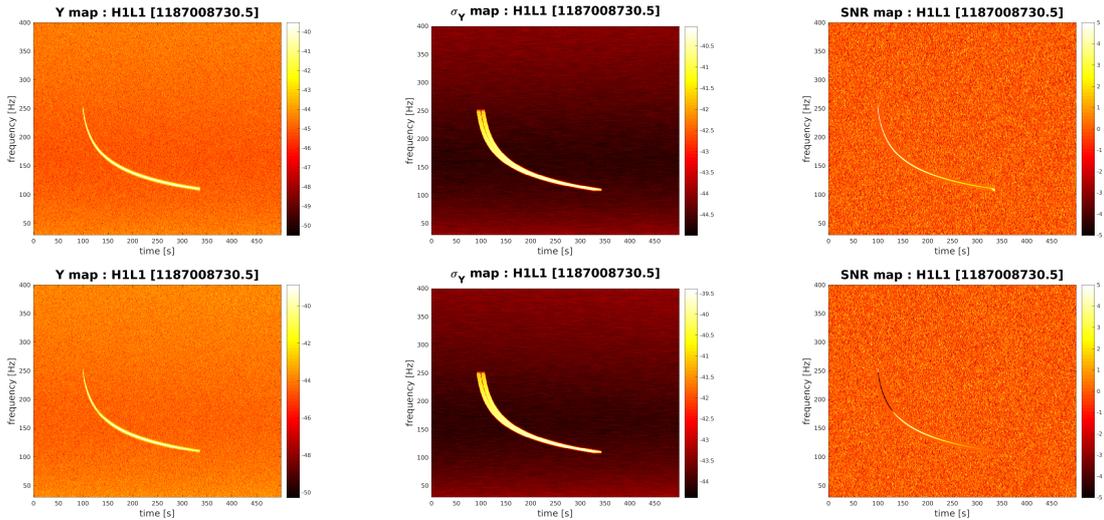


FIGURE 3.5 – Cartes temps-fréquence d'un signal d'onde gravitationnelle simulé injecté dans du bruit gaussien simulé illustrant le résultat du produit de corrélation améliorée Y (colonne de droite), de l'estimation de variance σ_Y (colonne du milieu) et du SNR (colonne de gauche) dans le cas où la direction de recherche pointe vers la direction de la source (haut) et le cas où la direction de recherche est différente de celle de la source (bas). La principale conséquence d'un mauvais pointage est l'alternance de pixels cohérents et anti-cohérents tout au long du signal. On se servira de cet effet lors du clustering afin de réduire le temps d'exécution de l'analyse. Ces cartes montrent également les limites de notre estimation du bruit de fond illustré par σ_Y : on y voit en effet le signal que l'on a injecté. C'est cette mauvaise estimation du bruit qui limite le plus notre analyse et qui est à l'origine de l'effet de pixel "plat" autour du signal.

Notre estimation de la PSD permet de prendre en compte les variations lentes des lignes. Malheureusement, des problèmes de dynamique provenant de l'amplitude de ces lignes, parfois des ordres de grandeur au dessus du niveau moyen de bruit, génèrent un excès de puissance dans les fréquences adjacentes.

Afin de réduire l'impact de ces lignes dans la recherche d'ondes de longue durée, nous les cachons en appliquant un masque sur les ft -maps. Ces masques laissent des "cicatrices" dans les ft -maps qui ont un impact sur la sensibilité de l'analyse. En effet, l'énergie de l'onde gravitationnelle dans ces bandes de fréquence est perdue.

Les *glitches* courts ont également un impact sur l'analyse. Beaucoup sont essentiellement à basse fréquence et certains ont une grande puissance, ils aspergent tous les pixels voisins allant parfois jusqu'à une centaine de Hertz sur une période de quelques pixels de temps. Bien qu'ils ne soient que rarement

coïncidents dans deux détecteurs, ils peuvent générer un excès d'énergie quand leur amplitude est grande.

Afin de les éliminer, nous calculons une quantité dans chaque colonne de temps et on la compare avec la valeur obtenue pour l'autre détecteur. C'est le principe du veto *glitch cut* décrit dans [116, 121] que nous expliquons ici.

Commençons par définir une quantité $\hat{P}_I^{GW}(t; f)$ qui permet de comparer la densité spectrale de puissance P_I avec notre estimation de la PSD P_I^{adj} pour un détecteur donné :

$$\hat{P}_I^{GW}(t; f) = \frac{P_I(t; f) - P_I^{adj}(t; f)}{\epsilon_{II}}. \quad (3.24)$$

ϵ_{II} est le facteur d'antenne pour le détecteur I défini par l'équation (3.18). Cette normalisation nous autorise à comparer la quantité $\hat{P}_I^{GW}(t; f)$ entre deux détecteurs exprimée par la variable Ξ_{IJ} :

$$\Xi_{IJ}(t; f) = \frac{P_I(t; f) - P_I^{adj}(t; f)}{\epsilon_{II}} - \frac{P_J(t; f) - P_J^{adj}(t; f)}{\epsilon_{JJ}}. \quad (3.25)$$

Par construction $\langle \Xi_{IJ}(t; f) \rangle = 0$ pour du bruit gaussien. Normalisons maintenant cette quantité pour en faire une variable sans unité dont la variance est proche de l'unité. Une estimation de la variance est donnée par [121] :

$$\sigma_{\Xi}^2(t; f) = \frac{P_I^2(t; f) - (P_I^{adj})^2(t; f)}{\epsilon_{II}^2} + \frac{P_J^2(t; f) - (P_J^{adj})^2(t; f)}{\epsilon_{JJ}^2} - \frac{2\epsilon_{IJ}^2}{\epsilon_{II}^2 \epsilon_{JJ}^2} |Y(t; f)|^2. \quad (3.26)$$

Ce qui permet de construire un SNR de cette quantité :

$$SNR_{\Xi} = \frac{\Xi}{\sigma_{\Xi}}. \quad (3.27)$$

Par construction SNR_{Ξ} est différent pour un signal d'onde gravitationnelle ($Y(t; f) > 0$) et un *glitch* ($P_I(t; j) > P_J(t; f)$, ou vice et versa). Un fort *glitch* dans un détecteur I ou J conduira à $SNR_{\Xi} \pm 1$ tandis qu'un vrai signal aboutira à $SNR_{\Xi} \sim 0$.

Nous définissons $\mathcal{F}_+(t)$ la fraction de pixels dans le bin de temps t avec $\theta_{\Xi}^- < SNR_{\Xi} < \theta_{\Xi}^+$ et $\mathcal{F}_-(t)$ celle correspondant à $-\theta_{\Xi}^+ < SNR_{\Xi} < -\theta_{\Xi}^-$. $\mathcal{F}_+(t)$ nous aide à identifier les *glitches* dans le détecteur I tandis que $\mathcal{F}_-(t)$ sont ceux présents dans le détecteur J.

$\mathcal{F}_+(t)$ et $\mathcal{F}_-(t)$ seuls ne suffisent pas à faire la distinction entre un bin de temps comprenant un *glitch* ou un signal d'onde gravitationnelle. En effet, notre estimation P_I^{adj} basée sur la moyenne avec les pixels voisins aboutit parfois à $SNR_{\Xi} \sim 1$ dans le cas d'un vrai signal d'onde gravitationnelle (pour plus de détails voir [116]). Pour plus de robustesse, nous combinons $\mathcal{F}_+(t)$ et $\mathcal{F}_-(t)$ avec une nouvelle variable \mathcal{R}_I . Nous définissons le rapport de densité spectrale de puissance comme :

$$\mathcal{R}_I(t) = \frac{1}{N_f} \sum_f \frac{P_I(t; f)}{P_I^{adj}(t; f)}. \quad (3.28)$$

Un bin de temps est dit bruyant s'il vérifie la relation $\mathcal{R}_I(t) > \theta_R$.

En utilisant les statistiques \mathcal{R} et \mathcal{F} , nous pouvons cibler les bins de temps qui vérifient :

- $\mathcal{F}_+(t) > \theta_{\mathcal{F}}$, $\mathcal{R}_I(t) > \theta_R$, $\mathcal{R}_J(t) < \theta_R$
- $\mathcal{F}_-(t) > \theta_{\mathcal{F}}$, $\mathcal{R}_J(t) > \theta_R$, $\mathcal{R}_I(t) < \theta_R$

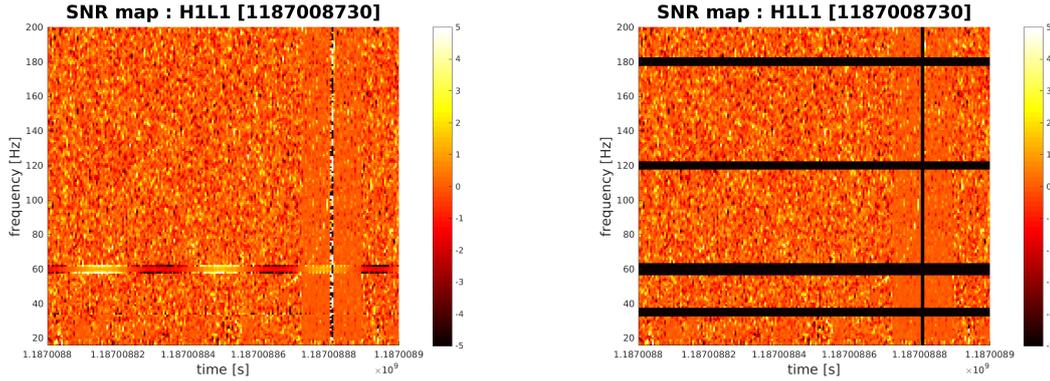


FIGURE 3.6 – Illustration de l’impact des masques et de la *glitch cut* sur une *ft*-map. La figure de gauche représente les données brutes du signal d’ondes gravitationnelles GW170817 provenant d’une binaire d’étoiles à neutrons (BNS) détectée le 17 août 2017 (cf. 2.4.5). La figure de droite représente les données après application des masques (barres noires horizontales) et de la *glitch cut* (barre noire verticale). Les masques sont utilisés pour cacher les lignes provenant des fluctuations du courant (60 Hz + harmonique). La *glitch cut* cache le *glitch* présent dans les données de L1 (cf. 2.4.5 pour plus de détails). Le signal décrit par un *chirp* se devine légèrement.

Ces relations rassemblent tous les scenarii envisageables (vrai signal d’onde gravitationnelle, *glitch* dans un détecteur, *glitch* dans l’autre) et permettent de repérer et d’éliminer les bins de temps contenant un *glitch* énergétique. Une illustration des masques et du veto *glitch cut* est donnée sur la figure 3.6.

Le processus de fabrication d’une carte, de la lecture des données à l’obtention de la carte d’un million de pixels dont on s’affranchit des lignes et des *glitches*, prend pas moins de 500 s pour des cartes de $500 \text{ s} \times 2000 \text{ Hz}$.

Cependant la carte cohérente construite n’est valable que pour une position $\hat{\Omega}$ donnée. Afin d’avoir une chaîne d’analyse “all-sky”, il faut répéter ces étapes précédentes avec de nombreuses autres positions. On divise donc le ciel en plusieurs zones et pour chacune d’elle, on construit une *ft*-map, on extrait les éventuels triggers et on garde ceux de plus haut SNR. En prenant des zones de résolution de 1 deg^2 , il faut analyser quelques 65160 zones, ce qui est irréalisable avec notre chaîne d’analyse actuelle.

Plutôt que de scanner tout le ciel, nous pouvons remarquer que comme nous n’utilisons que deux détecteurs, de nombreuses positions du ciel sont dégénérées et donneront des triggers identiques. Ces positions forment des anneaux de délai temporel constant pour un réseau de deux détecteurs. Nous pouvons ainsi construire une carte par anneau réduisant le nombre de positions à quelques centaines, ce nombre dépendant de la borne supérieure de notre bande de fréquence et de la perte maximale de SNR que l’on s’autorise [116]).

En effet, on peut réduire le nombre d’anneaux en augmentant leur taille angulaire. Le prix à payer est une perte de SNR reconstruit car la direction de la source considérée peut s’éloigner de la direction du signal. Par exemple, [116] montre qu’en s’autorisant une perte de 20% sur le SNR du trigger, on passe de 316 positions à analyser à seulement 8.

Nous verrons dans la partie 3.5 que la fabrication des *ft*-maps telle que nous l’avons décrite présente quelques limites faisant de cette étape le point limitant de l’analyse STAMP-AS actuelle. De nombreux développements tant sur l’aspect optimisation qu’utilisation de filtres d’imagerie sont en cours de tests et seront décrits dans le chapitre 6.

3.3.5 Clustering

Une fois les cartes cohérentes construites, il faut extraire le signal réparti sur plusieurs pixels. Pour cela, on va grouper les pixels en clusters. Ce processus que l'on appelle regroupement ou clustering se fait en deux étapes :

- sélection des pixels,
- groupement de pixels.

On applique un seuil θ_{SNR} sur le SNR des pixels pour ne considérer que les pixels les plus énergétiques. On se retrouve donc avec des cartes de nuages de points. On groupe ensuite les pixels proches en regardant leurs voisins. Il s'agit d'une étape longue puisqu'elle dépend directement du nombre de pixels par carte. STAMP-AS utilise un algorithme appelé *Burstgard* dont les paramètres ont été optimisés avec les données de S5/S6. L'efficacité de détection typique a été maximisée pour un signal à taux de fausse alarme donné [116]. L'algorithme regroupe tous les pixels compris dans un cercle de rayon $R_{cluster}$ par rapport au cluster en formation. Enfin, comme on s'intéresse aux ondes gravitationnelles de longue durée, tout cluster comprenant moins de Nb_{pix} pixels est rejeté. Les valeurs de θ_{SNR} , $R_{cluster}$ et Nb_{pix} sont propre à l'analyse des données de chaque run et seront données lors de leur description.

Nous avons vu que pour un signal venant d'une direction donnée du ciel, le SNR des pixels donné par l'équation (3.23) peut prendre des valeurs positives ou négatives selon la directions $\hat{\omega}$ de la source. En d'autres termes, si on considère une position $\hat{\omega}$ qui n'est pas celle de la source qui a laissé une trace dans les détecteurs, alors on observera une succession de pixels cohérents puis anti-cohérents comme illustré sur la première image de la figure 3.7

D'un point de vue du clustering, cela se traduit par une coupure du signal en plusieurs morceaux car on ne prend que les pixels cohérents. Pour prendre en compte cet effet, nous avons développé un algorithme nommé *ZebraGuard* qui agit comme un super-clustering : on groupe des clusters cohérents et anti-cohérents qui semblent émis du même signal. Ainsi on peut reconstruire un signal d'ondes gravitationnelles même si la position de la source considérée est incorrecte. *ZebraGuard* permet donc de tester moins de positions dans le ciel réduisant considérablement le temps d'exécution de la chaîne d'analyse tout en gardant une bonne sensibilité aux signaux. Le nombre de positions dans le ciel à tester dépend de la quantité de SNR qu'on accepte de perdre par rapport à la vraie position. En passant de 180 à 5 positions, on passe d'une perte de SNR par pixels de 0.1% à 10% [116]. En contrepartie, on gagne un important facteur sur le temps de traitement d'une carte. La figure 3.7 résume les étapes pour extraire un signal d'ondes gravitationnelles d'une ft -map.

Les super-clusters cohérents se nomment des triggers. Dans cette version de la chaîne d'analyse, super-clusters et triggers sont équivalents puisque l'on applique le clustering directement sur les cartes cohérentes. Nous verrons dans le chapitre 6 d'autres versions de STAMP-AS où cette distinction est essentielle.

On définit le SNR du cluster Γ comme la somme des SNR des pixels qui le composent :

$$\text{SNR}_{\Gamma} = \sum_{(t,f) \in \Gamma} \text{SNR}(t, f). \quad (3.29)$$

SNR_{Γ} est notre statistique de détection qu'on utilise pour distinguer les hypothèses H_0 et H_1 .

L'étude des distributions de cluster permet de définir les critères qui permettent de distinguer un évènement de signal d'un évènement de bruit de fond. Avant cela, nous allons voir comment on estime le bruit de fond de notre analyse ainsi que sa sensibilité.

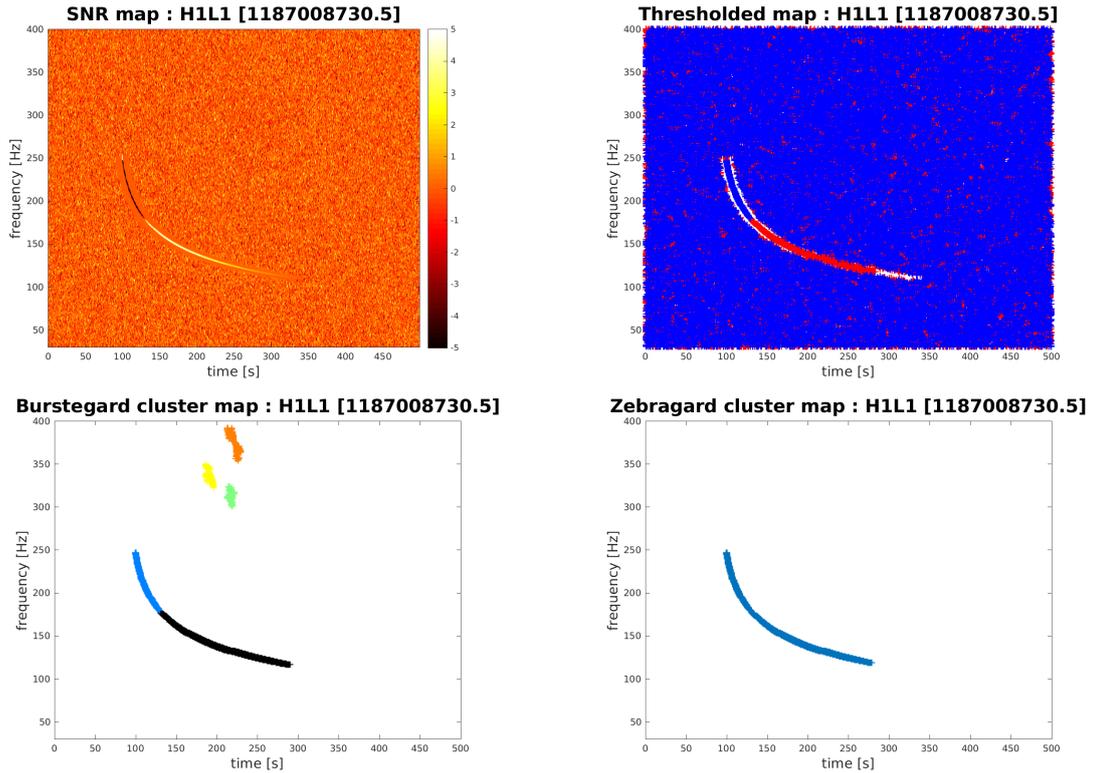


FIGURE 3.7 – La ft -map en haut à gauche représente un signal simulé d’ondes gravitationnelles provenant d’ADI injecté dans du bruit gaussien. La direction de recherche est différente de la position d’injection. La carte à droite montre les pixels positifs (en rouge) et négatifs (en bleu) qui passent le seuil de $\theta_{SNR} = 1$ sur le SNR. Ce seuil n’est pas contraint ce qui explique le large nombre de pixels passant ce seuil. Du fait de la taille des marqueurs, de nombreux pixels rouges se trouvent cachés cependant ils sont aussi nombreux que les bleus. La figure en bas à gauche représente les clusters extraits par *Burstgard*. Le signal injecté se trouve coupé (bleu et noir) du fait de l’utilisation d’une mauvaise position. La figure en bas à droite est le cluster final reconstruit par *Zebra gard*. Les trois petits clusters jaune, vert et rouge, comportent moins de $Nb_{pix} = 80$ pixels et sont donc éliminés.

3.3.6 Estimation du bruit de fond

Afin d’être le plus impartial possible, nous réalisons une analyse en aveugle, c’est-à-dire que dans un premier temps nous estimons notre bruit de fond et nous ajustons les critères de sélection sur un lot de données construit de telle sorte qu’il ne contienne aucun signal.

Le bruit des détecteurs d’ondes gravitationnelles n’est pas gaussien ni stationnaire. La principale conséquence est que l’on ne peut pas simuler des données de bruit. Pour remédier à ce problème, on va utiliser le fait que les données proviennent de plusieurs détecteurs, que l’on va décaler temporellement d’une durée arbitraire (méthode des time-slides). Un éventuel signal ne sera ainsi plus coïncident dans les détecteurs. Si un cluster apparait, on sait qu’il s’agit d’un excès de bruit dans les données. En augmentant plusieurs fois le décalage temporel, on obtient plusieurs lots de données de bruits indépendants les uns des autres qu’on utilise pour estimer les distributions de bruit de fond [122].

L’étude des distributions de bruit de fond permet de caractériser entièrement notre analyse. *STAMP-AS* utilise des décalages t_{lag} de durée égale à la moitié de la taille des cartes. Pour estimer complètement le bruit de fond, on fait plusieurs centaines de décalages.

Une fois le bruit de fond estimé, on analyse les données coïncidentes. Grâce à l'estimation du bruit de fond de l'analyse, on peut associer un taux de fausses alarmes (FAR) à chaque trigger cohérent, c'est-à-dire la durée minimale de données de bruit qu'il faut pour qu'un évènement similaire apparaisse par coïncidence accidentelle dans les détecteurs. Plus le FAR est faible, plus la probabilité que le trigger soit dû à du bruit est faible.

3.3.7 Estimation de la sensibilité

Afin de déterminer la sensibilité de notre analyse aux signaux recherchés, nous ajoutons dans les données des formes d'ondes gravitationnelles obtenues par modélisation de certaines sources. On mesure l'efficacité de notre chaîne d'analyse en divisant le nombre d'injections reconstruites N_{rec} par le nombre d'injections N_{inj} faites à une distance donnée :

$$Eff(\alpha) = \frac{N_{rec}(\alpha)}{N_{inj}(\alpha)}, \quad (3.30)$$

α est un facteur d'amplitude appliqué à la simulation originale (amplitude $h^0(t)$ à une distance D_0). On a donc l'amplitude de l'onde injectée $h_{+, \times}(t) = \alpha h_{+, \times}^0(t)$ à une distance $D = D_0/\alpha$.

STAMP-AS génère aléatoirement les temps d'injection dans les segments de données. La position et la polarisation de la source sont également aléatoires. On applique les mêmes critères de sélection que pour le bruit de fond.

On obtient ainsi des courbes d'efficacité pour des simulations de signaux d'ondes gravitationnelles de certaines sources en fonction de la distance. Une grandeur caractéristique est la distance à 50% d'efficacité qui représente l'horizon de sensibilité de notre analyse. S'il est difficile de parler de taux d'évènements attendus, on peut néanmoins calculer l'énergie minimale que doit émettre la source afin que l'on puisse la détecter. En faisant l'hypothèse que la source émet de façon isotropique et en utilisant la formule du quadrupôle, l'énergie transportée par l'onde gravitationnelle dans un angle solide dA , est :

$$\frac{dE}{dA} = \frac{c^3}{16\pi G} \int (\dot{h}_+^2 + \dot{h}_\times^2) dt. \quad (3.31)$$

En plaçant la source à l'horizon de notre analyse, on peut calculer une énergie caractéristique.

Nous injectons les formes d'ondes en choisissant aléatoirement la polarisation, définie par l'angles ψ , et l'angle d'inclinaison ι que fait le plan de la source (par exemple le plan contenant les deux corps massifs dans le cadre de la fusion de binaires) par rapport à la direction de propagation de l'onde. On module ainsi l'amplitude de l'onde gravitationnelle définie par H_+ et H_\times :

$$\begin{aligned} h_+ &= \frac{1+\cos^2(\iota)}{2} \cos(2\psi) H_+ - \cos(\iota) \sin(2\psi) H_\times \\ h_\times &= \frac{1+\cos^2(\iota)}{2} \sin(2\psi) H_+ + \cos(\iota) \cos(2\psi) H_\times \end{aligned} \quad (3.32)$$

Nous devons donc marginaliser l'expression (3.31) en intégrant sur les angles ψ et ι :

$$\frac{dE}{dA} = \frac{c^3}{16\pi G} \int \left(\frac{9}{16} \dot{H}_+^2 + \frac{1}{2} \dot{H}_\times^2 \right) dt. \quad (3.33)$$

STAMP-AS considère également des signaux non physiques (ad hoc) comme des signaux monochromatiques ou de bruit blanc afin de voir comment l'analyse reconstruit ce type de signal. Le principal intérêt d'utiliser des signaux ad hoc est de fabriquer des formes d'ondes génériques qui pavent l'ensemble

de l'espace des paramètres (durées et fréquences) de manière complète. Comme ces formes d'ondes ne correspondent à aucun modèle physique d'émission, on ne peut pas utiliser la distance de la source comme paramètre d'amplitude. On normalise arbitrairement les formes d'onde de telle sorte que :

$$h_{\text{rss}} = \sqrt{\int h_+^2 + h_\times^2} = 10^{-20}. \quad (3.34)$$

Trois familles de signaux adhoc sont considérées :

- signaux génériques ;
- sinus-gaussien ;
- bruit blanc.

Ces signaux décrivent des formes d'onde avec une certaine évolution temporelle de la fréquence. Bien que ces signaux adhoc ressemblent à la plupart des signaux physiques, l'espace des paramètres qu'ils couvrent n'est pas limité à des paramètres physiques, comme par exemple la masse de l'objet compact.

Les signaux génériques adhoc sont caractérisés par leur phase $\phi(t)$:

$$\begin{aligned} H_+ &= \cos(\phi(t)) \\ H_\times &= \sin(\phi(t)) \end{aligned} \quad (3.35)$$

avec

$$\phi(t) = 2\pi \left(f_0 t + \frac{1}{2} \left(\frac{df}{dt} \right) t^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{d^2f}{dt^2} \right) t^3 \right). \quad (3.36)$$

Par exemple, un signal où $\frac{df}{dt} = \frac{d^2f}{dt^2} = 0$ est purement monochromatique ; un signal où seul $\frac{d^2f}{dt^2} = 0$ est linéaire dans le plan temps-fréquence ; un signal où seul $\frac{df}{dt} = 0$ est purement quadratique dans le plan temps-fréquence.

Les sinus-gaussiens sont des signaux monochromatiques convolués par une enveloppe gaussienne de largeur τ . Ils sont souvent utilisés dans les analyses où les signaux ne sont pas bien modélisés car on peut approximer tout signal d'ondes gravitationnelles en une superposition de sinus gaussiens.

Le bruit blanc est un bruit stochastique dont la composition en fréquence est plate. Il s'agit d'un signal difficile à détecter car sa forme temporelle est similaire à certains bruits, mais qui est attendu pour certaines sources (l'effondrement du coeur d'une étoile, ou la superposition de plusieurs signaux). La table 3.3 résume les paramètres principaux utilisés pour générer différentes formes d'ondes.

TABLE 3.3 – Liste des principaux signaux adhoc et leurs paramètres utilisés dans la recherche de signaux transitoires de longue durée.

Modèles génériques

Nom	durée [s]	f_0 [Hz]	$\frac{df}{dt}$ [Hz/s]	$\frac{d^2f}{dt^2}$ [Hz/s ²]
mono A	150	90	0	0
mono B	250	90	0	0
mono C	250	405	0	0
line A	250	50	0.6	0
line B	100	900	-2.0	0
quad A	30	50	0	0.33
quad B	70	500	0	0.04

Modèles sinus-gaussien

Nom	durée [s]	f_0 [Hz]	τ [s]
sg A	150	90	30
sg B	250	505	50
sg C	250	405	50

Modèles bruit blanc

Nom	durée [s]	Bande de fréquence [Hz]
wnb A	20	50-400
wnb B	60	300-350
wnb C	100	700-750

3.4 Étude de cas : analyse de S5/S6

Je présente dans ce paragraphe les résultats de la recherche de transients longs avec **STAMP-AS** dans les données des 5^e et 6^e runs scientifiques des détecteurs initiaux LIGO qui ont été publiés [123]. Il s'agit de la première recherche de ce type de sources qui s'achevait au démarrage de ma thèse. Les paramètres de **STAMP-AS** utilisés pour l'analyse sont donnés dans la table 3.4.

L'estimation du bruit de fond s'est faite en utilisant la méthode des time-slides (cf. 3.3.6). 200 lags de 500 s ont été considérés ce qui correspond à l'équivalent de 150 ans de données de bruits pour S5/S6. La figure 3.8 montre la distribution cumulée du SNR des triggers de bruit de fond des runs S5 et S6. Les histogrammes les plus clairs montrent que dans chacun des lots de données, on a quelques triggers dont le SNR dépasse largement ce qu'on attend des données de bruit gaussien. Ces triggers sont associés à des *glitches* présents dans un détecteur qui se combinent avec des fluctuations dans l'autre détecteur. Ces *glitches* sont tellement forts qu'ils ne sont pas éliminés par le caractère cohérent de nos *ft*-maps. Il faut donc imposer d'autres critères de sélection. Deux méthodes complémentaires ont été retenues : SNR_{frac} et *DQFlags*.

Nom	Valeur	Description
Paramètres généraux		
w_{dur}	500 s	Taille des fenêtres
f_{min}	30 Hz	Fréquence minimale
f_{max}	1000 Hz	Fréquence maximale
N_{pos}	5	Nombre de positions dans le ciel testées
Paramètres du clustering		
Nb_{pix}	80	Nombre minimal de pixels d'un cluster
θ_{SNR}	0.75	Seuil sur le SNR des pixels
$R_{cluster}$	2	Distance maximale (en pixels) entre deux pixels pour être associés
Paramètres de la <i>glitch cut</i>		
θ_{Ξ}^+	1.05	Critère de sélection > 1 des pixels \mathcal{F}_+ et \mathcal{F}_-
θ_{Ξ}^-	0.95	Critère de sélection < 1 des pixels \mathcal{F}_+ et \mathcal{F}_-
$\theta_{\mathcal{F}}$	0.027	Seuil sur la fraction des pixels compris entre θ_{Ξ}^+ et θ_{Ξ}^-
θ_R	2	Seuil sur la densité spectrale de puissance
Paramètres pour l'estimation du bruit de fond		
N_{lag}	200	Nombre de décalage en temps réalisé
t_{lag}	250 s	Décalage en temps réalisé

TABLE 3.4 – Liste des paramètres de STAMP-AS utilisés lors de l'analyse de S5 et S6.

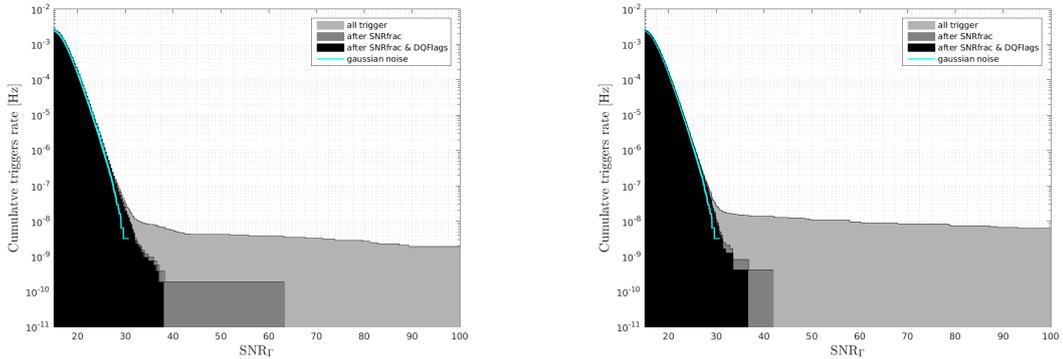


FIGURE 3.8 – Estimation du taux de fausses alarmes (FAR) en fonction de la statistique des triggers SNR_T pour les données de S5 (gauche) et S6 (droite). La courbe cyan représente la distribution attendue si les données étaient gaussiennes. Une large déviation par rapport au bruit gaussien est visible pour les grandes valeurs de SNR_T . Ces excès d'évènements sont dus à des *glitches* présents dans les données. Deux méthodes SNR_{frac} et $DQFlags$ ont été développées pour éliminer ces excès. La distribution en gris foncé illustre l'application de SNR_{frac} et la distribution noire représente l'application de SNR_{frac} et $DQFlags$. La distribution finale (noire) est proche de la distribution de bruit gaussien pour les deux runs S5 et S6.

3.4.1 SNR_{frac}

En étudiant les triggers issus de l'excès d'évènements, on a constaté que la plupart sont de courte durée (moins de 1 s). L'analyse se focalisant sur les signaux de longue durée, on pourrait imaginer utiliser la durée reconstruite des triggers pour éliminer les *glitches*. On a construit une variable plus

discriminante que la durée du trigger basée sur la distribution temporelle de SNR au sein d'un cluster. On définit la fraction de SNR présente dans un bin de temps par :

$$\text{SNR}_{\text{frac}}(t, \hat{\Omega}) = \frac{\int_f \text{SNR}_{\Gamma}(t, f, \hat{\Omega}) df}{\int_f \int_t \text{SNR}_{\Gamma}(t, f, \hat{\Omega}) dt df}. \quad (3.37)$$

où les intégrales sont calculées en prenant les pixels du cluster. Cette variable prend des valeurs entre 0 et 1. Le choix du seuil à 0.5 a été optimisé en maximisant la limite supérieure sur le taux d'évènements dans les données de S5 [116]. L'utilisation de cette sélection sur la distribution de bruit est visible sur la figure 3.8 (histogramme de couleurs intermédiaires).

3.4.2 DQ flags

Certains *glitches* proviennent de sources de bruits environnementaux et/ou instrumentaux. L'identification de ces sources de bruit est une tâche importante à la frontière entre l'analyse des données et la chasse aux bruits dans les détecteurs [119]. Les détecteurs sont surveillés en permanence par un ensemble de sondes (thermomètres, sismomètres, microphones, magnétomètres,...) ainsi que la position des éléments optiques et des faisceaux. Grâce à tous ces capteurs, on peut identifier certaines sources de bruit qui se propagent jusque dans le signal de frange noire. Par exemple, on a déjà mis en évidence un couplage électromagnétique entre le déclenchement d'une climatisation et un *glitch* dans les données de frange noire. Des équipes entières ont pour tâche d'identifier et supprimer les couplages. Malgré ce travail, il reste beaucoup de *glitches* liés à des sources de bruits externes ou internes. Les données des milliers de sondes (canaux auxiliaires) sont utilisées pour identifier les sources de bruits présents dans ces canaux et qui se couplent au signal de frange noire. Quand une famille de *glitches* est statistiquement associée à un bruit mesuré dans un canal auxiliaire, les périodes de temps sont tabulées dans les listes de *DQFlags*. Il s'agit de segments de temps utilisés ensuite par les analyses pour éliminer les évènements dus à des sources de bruits identifiées. Nous avons considéré l'ensemble de ces listes (plusieurs centaines pour chaque run) et étudié leurs effets sur la réjection des évènements de bruit de fond qui ont un grand SNR. Le but est de sélectionner les listes de *DQFlags* qui éliminent les évènements de bruit dus à une source de bruit bien identifiée sans supprimer un éventuel signal d'ondes gravitationnelles. Pour cela, il faut que les listes de *DQFlags* soient sélectives, c'est-à-dire qu'ils ne suppriment que les périodes de temps où il y a un *glitch* dans les données qui apparaît dans les évènements de bruits à grand SNR dans notre analyse. On cherche donc à minimiser le temps mort de ces listes et à maximiser son efficacité pour éliminer des évènements à grand SNR.

Pour S5 et S6, l'effet de ces *DQFlags* est montré sur la figure 3.8. La distribution des évènements de bruit après tous les critères de sélection appliqués est proche de celle obtenue avec des données de bruit gaussien.

3.4.3 Estimation de la sensibilité

Pour estimer la sensibilité de notre analyse, nous devons calculer l'efficacité de notre chaîne d'analyse à reconstruire des signaux d'ondes gravitationnelles de longue durée simulés et injectés dans les données. En ce qui concerne les sources astrophysiques, les paramètres des signaux injectés lors de l'analyse S5/S6 sont donnés dans la table 3.5.

Nom	Paramètre	Fréquence	Durée
adiA	M : 5 M_{\odot} , a_* : 0.3, ϵ : 0.05	135-166	39
adiB	M : 10 M_{\odot} , a_* : 0.95, ϵ : 0.2	110-209	9
adiC	M : 10 M_{\odot} , a_* : 0.95, ϵ : 0.4	130-251	236
adiD	M : 3 M_{\odot} , a_* : 0.7, ϵ : 0.035	119-173	142
adiE	M : 8 M_{\odot} , a_* : 0.99, ϵ : 0.065	111-260	76

TABLE 3.5 – Liste des paramètres des modèles ADI utilisés dans la recherche de signaux longs dans les données de S5 et S6. M est la masse, a_* est un paramètre du trou noir et ϵ est la fraction de masse du disque (1.3.6.1).

La table 3.6 résume la distance et l'amplitude h_{rss} des signaux pour lesquelles une efficacité de 50% est atteinte. En choisissant un seuil à 50% d'efficacité on se focalise sur la distance à laquelle l'efficacité chute rapidement comme illustrée sur la figure 3.9. C'est en quelque sorte une façon de définir un horizon de détection pour nos sources.

Nom	S5			S6		
	$h_{rss}^{50\%}$ [$10^{-21}/\sqrt{\text{Hz}}$]	distance ^{50%} [Mpc]	E_{GW} [$10^{-7} M_{\odot}c^2$]	$h_{rss}^{50\%}$ [$10^{-21}/\sqrt{\text{Hz}}$]	distance ^{50%} [Mpc]	E_{GW} [$10^{-7} M_{\odot}c^2$]
adiA	1.8	5.4	1.5	1.4	6.8	0.94
adiB	1.9	16.3	1.9	1.7	18.6	1.5
adiC	3.6	8.9	9.9	2.9	11.3	6.3
adiE	2.3	11.5	3.3	2.0	13.4	2.4
monoA	13.0	-	31.0	12.0	-	24.0
monoB	21.0	-	2300.0	11.0	-	700.0
lineA	3.9	-	4.9	3.1	-	3.1
lineB	8.5	-	96.0	5.2	-	37.0
quadA	2.7	-	2.4	2.4	-	1.9
quadB	5.1	-	16.0	2.9	-	53.0
sgA	24.0	-	100.0	19.0	-	62
sgB	21.0	-	2500.0	10.0	-	590
wnbA	7.2	-	55.0	5.5	-	32.0
wnbB	9.1	-	180.0	6.4	-	92.0
wnbC	21.0	-	5000.0	13.0	-	1700.0

TABLE 3.6 – Estimation de l'amplitude des ondes gravitationnelles et de la distance de leur source reconstruites à 50% d'efficacité. Les résultats sont obtenus en injectant 100 signaux dans les données et en utilisant les mêmes coupures que dans l'estimation du bruit de fond. Les signaux adhoc sont normalisés à 10^{-20} . L'énergie est calculée en supposant une source à 10 kpc.

Les études sur l'estimation de la sensibilité de la chaîne d'analyse permettent de montrer que malgré le soin apporté pour rester aussi agnostique que possible sur la forme du signal, STAMP-AS va plus ou moins bien reconstruire certains types de signaux. Par exemple, STAMP-AS est moins sensible aux signaux monochromatiques. La figure 3.10 montre l'amplitude des ondes gravitationnelles détectées à 50% d'efficacité pour les différents modèles étudiés en fonction de leurs fréquences. Des courbes d'iso-énergie pour une distance donnée sont ajoutées afin d'illustrer la quantité d'énergie à laquelle nous sommes sensibles.

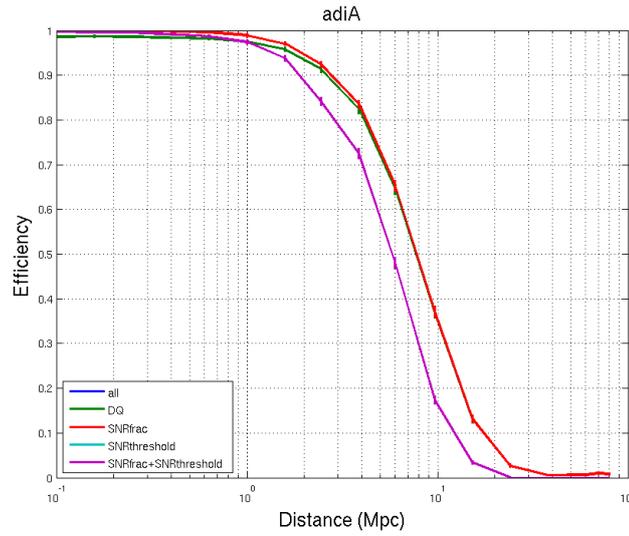


FIGURE 3.9 – Courbe d’efficacité en fonction de la distance pour les signaux provenant du modèle d’ADI A. La courbe bleue est obtenue en considérant tous les triggers. Les courbes verte, rouge et cyan sont obtenues en appliquant respectivement une sélection sur les $DQFlags$, SNR_{frac} ou un seuil sur le SNR des triggers à 30. Enfin la courbe violette est obtenue en combinant les sélections sur SNR_{frac} et le seuil en SNR. C’est la coupure sur le SNR qui affecte le plus la sensibilité. Autrement dit, les autres sélections destinées à éliminer le bruit de fond sont assez inoffensives pour un signal.

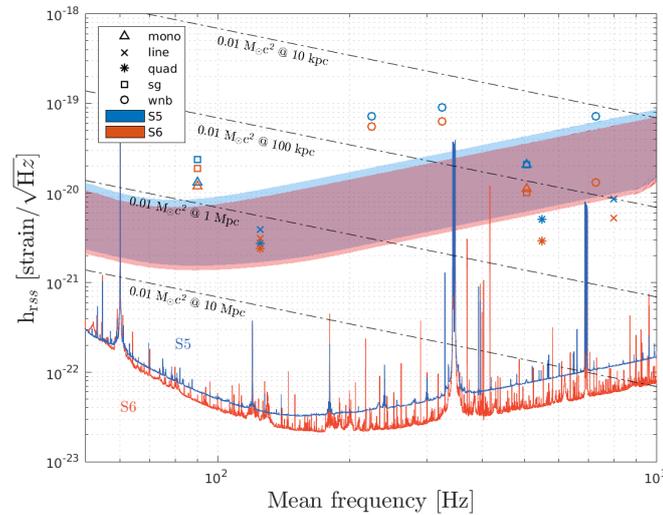


FIGURE 3.10 – Estimation de la sensibilité de **STAMP-AS** lors de l’analyse des données de S5/S6. Les courbes pleines représentent les PSD de S5 (bleu) et S6 (rouge). Les marqueurs représentent l’amplitude à 50% d’efficacité pour différentes familles de signaux injectés dans les données de S5 ou S6. Les pointillés montrent l’amplitude attendue pour une source émettant $0.01 M_{\odot} c^2$ à différentes distances. Enfin les zones de couleur représentent une estimation de la sensibilité de **STAMP-AS** calculée sur les signaux quad et mono pour S5 (bleu) et S6 (rouge). Cette zone illustre grossièrement les amplitudes minimales que l’on peut espérer détecter.

3.4.4 Résultats de la recherche des signaux transitoires longs dans les données de S5/S6

Après avoir déterminé les listes de $DQFlags$ et optimisé le seuil sur le SNR_{frac} , on connaît la distribution des événements de bruit de fond. On peut alors appliquer l'algorithme de recherche sur les données coïncidentes (sans décalage temporel entre H1 et L1) pour identifier les éventuels signaux. La figure 3.11 compare la distribution cumulative de SNR_{Γ} des événements dans les données coïncidentes à la distribution des événements de bruit. Pour chacun des lots de données, le nombre d'événements coïncidents est très bien estimé par le nombre d'événements de bruit de fond attendus. En présence d'un signal, nous attendons un ou plusieurs événements avec une large valeur de SNR_{Γ} où le nombre d'événements de bruit de fond est faible. La probabilité de fausses alarmes associée à chaque événement coïncident est la probabilité d'observer au moins N événements de bruit de fond avec un SNR_{Γ} plus grand que le SNR_{Γ}^* de l'évènement, soit :

$$FAP(N) = 1 - \sum_{n=0}^{N-1} \frac{n^{bk_g}}{n!} e^{-\mu_{bk_g}}, \quad (3.38)$$

où n^{bk_g} est le nombre d'événements de bruit de fond attendus d'un processus poissonnien. $\mu_{bk_g} = T_{obs} \times FAR(SNR_{\Gamma}^*)$. Si on considère l'évènement le plus énergétique, on a $N=1$ et on obtient une probabilité de fausses alarmes de 54% et 92% pour les événements les plus énergétiques de S5 et S6 respectivement ; ce qui indique qu'ils sont de toute évidence compatibles avec des événements de bruit.

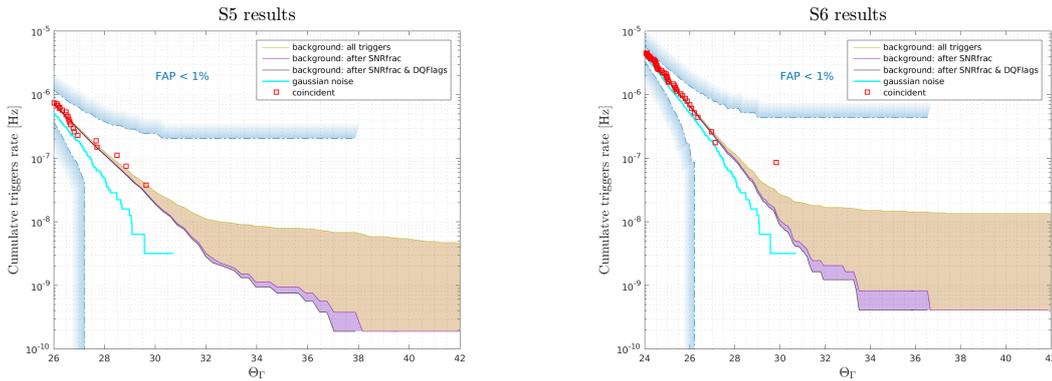


FIGURE 3.11 – Résultat de la recherche de transients longs dans les données de S5/S6. Les courbes de couleur (orange, violette, noire) représentent l'estimation de bruit de fond auquel on a appliqué différentes coupures. La courbe cyan représente la distribution de bruit de fond dans le cas où les données sont gaussiennes. Les carrés rouges représentent les résultats de l'analyse coïncidente. La distribution de triggers coïncidents est en accord avec notre estimation du bruit de fond (compatible avec les barres d'erreurs). Les courbes bleues délimitent les zones où la probabilité de fausses alarmes est inférieure à 1%.

On va maintenant traduire l'absence de signal en une limite sur le taux d'événements de signal transitoire de longue durée en faisant l'hypothèse que les sources sont distribuées uniformément et isotropiquement.

Nous avons utilisé deux implémentations de la méthode "loudest event statistic" [124] pour établir des limites à 90% de niveau de confiance.

La première méthode est un formalisme qui prend en compte à la fois le bruit de fond et la sensibilité de la recherche. Pour chaque type de signal ω considéré, on connaît l'efficacité $\epsilon_{\omega}(r)$ de détection d'un

signal en fonction de la distance r de la source pour un seuil de détection SNR_{Γ} . On va intégrer le volume d'Univers pondéré par l'efficacité de détection à la distance considérée pour obtenir le volume visible.

$$V_{vis}^{\omega}(SNR_{\Gamma}) = 4\pi \int_0^{\infty} \epsilon_{\omega}(r) r^2 dr . \quad (3.39)$$

On définit ensuite la densité de fausses alarmes (FAD) comme :

$$FAD(SNR_{\Gamma}) = \frac{FAR(SNR_{\Gamma})}{V_{vis}(SNR_{\Gamma})} . \quad (3.40)$$

Pour chaque lot de données et pour chaque type de signal, on peut associer une valeur de FAD à chaque évènement. Un intérêt de cette quantité est qu'on peut comparer les distributions de deux lots de données qui n'ont pas la même sensibilité au signal recherché. On va utiliser le FAD des évènements pour établir leur classement. Pour s'assurer d'avoir une distribution monotonique des évènements, on utilise la prescription :

$$FAD(SNR_{\Gamma}|i) = \min (FAD(SNR_{\Gamma}|i), FAD(SNR_{\Gamma}|i - 1)) , \quad (3.41)$$

où i est l'indice des évènements classés selon SNR_{Γ} croissant.

La somme des volumes multipliés par le temps de recherches faites dans plusieurs lots de données k s'exprime comme :

$$\sum_k V_{vis}(FAD_k^* \times T_{obs,k}) , \quad (3.42)$$

où V_{vis} est évalué au FAD_k^* de l'évènement le plus important. Cette quantité est utilisée pour généraliser la formule usuelle de la limite fréquentiste à 90% de niveau de confiance sur le taux d'évènements [124] :

$$R_{90\%,VT} = \frac{2.3}{\sum_k V_{vis}(FAD_k^*) \times T_{obs,k}} \quad (3.43)$$

où $T_{obs,k}$ est la durée d'observation de chaque lot de données. Le facteur 2.3 est le taux d'évènements moyen qui engendre un nombre non nul d'évènements 90% du temps.

Cependant cette limite ne peut être calculée que pour des signaux émis par des sources dont l'amplitude dépend directement de la distance de la source. Pour les analyses S5 et S6, il s'agit des signaux ADI. Pour les signaux adhoc nous ne pouvons calculer le volume visible. On utilise alors simplement l'efficacité de détection et (3.43) devient :

$$R_{90\%} = \frac{2.3}{\sum_k \epsilon(SNR_{\Gamma}) \times T_{obs,k}} \quad (3.44)$$

La figure 3.12 présente $R_{90\%,VT}$ obtenus pour les signaux ADI.

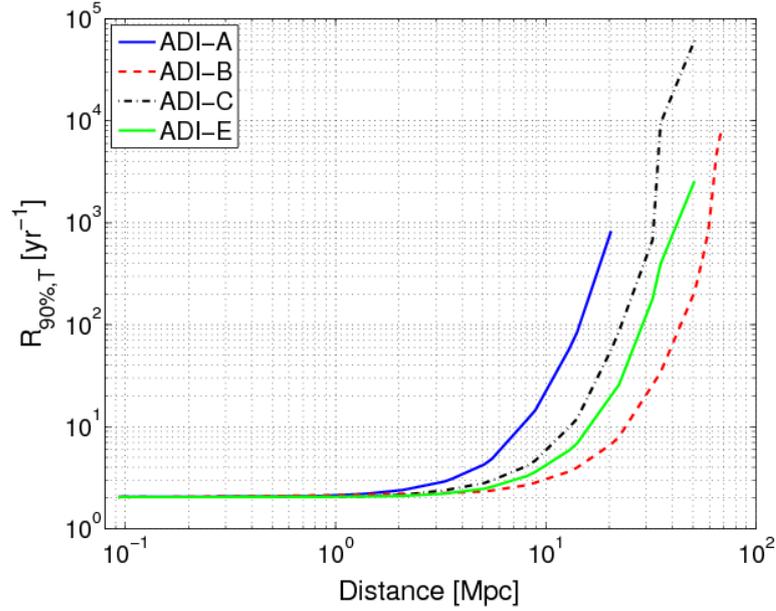


FIGURE 3.12 – Limites supérieures à 90% de niveau de confiance du taux $R_{90\%}$ pour différents modèles d’ADI en supposant une distribution poissonnienne et isotrope des sources. Pour des sources proches, c’est la durée des observations qui limite le taux. S5/S6 représente ≈ 1 an de données coïncidentes posant une limite du taux à ≈ 2 évènements par an. Pour des sources lointaines, c’est la sensibilité du détecteur qui limite le taux. Les limites posées sur le taux $R_{90\%}$ sont des ordres de grandeur au-dessus d’un taux réaliste, mais elles demeurent les premières à être posées pour ce genre de signaux [123].

3.5 Points faibles de STAMP-AS

Les données de S5 et S6 ont été utilisées pour la première recherche de signaux transitoires longs avec STAMP-AS. Cette recherche a permis d’identifier les faiblesses de l’implémentation de la chaîne d’analyse que nous détaillons dans la suite.

3.5.1 Estimation de la PSD dans le cas de signaux monochromatiques

L’estimation de la PSD implémentée dans STAMP-AS fait l’hypothèse que dans une bande de fréquence étroite, le signal est de courte durée. En effet, pour un temps donné, la PSD est le résultat de la moyenne des transformées de Fourier des 8 secondes précédentes et 8 secondes suivantes comme indiqué sur la figure 3.13. L’avantage de cette méthode est de pouvoir suivre les variations et les non-stationnarités des données tout au long de l’analyse.

Cependant cette méthode repose sur l’hypothèse que les données sont stables pendant les 16s et que pour chaque bin de fréquences considéré, les 16 secondes de données ne contiennent pas de signal d’ondes gravitationnelles. Cette dernière hypothèse n’est pas réalisée dans le cas où il y a un signal d’ondes gravitationnelles dans les données qui tend à être monochromatique. En effet, un signal monochromatique va se retrouver entièrement ou en partie dans les 16 secondes utilisées pour estimer la PSD qui se retrouve donc biaisée par le signal. L’estimation sur-estime le bruit durant le moment du signal. La figure 3.14 montre une ft -map d’un signal adhoc monochromatique injecté dans les données et dans quelle mesure l’estimation de la PSD va rendre ce signal moins visible dans notre analyse.

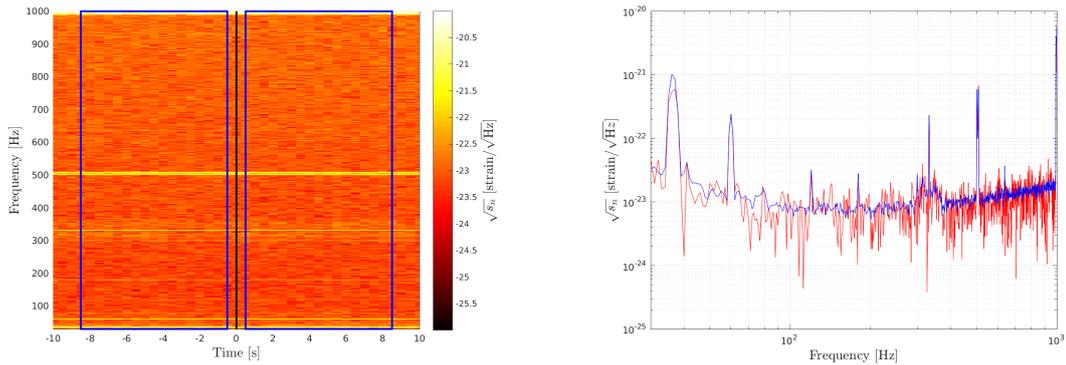


FIGURE 3.13 – Carte temps-fréquence des données cohérentes entre les détecteurs de LIGO Hanford et Livigston (gauche). La ligne noire ($t=0$) correspond au temps pour lequel on souhaite estimer la PSD. Les deux rectangles bleus représentent les données qui vont être utilisées dans le calcul de la PSD. Les courbes de droite représentent le carré de la transformée de Fourier (rouge) du segment considéré ($t=0$). La courbe bleue est l'estimation de la PSD en utilisant les segments présents dans les deux rectangles bleus. Cette estimation permet de bien suivre les non stationnarités du bruit ainsi que les nombreuses lignes présentes dans les données, mais on constate aussi que l'intégralité du signal à 500 Hz est présent dans l'estimation de la PSD.

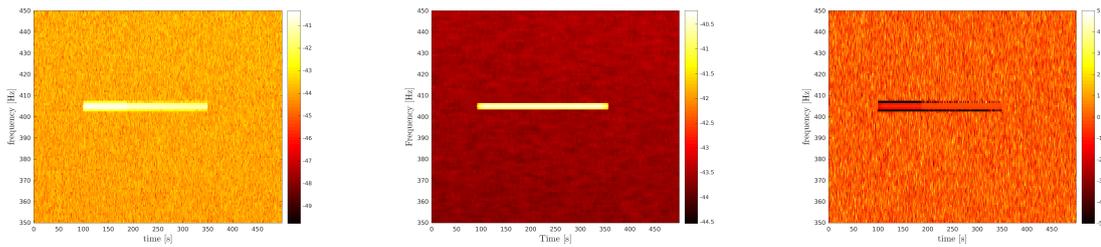


FIGURE 3.14 – Exemple du biais de la méthode actuelle d'estimation de la PSD. Carte temps-fréquence représentant \hat{Y} (droite), σ (centre) et SNR (gauche) pour un signal monochromatique injecté dans des données simulées. On voit très clairement que la carte σ_{Γ} qui représente une estimation du bruit est biaisée par le signal que l'on a injecté. La conséquence directe est une perte de SNR du signal. Les deux bandes à SNR -5 que l'on observe sont dues au fait qu'une partie du signal se retrouve dans les bandes de fréquences adjacentes dans la carte \hat{Y} . On note aussi qu'à cause de la fuite de puissance des spectrogrammes, on reconstruit une fraction du signal injecté dans les bins aux fréquences adjacentes.

3.5.2 Problème de l'utilisation des masques fréquentiels lors du clustering

Comme écrit au paragraphe 3.3.4, on masque certains bins de fréquences pour supprimer l'excès de bruit non stationnaire dans certaines bandes de fréquences. Par exemple, les fréquences des modes violons de vibration des fils des suspensions. Ces masques peuvent être assez larges (jusqu'à plusieurs dizaines de Hertz) pour couvrir l'ensemble des lignes qui apparaissent en forêt et les fuites de puissance dans les fréquences adjacentes. Ces masques ont un impact non nul lors du clustering. En effet, un signal présent dans le masque ne sera bien évidemment pas reconstruit. De même si un signal traverse un masque, il peut être coupé et reconstruit en deux (voire plus) sous-clusters de signification moindre (cf. figure. 3.15). Ainsi on perd en sensibilité car les nombreux masques présents sur la ft -map empêchent la bonne reconstruction des signaux.

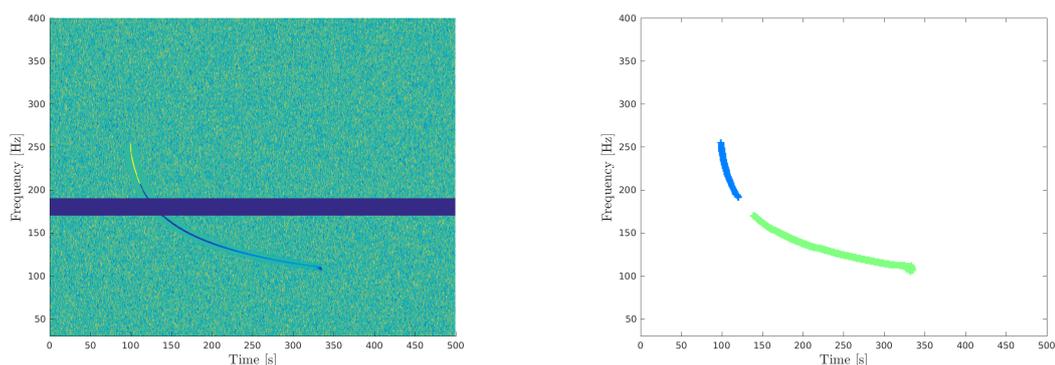


FIGURE 3.15 – Illustration de l’effet des masques lors de l’étape du clustering. La ft -map (gauche) contient un signal d’ondes gravitationnelles provenant d’ADI injecté dans du bruit gaussien, la bande bleue est le masque défini entre 160 et 180 Hz. La figure de droite montre la reconstruction du signal. On peut voir que l’algorithme de clustering a reconstruit le signal en deux clusters réduisant la puissance du signal reconstruit.

Il existe des moyens innovants qui permettent de se passer de l’utilisation des masques tout en prenant en compte les nombreuses lignes qui sont présentes dans les données. Nous verrons certaines de ces méthodes dans la section 6.

3.5.3 Localisation de la source

Les compromis faits pour réduire le nombre de positions dans le ciel analysées (5 positions avec *ZebraGuard*) ne permettent pas de reconstruire la position de la source avec précision.

On peut certes avancer l’argument que STAMP-AS est une chaîne d’analyse dédiée à la détection et que d’autres analyses peuvent être menées sur les segments intéressants repérés par STAMP-AS. Cependant, ce compromis sur le nombre de positions a également un coût sur le SNR reconstruit d’un signal, on perd un peu ($\sim 10\%$) en efficacité en analysant moins de positions.

3.5.4 Temps d’exécution et mémoire utilisée lors d’une analyse complète.

Le dernier problème que présente la version de STAMP-AS utilisée dans les données de S5/S6 est lié au temps d’exécution d’une analyse. Il faut environ 500s pour analyser une fenêtre de données et extraire des triggers cohérents. S5 comprend 88087 fenêtres et S6 42800 fenêtres. A cela, il faut multiplier par le nombre de time-slides que l’on fait (200 pour l’analyse S5/S6). On arrive à un total de 415 années CPU. La méthode des time-slides est donc très coûteuse en temps CPU car on traite tous les bins de la même manière.

Des problèmes de mémoire apparaissent également : les données S5/S6 représentent quelques Tb, qui doivent être lus de manière optimum.

Des efforts d’optimisation ont été faits pour réduire le temps d’exécution et la mémoire utilisée pour l’analyse S5/S6, mais seule une réécriture complète du code dans une vraie optique d’analyse “all-sky” permettra de gagner des ordres de grandeur. Ces efforts seront décrits dans la section 6.

Analyse des données du premier run d'observation O1 d'advanced LIGO

4.1 Introduction

O1 est le premier run d'observation des détecteurs de nouvelle génération advanced LIGO. Advanced Virgo était encore en phase d'installation et de commissioning pendant toute la durée de O1. D'une sensibilité 3 fois supérieure à la génération précédente, advanced LIGO a observé pour la première fois un signal d'ondes gravitationnelles provenant d'une coalescence de trous noirs, le 14 septembre 2015 [94]. Trois mois plus tard un second signal similaire est enregistré dans les données le 26 décembre 2015 [98].

Ces mêmes données ont été le sujet de nombreuses autres recherches [125, 126, 127, 128, 129] parmi lesquelles une recherche de signaux transitoires de longue durée [130]. Initiées par STAMP-AS, deux autres chaînes d'analyse nommées cWB et X-SphRad rejoignent l'analyse.

Les détecteurs de seconde génération peuvent être considérés comme totalement nouveaux. L'effet des nouvelles sources de bruit doit donc être étudié en détail. Les lignes spectrales identifiées dans les données de S5/S6 sont différentes et de nombreuses sources de bruits transitoires (*glitches*) sont apparues. Ceci nous a conduit à développer de nouveaux critères de réjection du bruit de fond.

4.2 Analyse O1 selon STAMP-AS

4.2.1 Configuration

La configuration de STAMP-AS pour l'analyse O1 est presque identique à celle utilisée dans S5/S6. On utilise toujours des fenêtres de 500 s pour construire les ft -maps. La bande de fréquences, est quant à elle, étendue de 24 Hz à 2000 Hz afin de profiter au maximum du gain de sensibilité et de chercher des signaux à haute fréquence. La résolution des cartes reste de $1\text{ s} \times 1\text{ Hz}$.

La liste des fréquences que l'on doit masquer est mise à jour pour inclure notamment les fréquences entre 1 kHz et 2 kHz et prendre en compte les nouvelles lignes spectrales des nouveaux détecteurs. La complexité des nouvelles suspensions d'advanced LIGO fait que le nombre de résonances des modes violons des fils de suspension des miroirs a considérablement augmenté par rapport à S5/S6.

La figure 4.1 représente la densité spectrale d'amplitude (ASD) qui est la racine de la PSD, estimée à partir des données de O1, on y voit les nombreuses lignes présentes sur toute la bande de fréquence. La figure de droite se focalise sur la bande de fréquences 1400-1700 Hz ; des lignes d'amplitude et de largeur différentes sont présentes qu'il va falloir prendre en compte dans notre analyse. La plupart de ces lignes fluctuent au cours du temps rendant leur prise en compte difficile.

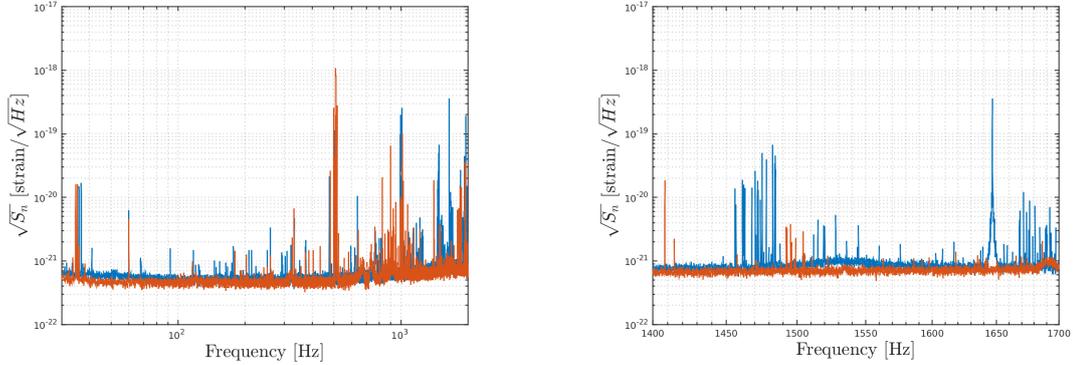


FIGURE 4.1 – Courbes de sensibilité des détecteurs aLIGO de Hanford (bleu) et Livingston (rouge) durant O1. On y voit de nombreuses lignes principalement dues aux résonances des nouveaux modules des détecteurs avancés. La figure de droite représente un zoom effectué sur la bande de fréquences 1400-1700 Hz. On y voit des lignes d'amplitude et de largeur variée. Bien que la plupart de ces lignes fluctuent au cours du temps, notre estimation de l'ASD nous permet de prendre en compte la plupart de ces lignes. Au final, seule 8.4% de la bande de fréquences sera masquée à cause de ces lignes.

Notre estimation de la PSD, bien que présentant certains problèmes vis-à-vis des signaux monochromatiques, a le mérite de bien estimer les lignes spectrales offrant un gain de temps en terme d'analyse (il n'y a pas besoin d'analyser toutes les lignes) et en terme de sensibilité (la plupart des lignes sont contenues dans l'estimation de la PSD et n'ont pas besoin de masque pour être retirées des données). Au total la fraction de fréquences masquée a augmenté de 7.2% à 8.4%. La table 4.1 donne la liste des fréquences masquées.

Le veto *glitch cut* a également été mis à jour pour l'analyse des données de O1, en particulier pour prendre en compte l'augmentation de la bande de fréquences analysée. La table 4.2 liste les paramètres utilisés pour l'analyse de O1.

Par ailleurs, nous avons considéré de nouveaux modèles d'ondes gravitationnelles pour estimer la sensibilité de notre recherche à des signaux d'ondes gravitationnelles dont la fréquence peut atteindre 2 kHz.

Fréquence [Hz]	Masques [Hz]	Description
35	33-37	Lignes de calibration
60	57-63	Fluctuation du courant électrique (fondamentale)
120	118-122	Fluctuation du courant électrique (harmonique)
180	178-182	Fluctuation du courant électrique (harmonique)
240	239-241	Fluctuation du courant électrique (harmonique)
300	299-303	Fluctuation du courant électrique (harmonique)
306	306-308	Modes violon de la séparatrice
330	331-332	Lignes de calibration
499-516	498-518	Modes violons des suspensions (fondamentale)
991-1010	991-1027	Modes violons des suspensions (harmonique)
1450-1500	1454-1512	Modes violons des suspensions (harmonique)

TABLE 4.1 – Liste des masques de fréquences utilisés sur les données O1 des détecteurs aLIGO. Les nouvelles suspensions d’aLIGO réduisent la contribution du bruit sismique mais des structures plus complexes de lignes spectrales autour de leurs modes violons sont apparues. L’amplitude et les fréquences de ces lignes fluctuent dans le temps ce qui nous oblige à masquer de larges bandes de fréquences.

Nom	Valeur	Description
Paramètres généraux		
$wdur$	500 s	Taille des fenêtres
f_{min}	24 Hz	Fréquence minimale
f_{max}	2000 Hz	Fréquence maximale
N_{pos}	5	Nombre de positions dans le ciel testées
Paramètres du clustering		
Nb_{pix}	80	Nombre minimal de pixels d’un cluster
θ_{SNR}	0.75	Seuil sur le SNR des pixels
$R_{cluster}$	2	Distance maximale entre deux pixels pour être associés
Paramètres de la <i>glitch cut</i>		
θ_{Ξ}^+	1.05	Critère de sélection > 1 des pixels \mathcal{F}_+ et \mathcal{F}_-
θ_{Ξ}^-	0.95	Critère de sélection < 1 des pixels \mathcal{F}_+ et \mathcal{F}_-
$\theta_{\mathcal{F}}$	0.15	Seuil sur la fraction des pixels compris entre θ_{Ξ}^+ et θ_{Ξ}^-
θ_R	2	Seuil sur la densité spectrale de puissance
Paramètres pour l’estimation du bruit de fond		
N_{lag}	600	Nombre de décalage en temps réalisé
t_{lag}	250 s	Décalages en temps réalisés

TABLE 4.2 – Liste des paramètres de STAMP-AS utilisés lors de l’analyse des données de O1.

4.2.2 Nouveaux modèles d’ondes gravitationnelles de longue durée

Deux nouvelles familles de formes d’onde ont été ajoutées afin de mieux paver l’espace des paramètres. Tout d’abord, nous avons considéré le modèle d’accrétion du halo de matière autour d’une étoile à neutrons instable nouvellement créée (fallback accretion ou FA décrit dans le paragraphe 1.3.6.4), ainsi qu’un modèle d’émission de magnétars décrit dans le paragraphe 1.3.6.5.

Ces nouvelles familles viennent compléter avantageusement les modèles d’instabilités du disque d’accrétion autour d’un trou noir (ADI) et les modèles adhoc utilisés lors de l’analyse S5/S6. En

particulier elles permettent d'estimer la sensibilité de notre analyse à haute fréquence (1000-2000 Hz). Les paramètres utilisés pour ces deux modèles sont donnés dans la table 4.3.

TABLE 4.3 – Lot de paramètres utilisés pour générer les formes d'onde des modèles FA et de magnétars.

Modèles de FA

Nom	Durée [s]	Fréquence [Hz]
FA A	25	1200-1500
FA B	197	800-1075

Modèles de magnétars

Nom	Paramètre	Durée [s]	Fréquence [Hz]
magnetar D	$\epsilon : 0.005$	400	1598-1900
magnetar E	$\epsilon : 0.01$	400	1171-1450
magnetar F	$\epsilon : 0.5$	400	579-950
magnetar G	$\epsilon : 0.08$	400	405-490

4.2.3 Lonetrack

Parmi les modifications majeures de *STAMP-AS*, on peut noter l'introduction de *Lonetrack*, un nouvel algorithme de clustering. *Lonetrack* est né de l'idée que les signaux recherchés ont une allure assez régulière (des courbes monotones assez bien représentées par des courbes de Béziérs [131]). Après avoir appliqué un seuil $\rho_{lonetrack}$ choisi empiriquement sur une *ft*-map, on choisit trois pixels aléatoirement et on construit la courbe de Béziérs passant par ceux-ci. On va ensuite collecter tous les pixels présents sur la trajectoire de la courbe définissant notre cluster. On réitère ces étapes avec un lot de trois pixels différents, nous donnant chaque fois un cluster différent. Au final, on garde le cluster de plus grand SNR [132, 133].

Cependant, on ne peut pas tester toutes les combinaisons à trois pixels sur une carte de quelques millions de pixels car cela prendrait trop de temps. On arrête donc le processus itératif après un certain nombre T d'itérations. On peut montrer [132] qu'en considérant environ $T = 2 \times 10^7$ lots aléatoires de trois pixels, on arrive à reconstruire n'importe quel signal en un temps raisonnable (bien inférieur à la durée des données analysées).

De plus, on peut ajouter des critères de sélection sur les trois pixels choisis. Par exemple, afin de ne considérer que les signaux de longue durée, tout trigger de moins de 50s n'est pas considéré. De même, afin de prendre en compte certaines lignes fluctuantes, toutes les courbes composées de trois points proches en terme de fréquence (signaux quasi-monochromatiques) ne sont pas considérées.

L'avantage de *Lonetrack* comparé à *Zebra* est qu'il n'est pas sensible aux masques de fréquence et au veto *glitch cut* : il va suivre le signal de part et d'autre de la bande cachée. Cependant, *Lonetrack* fait l'hypothèse qu'un seul signal d'onde gravitationnelle est présent par carte. La figure 4.2 illustre la reconstruction par *Lonetrack* d'un signal injecté dans des données.

Du fait du grand nombre de tirages aléatoires faits pour son clustering, *Lonetrack* est plus lent que *Zebra*. Pour ne pas alourdir l'analyse *STAMP-AS* plus encore, une nouvelle méthode d'estimation de bruit de fond est alors considérée [134, 135].

Plutôt que de faire un décalage temporel sur le signal puis de construire entièrement la *ft*-map cohérente pour une position donnée, on divise ce processus en deux étapes.

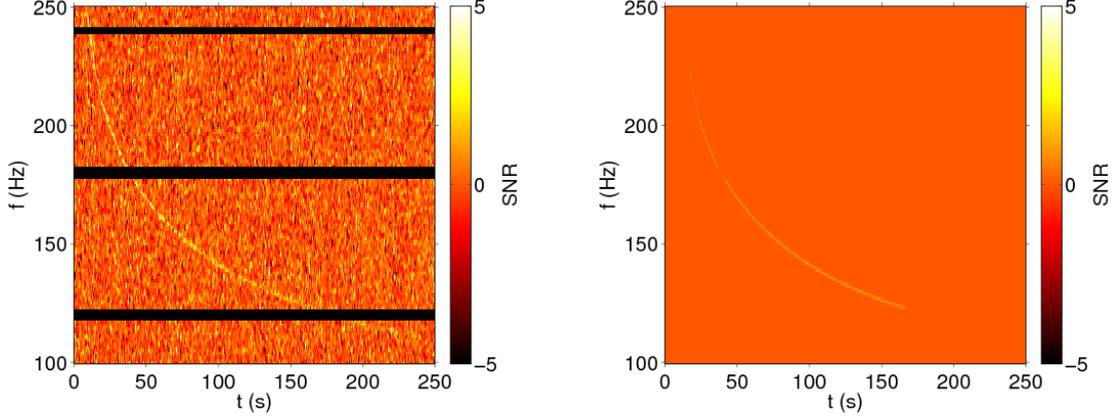


FIGURE 4.2 – Illustration du mécanisme de clustering de *Lonetrack* : ft -map simulée avec du bruit gaussien dans lequel un signal simulé d’ADI est injecté (droite), reconstruction du signal (gauche) par *Lonetrack*.

Dans un premier temps, on travaille avec les données d’un détecteur I seul en construisant des ft -maps d’une nouvelle statistique nommée AP_I :

$$AP_I(t, f) = \frac{P_I(t, f)}{P_I^{adj}(t, f)}, \quad (4.1)$$

où P_I et P_I^{adj} ont été définis dans le paragraphe 3.3.3.

On extrait ensuite les clusters Γ_I pour chacune de ces cartes. Ces listes de clusters, valables pour un détecteur seul, indiquent les fenêtres contenant un signal potentiellement intéressant, réduisant le volume de données à analyser.

L’étape suivante consiste à prendre chacun des triggers obtenus pour le détecteur I et à construire à partir des données du détecteur J, en incluant le décalage temporel, la ft -map de la statistique AP_J . On combine ensuite le cluster Γ_I avec la ft -map du détecteur J. Pour chaque pixel du cluster, on calcule la statistique p_{IJ} :

$$p_{IJ}(t, f) = \frac{2\sqrt{2}}{N} \frac{P_I * (t, f) P_J(t, f)}{P_I^{adj}(t, f) P_J^{adj}(t, f)}, \quad (4.2)$$

avec N un facteur de normalisation.

On passe alors d’un calcul d’une statistique (SNR) basée sur quelques millions de pixels à une statistique (p_{IJ}) de seulement quelques centaines, réduisant la mémoire utilisée.

Pour inclure la position de la source, on peut, au premier ordre, se restreindre au délai $\Delta\tau$ entre deux détecteurs (on suppose les facteurs d’antenne constants sur la durée de la carte). On définit alors Λ^{IJ} la cohérence obtenue à partir des pixels du cluster Γ_I et de la ft -map du détecteur J comme :

$$\Lambda^{IJ} = \frac{1}{N^{1/2}} \max_{\Delta\tau} \sum_{(t,f) \in \Gamma_I} \Re \left[e^{2\pi i f \Delta\tau} p_{IJ}(t, f) \right] \quad (4.3)$$

Ce calcul simplifié de la cohérence permet de tester plus de positions dans le ciel et donc d’augmenter la sensibilité de l’analyse. La table 4.4 donne les paramètres de *Lonetrack* utilisés dans l’analyse des données de O1.

Nom	Valeur	Description
Paramètres de <i>Lonetrack</i>		
$\rho_{lonetrack}$	0.10% des pixels les plus forts	Seuil sur la valeur des pixels
ρ_{dur}	50 s	Durée minimale d'un cluster
T	1 000 000	Nombre maximal d'itérations
N_{pos}	500	Nombre de positions dans le ciel testées

TABLE 4.4 – Liste des paramètres de *Lonetrack* utilisés lors de l'analyse des données de O1.

L'avantage de cette méthode est que l'on gagne considérablement en terme de temps d'exécution. En effet, le point limitant de la vitesse d'exécution de l'analyse est le clustering. Normalement, c'est par exemple ce qui est fait dans *ZebraGuard*, on reconstruit les clusters pour chaque carte construite, c'est-à-dire une par position. Cette étape est donc répétée autant de fois qu'on construit de cartes cohérentes. Avec cette nouvelle méthode, le clustering n'est plus appliqué qu'une fois par fenêtre.

4.2.4 Estimation du bruit de fond

4.2.4.1 Lonetrack

Grâce à la technique d'accélération du calcul des time-slides décrite précédemment, *Lonetrack* atteint l'équivalent de 12000 ans de données de bruits de fond simulés pour 49 jours de données alors que *ZebraGuard* n'atteint que 50 ans pour à peu près le même temps de calcul.

Les contraintes imposées sur la forme du signal via l'utilisation de courbes de Bézières, permettent aux nombreux *glitches* de ne pas être reconstruits. Les critères de sélection appliqués sur les lots de trois pixels permettent d'exclure les signaux courts et les lignes. La distribution finale est proche d'une distribution gaussienne sans qu'aucun autre critère de sélection ne soit nécessaire (cf. 4.3).

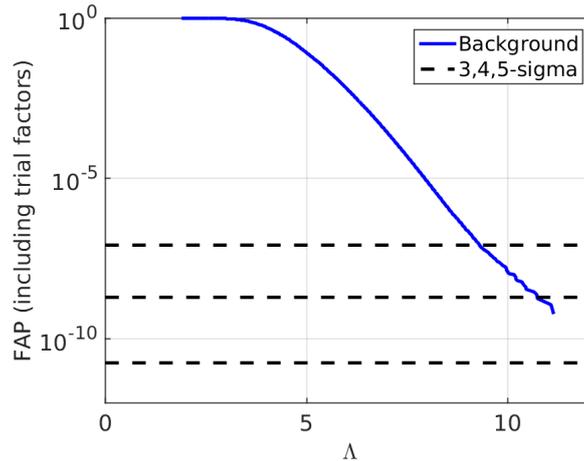


FIGURE 4.3 – Distribution de la probabilité de fausses alarmes en fonction de la statistique Λ des triggers reconstruits avec *Lonetrack*. Les lignes horizontales représentent les valeurs à 3, 4 et 5 σ en considérant une distribution gaussienne.

4.2.4.2 Zebragard

Pour les données de O1, nous avons généré des événements de bruit avec la méthode des time-slides pour un équivalent de 82 ans (600 time-slides). Un très large excès de triggers à grand $\text{SNR}_\Gamma > 30$ est visible sur la figure 4.4 ce qui nous a conduit à développer deux nouveaux critères en plus de ceux utilisés durant S5/S6 : *TFveto* et *Rveto*.

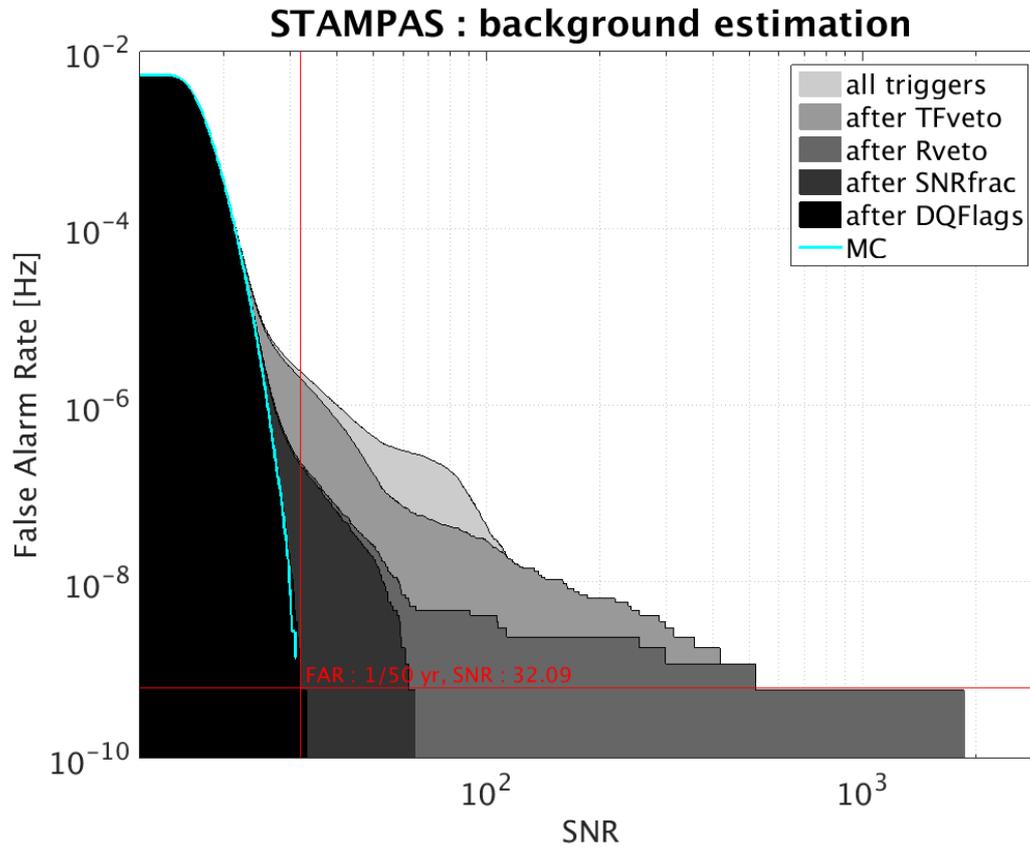


FIGURE 4.4 – Distribution du taux de fausses alarmes en fonction de la statistique cohérente des triggers SNR_Γ . Un large excès de triggers à grand SNR_Γ est visible comparé à la distribution obtenue avec du bruit simulé (cyan). Ces événements sont d’origines multiples et peuvent être associés à des *glitches* ou des lignes fluctuantes. De nouveaux critères de sélection sont développés pour supprimer cet excès. L’effet de ces critères est visible sur la figure. Une fois tous les critères de sélection appliqués, la distribution finale est proche de celle obtenue avec du bruit gaussien.

Nous avons étudié les événements de bruits possédant une large signification ($\text{SNR}_\Gamma > 30$). La figure 4.5 montre la distribution des événements de bruits de fond en fonction de leur temps GPS, leur fréquence et leur durée. À partir de ces distributions, nous avons identifié deux familles d’événements.

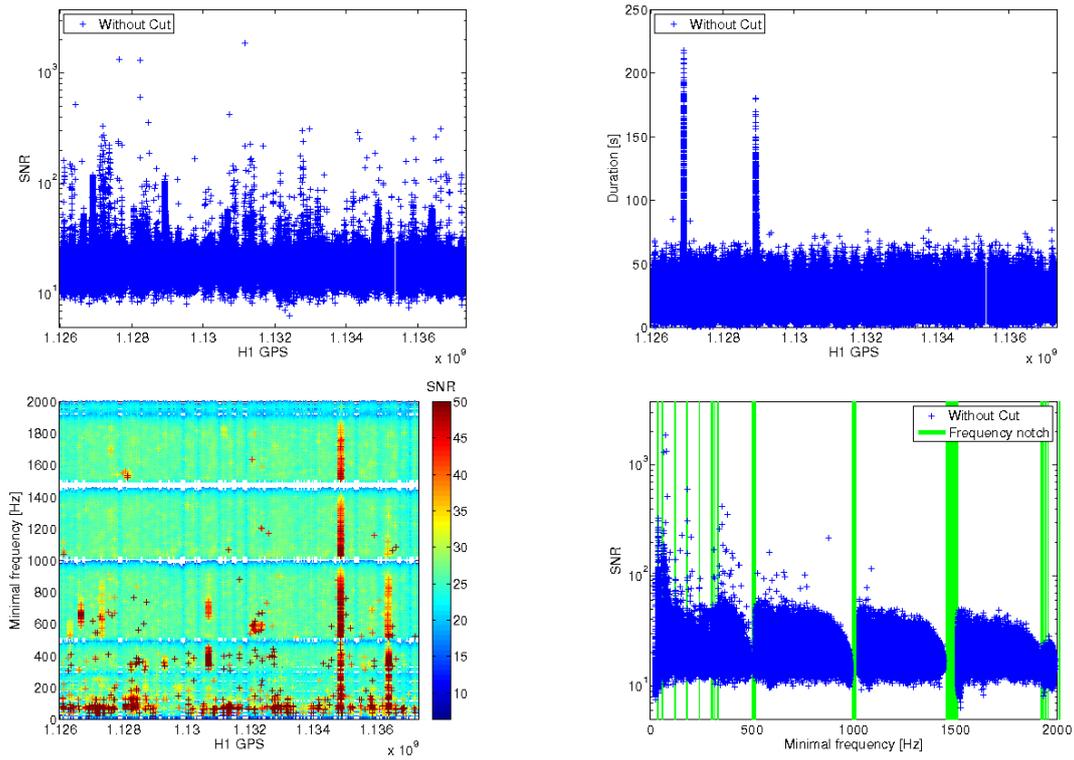


FIGURE 4.5 – Distributions de différentes caractéristiques des événements de bruit de fond. La distribution en haut à gauche représente la distribution de SNR_{Γ} en fonction du temps GPS dans H1. Les excès d'événements à grand SNR_{Γ} sont visibles sur des périodes particulières où les données sont de mauvaise qualité. La distribution en haut à droite montre la durée des triggers en fonction du temps GPS. On voit deux périodes apparaître où il y a des excès d'événements de longue durée. Ces événements sont associés à une ligne qui fluctue pendant une petite période de O1. En bas à gauche, la figure représente la fréquence en fonction du temps et en fonction du SNR des triggers. Des périodes et des fréquences caractéristiques d'événements fort apparaissent clairement. Enfin la figure en bas à droite montre la distribution de la fréquence minimale des événements. La majorité des événements de fort SNR sont à basse fréquence là où le bruit des détecteurs est le plus non stationnaire.

La première est constituée d'événements localisés en temps et en fréquence, plus précisément ils apparaissent au début d'un segment de données d'un des détecteurs. Situés autour de 40 Hz et de 1020 Hz, on peut associer ces événements à une ligne qui est excitée au début d'un segment comme le montre la figure 4.6. L'effet n'est pas systématique (tous les débuts de segments de données ne sont pas affectés), mais cela correspond à seulement une vingtaine de périodes de temps durant O1. Ces périodes de temps propres à un détecteur sont répertoriées et on définit des zones temps-fréquence sur les ft -maps correspondantes : tous les triggers chevauchant ces zones sont supprimés. On définit ainsi un nouveau critère de sélection que l'on appelle $TFveto$.

La table 4.5 résume les temps et fréquences qui servent à définir ces zones. L'effet de ce critère de sélection sur la distribution est visible sur la figure 4.4.

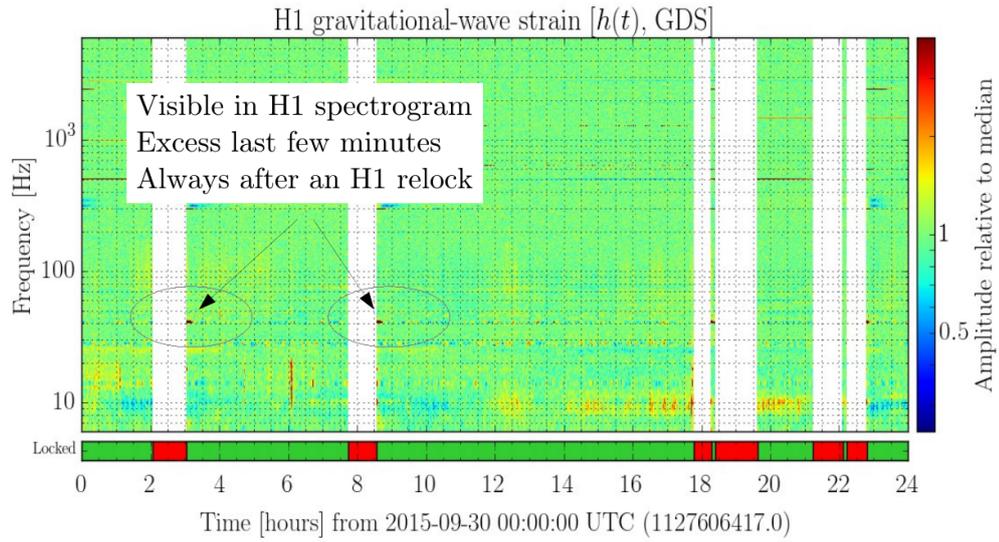


FIGURE 4.6 – Spectrogramme des données de H1 le 30 septembre 2015. On peut y voir des excès de puissance au niveau de 40 Hz durant les phases de *relock*. Ces excès d’énergie présents dans le détecteur durent quelques 30 min et produisent des excès de triggers dans l’analyse de transients longs menée par STAMP-AS.

Détecteur	GPS min	GPS max	Fréquence min	Fréquence max
H1	1126910400	1126912500	10	50
H1	1127118800	1127121000	10	50
H1	1127617400	1127619200	10	50
H1	1127637400	1127639200	10	50
H1	1128211900	1128213700	10	50
H1	1128318500	1128320000	10	50
H1	1128931500	1128933400	10	50
H1	1129758300	1129759900	1010	1040
H1	1129773200	1129776400	1010	1040
H1	1129785900	1129789100	1010	1040
H1	1130585100	1130586900	10	50
H1	1133759400	1133761300	10	50
H1	1133674600	1133692400	1010	1025
H1	1134280400	1134282200	10	50
H1	1137210600	1137212400	10	50
L1	1134345617	1134378017	1010	1040
L1	1133931617	1133967617	1010	1040
L1	1133737217	1133766017	1010	1040
L1	1134864017	1134914417	1010	1040
L1	1134493217	1134522017	1010	1040

TABLE 4.5 – Liste des principales zones utilisées par *TFveto* pour supprimer les excès de triggers localisés en temps et en fréquence produits généralement par des lignes excitées temporairement.

L'autre famille d'évènements de bruit à grand SNR est due à la présence d'un très fort *glitch* dans un détecteur qui se combine avec des fluctuations dans l'autre détecteur et parvient à produire un trigger cohérent de fort SNR. La statistique de cohérence de STAMP-AS est bâtie pour empêcher ce mécanisme de se produire, mais le nombre élevé de *glitches* dans O1 ainsi que leur forte amplitude met en défaut la cohérence.

Pour minimiser l'impact de ces forts *glitches*, on a défini une nouvelle statistique : une fois un cluster extrait d'une ft -map cohérente, on utilise ces pixels $(t;f)_\Gamma$ pour calculer un SNR $AP_{\Gamma,I}$ basé sur le signal du détecteur I :

$$AP_{\Gamma,I} = \sum_{t,f \in (t,f)_\Gamma} \frac{\tilde{s}(t,f)}{P_{adj}(t,f)}. \quad (4.4)$$

On définit ensuite le rapport des contributions de chaque détecteur I et J au SNR global d'un trigger :

$$R_{IJ} = \frac{AP_{\Gamma,I}}{AP_{\Gamma,J}}. \quad (4.5)$$

Pour un signal donné, ce rapport dépend de l'alignement des détecteurs : si les détecteurs sont alignés, ce rapport tendra vers 1. S'ils ne le sont pas, le rapport tendra vers une valeur dépendant des diagrammes d'antenne.

A ce stade nous faisons l'hypothèse que les détecteurs sont alignés. Cette hypothèse est à peu près valable lorsque l'on considère la paire formée par les détecteurs aLIGO mais n'est plus vraie si l'on considère aVirgo. Dans le cas de O1, seuls les détecteurs aLIGO sont disponibles, nous plaçant dans le cas où cette hypothèse est valable. Ainsi le rapport R_{IJ} ne dépend pas de la position en première approximation et doit tendre vers 1.

Nous avons étudié la distribution de R_{IJ} (voir figure 4.7) pour l'ensemble des triggers. En appliquant un seuil sur R_{IJ} , on élimine une grande fraction de ces évènements de bruit. Cependant, cette sélection n'est pas sans conséquence sur un évènement de signal. Nous avons donc construit les distributions R_{IJ} pour tous les signaux d'ondes gravitationnelles considérés dans l'analyse pour vérifier que l'allure de la distribution 4.7 ne dépend pas de la forme exacte du signal. La figure 4.7 montre la distribution de R_{IJ} obtenue pour un signal d'ADI.

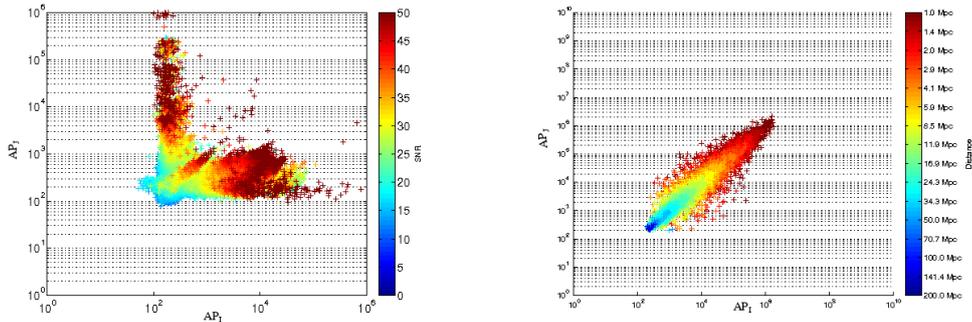


FIGURE 4.7 – Distribution de AP_Γ d'un détecteur en fonction de AP_Γ de l'autre détecteur pour des évènements de bruit (gauche) ou de signal simulé (droite). Une coupure sur le rapport R_{IJ} permet d'éliminer certains évènements de fort SNR tout en gardant le signal d'ondes gravitationnelles.

En supposant que la perte de signal ne dépasse pas quelques %, nous avons trouvé qu'en demandant que R_{IJ} soit inférieur à 3 et supérieur à $1/3$, on élimine une large fraction des évènements de bruit. Ce nouveau critère de sélection sur R_{IJ} se nomme *Rveto*. La figure 4.4 illustre l'effet de cette coupure sur les données de O1 analysées par *Zebagard*.

En continuant d'étudier les événements de bruit qui restent, nous avons remarqué que certains étaient indubitablement associés à un bruit instrumental identifié dans un des milliers de canaux auxiliaires. Comme pour l'analyse S5/S6, nous avons considéré l'ensemble des listes des *DQFlags* qui ont été construits pour les données de O1 de manière similaire à la procédure mise en place pour S5/S6 (paragraphe 3.4.2) et testé leur efficacité à éliminer nos événements de bruit. Le temps total de ce *DQFlags* vaut 0.46% des 49 jours de données analysables permettant de cibler de façon efficace les triggers associés à ce bruit magnétique, tout en sauvegardant la majeure partie des données.

Pour finir, l'utilisation de SNR_{frac} dans la même configuration que S5/S6 permet de supprimer les derniers événements de bruit à fort SNR. La figure 4.4 illustre l'effet de ces différents critères de sélection sur la distribution de bruit de fond. La distribution finale obtenue après application de ces 4 critères est proche de celle obtenue en considérant un bruit gaussien.

4.3 Analyse long transient durant O1

À la différence des données S5/S6 où seul *STAMP-AS/Zebagard* était utilisé, les données de O1 ont aussi été analysées par deux autres chaînes d'analyse *cWB* et *X-SphRad*. Nous allons décrire brièvement ces chaînes d'analyse pour les comparer à notre analyse avec *STAMP-AS* pour mettre l'accent sur l'avantage et l'inconvénient de chacune des chaînes d'analyse.

4.3.1 Nouvelles chaînes d'analyse

4.3.1.1 cWB

cWB est une chaîne de détection construite à l'origine pour la recherche de signaux transitoires génériques de courte durée (< 1 s). Basé sur des *ft*-maps cohérentes issues de la transformée de Wilson-Daubechies-Meyer multi-résolution [136], l'algorithme extrait des clusters en maximisant une statistique de vraisemblance sur les excès de puissance présents dans les cartes cohérentes [137]. *cWB* est utilisé dans la recherche de signaux d'ondes gravitationnelles de courte durée. On notera que *cWB* a été la première chaîne d'analyse à révéler GW150914 environ 5 minutes après l'arrivée du signal dans les détecteurs [138].

Le signal d'ondes gravitationnelles est reconstruit dans chaque détecteur en utilisant une méthode de vraisemblance [139]. La statistique utilisée par *cWB* du maximum de vraisemblance est une forme quadratique qui peut être divisée en deux composantes, une cohérente et l'autre incohérente. E_c est l'énergie normalisée cohérente calculée lors de la reconstruction de l'onde gravitationnelle et E_n l'énergie nulle définie lorsqu'on soustrait la reconstruction d'onde gravitationnelle aux données. c_c est le coefficient de corrélation qui détermine à quel point la forme d'onde est similaire dans les données de deux détecteurs.

$$c_c = \frac{E_c}{E_c + E_n}. \quad (4.6)$$

Le coefficient de corrélation c_c permet de définir des critères de sélection des triggers. Pour un signal d'ondes gravitationnelles on doit avoir $E_c \gg E_n$ et donc $c_c \approx 1$.

La statistique cohérente, équivalente à un SNR, peut alors se définir comme :

$$\eta_c = \sqrt{2c_c E_c}. \quad (4.7)$$

La configuration de `cWB` a été adaptée pour la recherche de signaux transitoires longs sur une bande de fréquences de 24 Hz à 2048 Hz. Les triggers sont triés suivant leur statistique η_c . L'estimation du bruit de fond repose sur la méthode des time-slides : après un large lag d'une centaine de seconde, de multiple lags d'une seconde sont réalisés pour aboutir à l'équivalent de 70 ans de données.

Bien que `cWB` soit plus rapide que `STAMP-AS` en terme de temps d'exécution, nous verrons dans la suite que cette chaîne d'analyse est sensible surtout aux signaux de courte durée (≈ 10 s). Mais ce qui fait vraiment la force de `cWB` est sa capacité à reconstruire le signal pour donner une première estimation des paramètres de la source, en particulier dans le cas de coalescences de binaires compactes.

4.3.1.2 X-SphRad

`X-SphRad` est basé sur la chaîne d'analyse `X-pipeline`, qui a été développée à l'origine pour la recherche des ondes gravitationnelles associées à des GRB [140, 141]. Tout comme `STAMP-AS`, `X-SphRad` est la version all-sky de cette chaîne d'analyse.

Son approche repose sur une décomposition du signal suivant les harmoniques sphériques de la réponse du détecteur, permettant de réduire le nombre d'occurrences présentes dans le calcul d'une ft -map cohérente [142, 143, 144]. Par simple changement de base, on couvre tout le ciel pour un minimum d'opérations.

L'estimateur du SNR d'un signal d'onde gravitationnelle est analogue à celui de `STAMP-AS`. Pour des raisons de mémoire, `X-SphRad` utilise une bande de fréquences allant de 24 Hz à 1000 Hz. L'estimation du bruit de fond s'effectue avec la méthode des time-slides produisant l'équivalent de 57 ans de données.

`X-SphRad` est similaire à `STAMP-AS` dans le sens où il découle d'une chaîne d'analyse ciblée dédiée à la recherche de signaux associés aux GRB. De ce fait il rencontre les mêmes problèmes que `STAMP-AS` concernant notamment le temps d'exécution. Comme nous le verrons la sensibilité de `X-SphRad` est similaire à `STAMP-AS` à la différence que `X-SphRad` n'est pas sensible aux signaux monochromatiques.

4.3.2 Estimation de la sensibilité

Afin de déterminer la sensibilité des différentes chaînes d'analyse, nous injectons des signaux simulés d'ondes gravitationnelles de longue durée dans les données des détecteurs H1 et L1. La méthode d'injection est identique à celle de S5/S6 : la position de la source, le temps d'arrivée du signal, la polarisation du signal d'ondes gravitationnelles et l'angle d'inclinaison du plan de la source sont choisis aléatoirement. Quatre familles de signaux ont été considérées :

- les ADI (1.3.6.1)
- les signaux adhoc (3.3.7)
- les FA (1.3.6.4)
- les magnétars (1.3.6.5)

Au total 22 formes d'onde ont été utilisées.

Pour chacune des ces formes d'onde, 100 injections sont faites pour un facteur d'amplitude donné. En faisant varier le facteur d'amplitude, nous pouvons estimer l'efficacité de notre analyse à reconstruire un signal pour une amplitude donnée. Cette efficacité dépend notamment des critères de sélection que nous appliquons sur les données.

Cependant, chaque chaîne d'analyse a ses propres critères de sélection pour rejeter le bruit de fond. Pour comparer les sensibilités indépendamment des critères de sélection, nous nous plaçons à un taux de fausses alarmes (FAR) identique : 1/50 ans.

De manière identique à l'analyse des données des derniers runs d'initial LIGO, nous pouvons estimer la sensibilité d'une chaîne d'analyse en calculant l'amplitude correspondant à 50% d'efficacité pour un signal d'onde gravitationnelle donné. La table 4.6 résume cette estimation pour chaque chaîne d'analyse pour les 22 modèles considérés. Nous calculons également l'énergie gravitationnelle (1.18) émise par une source située à 10 kpc détectée à 50% d'efficacité.

Modèles	$h_{\text{rss}}^{50\%} [1\text{e-}21 \text{ Hz}^{1/2}]$				$E_{\text{GW}}^{50\%} [M_{\odot} c^2]$			
	cWB	STAMP-AS		X-SphRad	cWB	STAMP-AS		X-SphRad
		Zebragard	Lonetrack			Zebragard	Lonetrack	
FA A	2.55	2.05	1.62	-	1.32e-05	8.49e-06	5.36e-06	-
FA B	2.19	2.02	1.16	-	4.77e-06	4.04e-06	1.34e-06	-
ADI A	0.48	0.54	0.42	0.39	5.84e-09	7.32e-09	4.43e-09	3.83e-09
ADI B	0.51	0.55	0.57	0.52	6.45e-09	7.35e-09	7.98e-09	7.43e-09
ADI C	1.07	1.02	0.76	1.38	2.97e-08	2.71e-08	1.49e-08	4.91e-08
ADI D	0.86	1.04	0.70	1.08	1.66e-08	2.45e-08	1.12e-08	2.65e-08
ADI E	0.75	0.64	0.55	1.31	1.51e-09	1.11e-09	8.10e-09	4.68e-08
magnetar D	5.07	6.72	3.70	-	4.62e-05	8.12e-05	2.49e-05	-
magnetar E	3.99	3.94	2.11	-	2.14e-05	2.09e-05	5.97e-06	-
magnetar F	2.46	2.09	1.18	1.75	3.40e-06	2.46e-06	7.79e-07	1.73e-06
magnetar G	1.72	2.14	1.22	1.04	6.40e-07	9.89e-07	3.18e-07	2.36e-07
MONO A	-	3.28	-	3.70	-	9.80e-08	-	1.24e-07
MONO C	-	2.92	-	3.28	-	1.52e-06	-	1.92e-06
LINE A	1.12	1.25	0.64	3.01	2.45e-08	3.08e-08	8.05e-09	1.78e-07
LINE B	1.62	1.28	0.76	1.60	1.67e-06	1.04e-06	3.62e-07	1.63e-06
QUAD A	0.83	0.75	0.66	1.81	9.02e-09	7.34e-09	5.72e-09	4.28e-08
QUAD B	1.21	1.07	0.75	.96	4.43e-07	3.48e-07	1.69e-07	2.76e-07
SG A	-	5.50	-	3.42	-	2.84e-07	-	1.10e-07
SG C	-	3.79	-	1.95	-	2.57e-06	-	6.81e-07
WNB A	2.86	2.04	-	4.74	5.17e-07	2.63e-07	-	1.42e-06
WNB B	2.93	1.97	-	1.73	1.80e-06	4.52e-07	-	3.49e-07
WNB C	5.36	3.20	-	-	1.53e-05	5.45e-06	-	-

TABLE 4.6 – Estimation de la sensibilité pour les 4 chaînes d'analyse réalisant la recherche d'ondes gravitationnelles de longue durée durant O1. Les 22 modèles couvrent l'espace des paramètres de cette recherche. L'amplitude h_{rss} de l'onde détectée à 50% d'efficacité est déterminée pour un FAR de 1 évènement en 50 ans. L'énergie est calculée pour une source située à 10 kpc [130] à 50% d'efficacité.

Parmi les différences importantes de sensibilité obtenue, on notera que X-SphRad et cWB transforment la composition spectrale des données dans le but d'obtenir un spectre plat en fréquence (blanchiment des données). Ainsi les lignes permanentes sont éliminées. Cependant un signal quasi monochromatique non permanent mais suffisamment long sera fortement atténué par le blanchiment. De ce fait les deux chaînes d'analyse ne sont pas sensibles aux signaux monochromatiques et sinus gaussiens.

La bande de fréquences réduite de X-SphRad (< 1000 Hz) l'empêche de détecter tous les signaux au-delà de 1 kHz. Les contraintes imposées par Lonetrack lors du choix des trois pixels empêchent la reconstruction de signaux monochromatiques et de sinus gaussien. Enfin les modèles de bruit blanc ne peuvent pas se représenter par des courbes de Béziérs expliquant l'inefficacité de Lonetrack à reconstruire

ce type de signal.

Une possible façon de représenter la sensibilité de chaque chaîne d'analyse et mettre en évidence les différences mentionnées précédemment est de tracer l'énergie gravitationnelle émise par une source située à 10 kpc en fonction de la fréquence. On le fait pour les signaux adhoc pour lesquels la fréquence est bien définie. La figure 4.8 montre les différences de sensibilité pour une famille de signaux donnés obtenues par les différentes chaînes d'analyse. La courbe "O1" correspond au cas du filtrage adapté (réalisé avec un seul patron de forme d'onde) pour un signal monochromatique. La courbe est ensuite ajustée aux résultats de chaînes d'analyse. La même courbe est ensuite réalisée en considérant la courbe de sensibilité "design" d'aLIGO. Cela illustre le gain attendu pour les prochaines années.

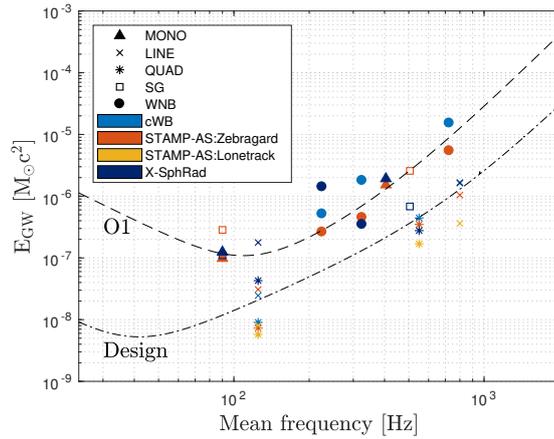


FIGURE 4.8 – Énergie gravitationnelle émise par une source située à 10 kpc et détectée avec 50% d'efficacité, en fonction de la fréquence de l'onde gravitationnelle. Les courbes "O1" et "design" sont calculées par filtrage adapté pour des signaux monochromatiques et sont ensuite ajustées à nos résultats. Elles représentent l'évolution que l'on peut espérer une fois la sensibilité nominale des détecteurs avancés atteinte (2020) [130].

En conclusion, les critères de sélection et le traitement des données faits par chaque chaîne d'analyse les rendent sensibles à une certaine partie de l'espace des paramètres. Nous avons donc besoin de chaque chaîne d'analyse pour couvrir l'ensemble de l'espace des paramètres. La table 4.7 résume les avantages et inconvénients de chaque chaîne d'analyse utilisée dans l'analyse des données de O1.

Chaîne d'analyse	Avantages	Inconvénients
STAMP-AS/ <i>Zebragard</i>	Sensible à tous les types de signaux	Estimation du bruit de fond plutôt lente
STAMP-AS/ <i>Lonetrack</i>	Rapide Jusqu'à un facteur 2 plus sensible aux signaux similaires à des courbes de Bézières	Insensible aux signaux monochromatiques et aux signaux de bruit blanc
X-SphRad	Rapide dans sa configuration d'analyse ciblée	Insensible aux signaux monochromatiques et aux signaux de bruit blanc
cWB	Rapide Reconstruction du signal	Insensible aux signaux monochromatiques et aux signaux de bruit blanc

TABLE 4.7 – Comparaison des différentes chaînes d'analyse utilisées dans l'analyse O1

4.3.3 Résultat de l'analyse des données de O1

La figure 4.9 montre la distribution du taux d'évènements coïncidents des 4 chaînes d'analyse. L'estimation du bruit de fond est incluse sur cette figure. Les distributions de cWB et X-SphRad contiennent moins d'évènements en raison de critères de sélection qui éliminent les évènements de moindre signification. Aucun évènement d'onde gravitationnelle de longue durée n'a été mis en évidence lors de l'analyse des données de O1 : tous les évènements sont compatibles avec le bruit de fond attendu.

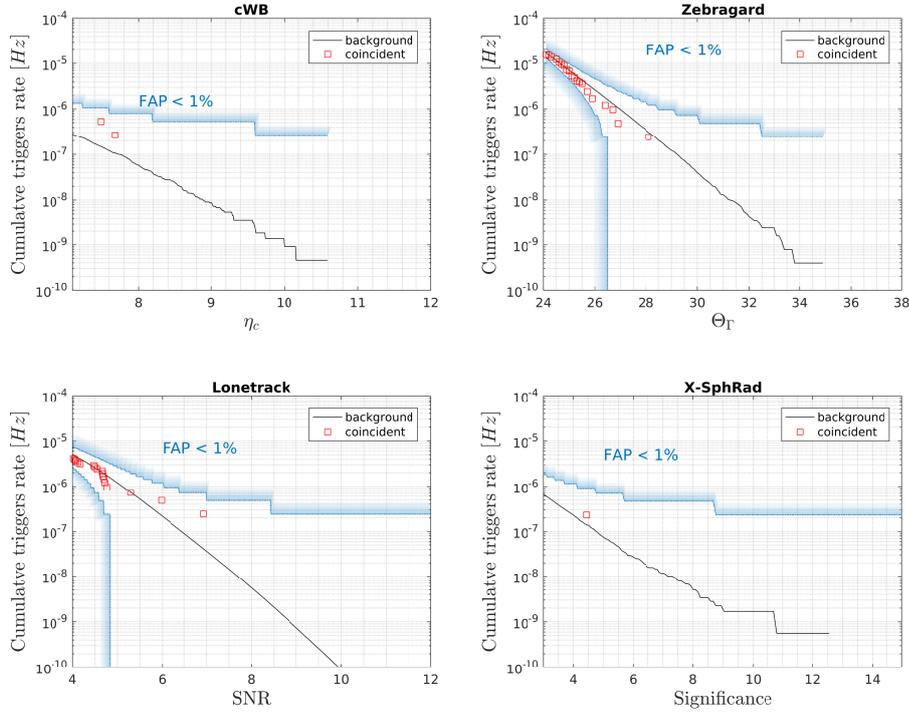


FIGURE 4.9 – Distribution cumulative du nombre d'évènements en fonction de leur statistique pour les différentes chaînes d'analyse. Les triggers coïncidents sont représentés par des carrés rouges, l'estimation du bruit de fond est représentée par la courbe noire. La zone extérieure délimitée par les courbes bleues montre le domaine où le taux de fausse alarme est inférieur à 1% et correspond aux régions au-delà de 2.5σ d'une distribution gaussienne. Les évènements présents dans ces zones sont potentiellement des candidats intéressants qui font l'objet d'un suivi de manière systématique. Nos triggers coïncidents étant en dehors de ces zones, aucun candidat signifiant n'a été mis en évidence.

En l'absence de signal, nous pouvons contraindre pour certaines sources, le taux d'évènements auxquels on s'attend, ainsi que l'énergie des ondes gravitationnelles émises.

4.3.4 Horizon et limites sur le taux d'évènement

La table 4.8 donne la distance maximale jusqu'à laquelle on peut détecter un évènement avec plus de 50% d'efficacité, que l'on appelle l'horizon de sensibilité. L'horizon de l'analyse O1 est trois fois plus grand comparé à l'analyse S5/S6 et correspond au gain en sensibilité des détecteurs avancés pendant O1.

Une combinaison des résultats des chaînes d'analyse a été considérée. L'objectif est double : avoir une représentation unique des résultats et en particulier des limites supérieures sur le taux d'évènements et gagner en sensibilité. Difficile à réaliser puisque chaque chaîne est sensible à un espace des paramètres

Nom	Distance ^{50%} [Mpc]			
	cWB	STAMP-AS		X-SphRad
		Zebragard	Lonetrack	
FA A	1.08	1.34	1.69	-
FA B	1.76	1.91	3.32	-
ADI A	19.1	17.1	22.0	23.6
ADI B	58.3	54.6	52.5	54.4
ADI C	29.1	30.5	41.1	22.6
ADI D	10.1	8.33	12.3	8.02
ADI E	33.6	39.2	46.0	19.1
magnetar D	0.14	0.11	0.19	-
magnetar E	0.20	0.20	0.37	-
magnetar F	0.50	0.57	1.02	0.68
magnetar G	0.43	0.35	0.61	0.71

TABLE 4.8 – Distance à 50% d'efficacité pour un FAR de 1 évènement pour 50 ans [130].

différent, des familles de *glitches* différentes, etc... Une combinaison implique de déterminer avec précision le chevauchement entre les espaces de paramètres pour les chaînes d'analyse et donc de regarder et comparer les millions de triggers que chaque chaîne possède. Nous avons alors réalisé que le gain en sensibilité est minime puisque le résultat combiné est limité par la chaîne d'analyse la moins sensible. Pour ces raisons, la combinaison des résultats des chaînes d'analyse a été abandonnée et une limite supérieure sur le taux d'évènement a été calculée pour chaque chaîne comme pour l'analyse S5/S6 (cf. 3.4.4).

La figure 4.10 montre les limites posées sur le taux d'évènements type ADI calculé en supposant une distribution poissonnienne (cf. 3.4.4). Comme O1 est un run court (49 jours de données coïncidentes), aucune amélioration n'est notable à courte distance, cependant, du fait de sa sensibilité, on contraint plus le taux d'évènements à grande distance par rapport à S5/S6.

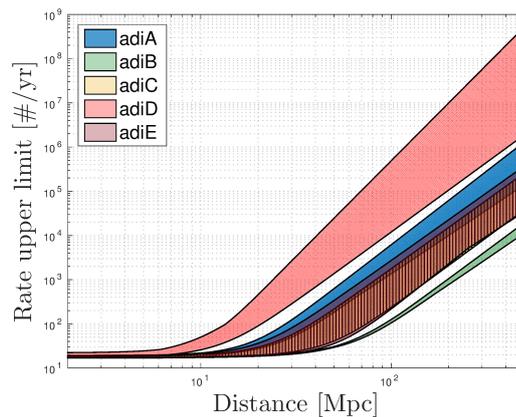


FIGURE 4.10 – Limite à 90% de confiance sur le taux d'évènements d'ondes gravitationnelles provenant d'ADI en fonction de la distance. Les bandes sont définies par les meilleurs et moins bons résultats des chaînes d'analyse [130].

4.4 Comparaison entre *Lonetrack* et *Zebragard*

La comparaison de la sensibilité de *Zebragard* et de *Lonetrack* a permis de mettre en évidence plusieurs caractéristiques de ces deux algorithmes.

Lonetrack utilise le fait que nos modèles d'ondes gravitationnelles considérés s'ajustent bien avec des courbes de Béziérs contrairement aux *glitches* rencontrés dans les données. Les distributions du bruit de fond obtenues avec *Lonetrack* ne présentent aucune déviation ou excès par rapport à une distribution réalisée avec du bruit gaussien. Aucun critère de sélection supplémentaire n'est donc nécessaire, ce qui rend l'analyse des données plus rapide. De plus l'efficacité pour les modèles s'ajustant bien avec des courbes de Béziérs est meilleure jusqu'à un facteur 2 comparée aux autres chaînes d'analyse. On voit alors toute la puissance du clustering tant au niveau du bruit de fond, que de l'efficacité de détection. Néanmoins, certaines limites sont notables.

Tout d'abord, *Lonetrack* est peu efficace pour les signaux dont l'évolution temporelle et fréquentielle n'est pas régulière, par exemple un signal de bruit blanc (le cas d'un signal de bruit blanc est un modèle extrême et ne correspond à aucun modèle connu de signal transitoire de longue durée). En revanche, nous savons que les phénomènes de convection dans une proto-étoile à neutrons¹ formée, par exemple, lors de l'effondrement gravitationnel peut générer un signal d'ondes gravitationnelles dont l'évolution temporelle et la composition spectrale se rapprochent d'un bruit blanc. C'est la raison pour laquelle on considère ce modèle de bruit blanc.

Ensuite, la robustesse de *Lonetrack* vis-à-vis de la présence de *glitches* est obtenue au prix d'une contrainte sur le choix des trois points formant la courbe. Lors des premières études de *Lonetrack*, nous nous sommes aperçus que l'algorithme était particulièrement sensible aux lignes fluctuantes. Il arrive parfois que des lignes fluctuent tant, qu'un excès de puissance "déborde" des masques. Par conséquent, des pixels de fort SNR sont présents proches du masque et espacés sur des périodes plus ou moins longues. Contrairement à *Zebragard* qui va chercher des pixels voisins et donc ne reconstruit pas ces pixels de bruit car trop dispersés dans le temps, *Lonetrack* arrive à suivre ces fluctuations de lignes même si ces pixels sont éloignés en temps. Ainsi, le bruit qui limitait le plus *Lonetrack* provenait de ces lignes, qui de temps en temps, fluctuent plus que la normale. Au lieu d'agrandir les masques - déjà grands - que nous utilisons, nous préférons imposer une sélection sur les lots de pixels choisis, en particulier nous imposons que les pixels ne peuvent pas être alignés et doivent être strictement croissants ou décroissants. Ces conditions suffisent pour ne plus être sensible aux bruits produits par ces lignes fluctuantes.

Cependant, *Lonetrack* ne peut reconstruire des signaux monochromatiques. Nous verrons dans le chapitre 6 que des méthodes de soustraction de lignes peuvent être utilisées permettant de s'émanciper de cette contrainte.

Enfin *Lonetrack* fait l'hypothèse qu'un seul signal est présent sur une même carte contrairement à *Zebragard*. Avec la sensibilité toujours croissante des détecteurs on ne peut pas garantir que le cas où deux signaux d'ondes gravitationnelles sont présents ne se présentera pas.

De plus comme *Lonetrack* prend le cluster de plus haut SNR, l'algorithme reconstruit mal le signal. En effet, nous avons observé que la plupart des triggers font toute la carte, maximisant ainsi le nombre de pixels et donc le SNR (figure 4.11). Cet effet n'est pas un problème puisque *STAMP-AS* est une chaîne de détection. Néanmoins *Lonetrack* ne peut pas estimer les paramètres même simples du signal (fréquence, durée, ...). Il faudra utiliser d'autres méthodes d'estimation des paramètres une fois qu'un signal a été détecté.

1. Une proto-étoile à neutrons est un stade dans le processus de formation d'une étoile à neutrons. Il s'agit d'un objet astrophysique compact résultant de l'effondrement d'une étoile massive.

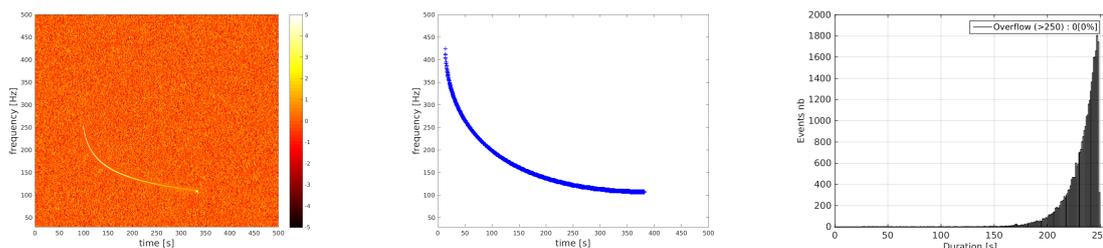


FIGURE 4.11 – Distribution de la durée reconstruite des évènements de bruit de fond par *Lonetrack* (gauche). La majorité des évènements font la durée de la carte (250s) afin de maximiser le nombre de pixels et donc le SNR. Illustration du mécanisme produisant un biais de reconstruction dans le cas d'un signal injecté : carte temps-fréquence d'un signal d'ADI injecté dans du bruit simulé (centre). Reconstruction du signal par *Lonetrack* (droite). La trace reconstruite par *Lonetrack* est plus grande que celle du signal injecté car l'algorithme cherche à maximiser le SNR en ajoutant le plus de pixels possible. *Lonetrack* est un bon algorithme de détection mais il faudra faire appel à d'autres méthodes pour estimer les paramètres d'un signal détecté.

4.5 Conclusion

L'analyse des données de O1 a nécessité le développement de nouveaux critères de sélection pour rejeter les nouvelles sources de bruit qui sont apparues lors du passage de LIGO à advanced LIGO. Nous avons montré que l'amélioration de la sensibilité des détecteurs advanced LIGO conduit à un gain d'au moins un facteur 3 sur la sensibilité de notre recherche. Nous avons aussi montré l'intérêt d'avoir plusieurs chaînes d'analyse et même plusieurs algorithmes de clustering afin de couvrir l'espace des paramètres de manière la plus complète possible. On notera, cependant, la difficulté d'être sensible aux signaux quasi monochromatiques : seul *ZebraGard* garde une sensibilité à ces signaux mais pour les autres types de signaux *ZebraGard* est légèrement moins performant.

Les données de O1 n'ont pas permis de mettre en évidence un signal transitoire de longue durée mais nous avons montré que pour une source galactique, nous sommes sensibles à des émissions très faibles (entre 10^{-7} et $10^{-5} M_{\odot}c^2$) ce qui est prometteur pour les années à venir, à supposer que le taux, inconnu, de ces sources ne soit pas trop faible.

Recherche d'ondes gravitationnelles transitoires de longue durée après la fusion de deux étoiles à neutrons (GW170817)

5.1 Introduction

Le 17 août 2017 à 12:41:04 UTC les détecteurs advanced LIGO et advanced Virgo ont enregistré un signal d'ondes gravitationnelles provenant de la coalescence de deux étoiles à neutrons. Au même moment, un GRB court de faible luminosité GRB170817A est détecté par Fermi Gamma-ray Burst Monitor (GBM) [145] et INTEGRAL Anti-coïncidence shield of the Spectrometer [146]. Les deux évènements sont séparés de 1.74 s. La probabilité que la coïncidence temporelle et spatiale de GW170817 et GRB170817A soit fortuite est de 5×10^{-8} [147] ce qui permet d'affirmer le lien direct entre GRB court et la fusion de deux étoiles à neutrons.

La localisation de GW170817 (31 deg^2 à 40_{-8}^{+8} Mpc) et la campagne d'observation dans toutes les longueurs d'ondes ont permis d'identifier une dizaine d'heures plus tard un évènement transitoire brillant (SSS17a/AT 2017 gfo) dans la galaxie hôte NGC4993 [148]. Les observations dans le visible, l'ultra violet et l'infra rouge ont mis en évidence que l'objet transitoire est passé du bleu au rouge en moins de 48 heures. L'émission rouge a faibli au bout d'une dizaine de jours. L'évolution spectrale de la source et en particulier sa décroissance rapide correspondait en tout point aux prédictions du modèle de kilonova [149] qui est une émission isotropique due à l'échauffement de l'éjecta qui synthétise par réactions radio-actives des éléments lourds (r-process nucléosynthèse). L'observation plus tardive dans le domaine des rayons-X et de la radio est, elle, associée à l'émission remanente de l'interaction de l'éjecta avec son environnement [150].

Pour la première fois, on a essayé de mesurer les effets de matière sur la dynamique de la fusion des deux étoiles à neutrons [151]. La fusion de deux étoiles à neutrons a conduit à la formation d'un objet compact, étoile à neutrons ou trou noir. Déterminer la nature de cet objet est extrêmement important car, connaissant la masse maximale de l'éjecta [113] et celle des objets initiaux, entre $1.17 M_{\odot}$ et $1.60 M_{\odot}$, si une étoile à neutrons a été créée il s'agit d'un domaine de masse extrême pour une étoile à neutrons, au point qu'il est très probable qu'un trou noir ait été formé au moment de la fusion ou un peu plus tard. Comme nous le verrons dans la suite, chacun des scénarii possibles a une signature gravitationnelle unique. L'un d'entre eux prédit l'émission d'ondes gravitationnelles sur des durées assez longues qui correspondent aux signaux recherchés dans cette thèse. Je montre dans la suite comment j'ai adapté la chaîne d'analyse STAMP-AS pour rechercher un éventuel signal de longue durée avec

GW170817.

5.2 Nature de l'objet formé dans GW170817

La fusion de deux étoiles à neutrons peut conduire à 4 voies possibles :

- i) la formation immédiate d'un trou noir ;
- ii) la formation d'une étoile à neutrons hypermassive qui va former un trou noir en moins d'une seconde ;
- iii) la formation d'une étoile à neutrons supermassive dont l'effondrement en trou noir est retardé de plusieurs dizaines milliers de seconde ;
- iv) la formation d'une étoile à neutrons stable.

La probabilité de chacun des scénarii dépend de la masse des objets initiaux et de l'équation d'état de la matière nucléaire. La reconstruction du signal de coalescence a permis de contraindre la masse totale du système entre $2.73 M_{\odot}$ et $3.29 M_{\odot}$ [115]. La borne supérieure correspondant à une hypothèse où les moments angulaires des objets ne sont pas contraints. En prenant en compte l'énergie émise au moment de la fusion et la masse de l'ejecta ($\sim 0.01 M_{\odot}$), on contraint la masse totale du système restant à au moins de $2.7 M_{\odot}$.

Par ailleurs, la présence d'un GRB et d'une contrepartie remanente indiquent la présence d'un astre compact et excluent le fait que toute la matière s'est évaporée.

Si un trou noir est formé immédiatement, il va émettre des ondes gravitationnelles dont la forme d'onde a des modes quasi-normaux dont la fréquence la plus basse est au-delà de 6 kHz [152]. La sensibilité des détecteurs dans ce régime de fréquence rend toute recherche d'un signal illusoire.

Une étoile à neutrons est hypermassive lorsque sa masse est supérieure à la masse maximale d'une étoile en rotation qui ne s'effondre pas grâce à une rotation différentielle et des gradients thermiques. Cependant un refroidissement rapide dû à l'émission de neutrinos et un ralentissement de la rotation différentielle conduisent à l'effondrement en moins d'une seconde. Si l'étoile à neutrons est moins massive, mais la masse reste supérieure à la masse maximale d'une étoile sans rotation (régime supra-massif), l'étoile va survivre entre 10 et 10 000 secondes en ralentissant lentement avec une émission électromagnétique et d'ondes gravitationnelles.

L'estimation de la masse baryonique de l'étoile formée de GW170817 comparée à la masse baryonique maximale d'une étoile stable pour déterminer si l'étoile s'effondre en trou noir ne permet pas de trancher entre les deux scénarii supra-massive ou hyper-massive. La masse baryonique stable dépend de l'équation d'état de la matière nucléaire [147] et la signature gravitationnelle de l'effondrement en trou noir est une autre façon de contraindre les modèles d'équation d'état.

Des simulations numériques de la fusion de deux étoiles à neutrons qui forme une étoile hypermassive montrent que l'émission d'ondes gravitationnelles est dominée par le mode f à l'ordre quadrupolaire (2-4 kHz) avec des pics secondaires et tertiaires plus larges entre 1 et 4 kHz.

Si l'observation du signal infrarouge et de la kilonova suggère que l'étoile n'a pas survécu plus que quelques centaines de ms, l'émission de rémanence dans le domaine des rayons-X semble plutôt suggérer que l'étoile à neutrons a survécu plus longtemps. Dans ce scénario, on s'attend à une émission gravitationnelle induite par les grands champs magnétiques, des modes "barre" instables. Les observations électromagnétiques de GW170817 ne permettent pas de privilégier un des 4 scénarii et malgré la faiblesse du signal attendu pour une source à 40 Mpc, la collaboration LIGO-Virgo a recherché un éventuel signal *post-merger* dans les données.

Je décris dans la suite la recherche d'un signal émis par une étoile à neutrons supra-massive qui aurait survécu plusieurs centaines de secondes.

5.3 Recherche du signal post-merger de GW170817

5.3.1 Reconstruction du signal de coalescence

Avant toute chose, il est bon de savoir si **STAMP-AS** est capable de voir le signal GW170817 provenant de la coalescence d’une binaire d’étoiles à neutrons. En effet le signal dure quelques 30s dans les détecteurs LIGO et correspond à la catégorie de signal de durée intermédiaire cherché par **STAMP-AS**. Pour cela, nous réalisons des *ft*-maps autour du temps de l’évènement et nous utilisons nos deux algorithmes de clustering *Lonetrack* et *Zebagard*.

La figure 5.1 représente des *ft*-maps cohérentes construites avec toute la mécanique de **STAMP-AS** (3.3). Nous savons qu’un fort *glitch* dans les données de L1 perturbe le clustering. En effet aucun de nos algorithmes n’est capable d’extraire le signal car l’estimation de la PSD (3.5) fait “ressortir” le *glitch* plus que le signal même si ce premier n’est pas cohérent. Nous utilisons donc les données où le *glitch* a été soustrait [115] afin de faire ressortir le signal.

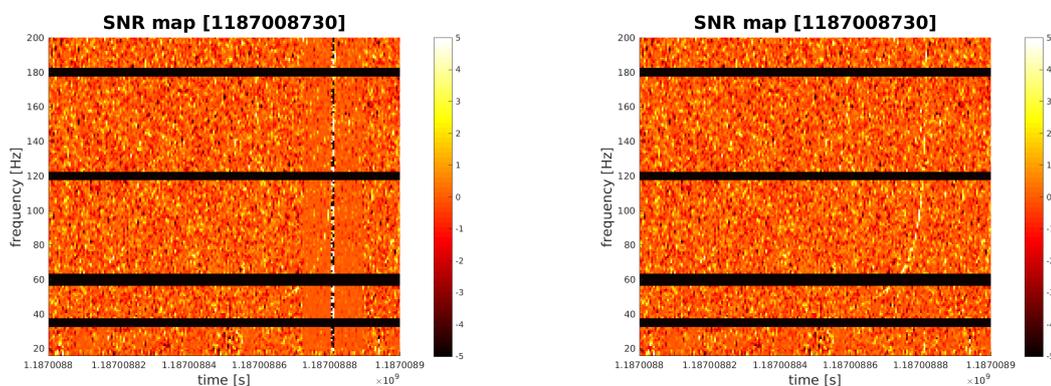


FIGURE 5.1 – *ft*-map cohérente provenant de **STAMP-AS** pour GW170817. La figure de gauche représente les données brutes avec notamment la présence du *glitch* qui empêche toute reconstruction. La figure de droite montre les données nettoyées. Les bandes noires sont les masques que l’on utilise pour cacher les lignes indésirables.

Une fois la *ft*-map obtenue, on peut utiliser *Lonetrack* et *Zebagard* pour en extraire le signal d’onde gravitationnelle. Un premier problème vient des masques de fréquence (3.3.4) que l’on utilise pour cacher les lignes indésirables. Dans cette bande de fréquences, ils sont nombreux et coupent le signal réduisant sa signficance. Ce problème affecte beaucoup *Zebagard* qui repose sur le clustering de pixels voisins. Cela explique que *Zebagard* soit insensible au signal. Concernant *Lonetrack*, son clustering intelligent basé sur des courbes de Bézières lui permet de passer le problème des masques. Malheureusement les courbes de Bézières ajustent mal un signal de fusion d’étoiles à neutrons : le trigger extrait n’est que de SNR 10.4, alors que le signal est visible à l’œil. Pour augmenter la signficance du signal, il faut utiliser une version de *Lonetrack* qui repose sur des courbes de coalescence de binaires compactes. Avec cette version, le SNR du trigger est de 22.2 (cf. 5.2). La table 5.1 résume les informations concernant les signaux reconstruits.

5.3.2 Adaptation de la chaîne d’analyse

Comme aucun indice ne laisse présager un scénario en particulier, la recherche *post-merger* est divisée en plusieurs analyses où des chaînes d’analyse se répartissent l’espace des paramètres. **STAMP-AS** se focalise sur une émission d’ondes gravitationnelles de durée intermédiaire ($\lesssim 500$ s) sur une large

Algorithme	Propriétés				
	SNR	tmin [s]	tmax [s]	fmin [Hz]	fmax [Hz]
<i>Zebragard</i>			-		
<i>Lonetrack Bezier</i>	10.4	1187008874	1187008884.5	64	234
<i>Lonetrack CBC</i>	22.2	1187008824	1187008884.5	35	250

TABLE 5.1 – Résumé de la reconstruction de GW170817 avec la chaîne d'analyse STAMP-AS. *Zebragard* ne reconstruit pas le signal notamment à cause de la présence de nombreux masques dans cette bande de fréquence. *Lonetrack* utilise deux types de courbes : des courbes de Bézier qui reconstruisent mal le signal provenant de la binaire d'étoiles à neutrons et des courbes coalescence de binaires compactes (CBC) qui permettent la meilleure reconstruction.

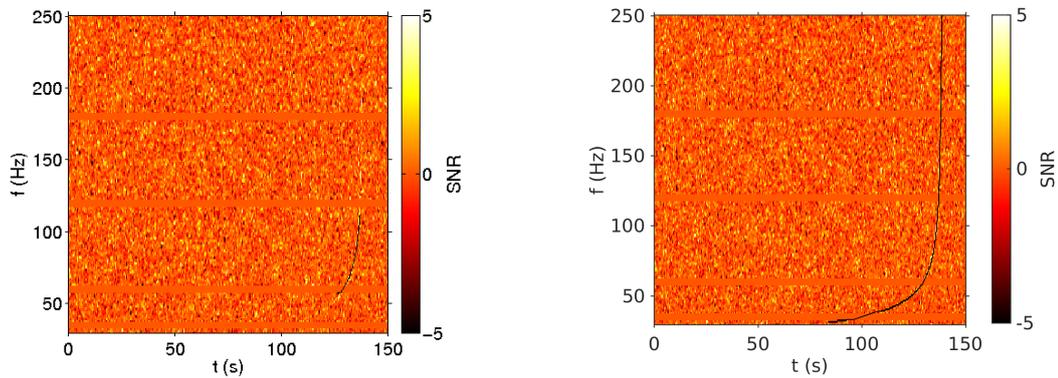


FIGURE 5.2 – Reconstruction de GW170817 avec *Lonetrack*. A gauche la version reposant sur des courbes de Bézier, qui reconstruit partiellement le signal. A droite la version utilisant des signaux CBC, offrant une meilleure reconstruction.

bande de fréquence de 30-4000 Hz. Selon les mécanismes d'émission d'ondes gravitationnelles, il peut y avoir un certain délai entre la fusion des étoiles à neutrons et la formation de l'astre et l'émission *post-merger*. Cela nous oblige à étendre notre recherche jusqu'à une semaine après la fusion. Cette période sur laquelle se concentre notre analyse s'appelle la fenêtre "*on source*" et couvre les données de GW170817 jusqu'à la fin du run O2 : du 17 août 2017 12:41:04 UTC (1187008882) au 25 août 2017 22:00:00 UTC (1187733618)

La fenêtre *on source* est à différencier de la fenêtre *off source* qui est la période sur laquelle on estime notre bruit de fond et où l'on règle nos critères de sélection. Afin d'éviter tout biais dans l'analyse, les fenêtres *on source* et *off source* sont différentes, mais suffisamment proches puisque l'on fait l'hypothèse que le bruit du détecteur est similaire entre les deux périodes. Nous choisissons une fenêtre *off source* qui s'étend sur deux semaines avant GW170817 : du 3 août 2017 12:41:04 UTC (1185799282) au 17 août 2017 12:41:04 (1187008882).

La principale différence avec les recherches effectuées avec les données des runs S5/S6 et O1, est que l'on connaît la direction de la source recherchée : il s'agit de la direction de la galaxie hôte (Ra : 13.1634 - Dec : -23.3815). On ne considère donc plus qu'une seule position. De plus, pour des raisons de mémoire, nous divisons notre recherche en deux analyses indépendantes : l'une couvrant la basse fréquence (30-2000 Hz) et l'autre la haute fréquence (2000-4000 Hz). Enfin, de façon analogue à l'analyse S5/S6 et O1, nous faisons deux analyses, *Zebragard* et *Lonetrack*, afin de maximiser les chances de

découverte.

L'espace des paramètres couvre ainsi les scénarii (iii) et (iv). Notre recherche est également motivée par l'étude de 2 modèles qui illustrent le scénarii (iii) et qui permettront d'estimer notre sensibilité.

5.3.3 Formes d'ondes considérées

Dans l'hypothèse de la formation d'une étoile à neutrons "super massive" qui s'effondre en trou noir sur une longue durée, deux modèles nous intéressent particulièrement : un modèle de magnétar milliseconde (cf. 1.3.6.7) et un modèle de barmode (cf. 1.3.6.6). A partir de ces modèles, nous générerons des formes d'ondes que l'on injectera dans les données. Cela nous permettra d'estimer la sensibilité de l'analyse.

Dans l'optique d'une recherche d'un signal *post-merger*, nous générons plusieurs formes d'ondes pour un lot de paramètres cohérents avec les paramètres du système binaire. La table 5.2 résume les paramètres des 14 formes d'ondes obtenues.

TABLE 5.2 – Modèles de magnétars milliseconde et de barmodes générés à partir des paramètres de GW170817 et utilisés par STAMP-AS dans la recherche de signaux *post-merger*.

Modèles magnétars milliseconde				
Nom	Propriétés			
	ϵ	n	f_0 [Hz]	f_{500} [Hz]
msmagnetarA	0.01	2.5	1000	303
msmagnetarB	0.001	2.5	1000	303
msmagnetarC	0.01	5	1000	639
msmagnetarD	0.001	5	1000	639
msmagnetarI	0.01	2.5	2000	606
msmagnetarJ	0.001	2.5	2000	606
msmagnetarK	0.01	5	2000	1278
msmagnetarL	0.001	5	2000	1278

Modèles de barmodes					
Nom	Propriétés				
	R [km]	B [G]	T [s]	f_0 [Hz]	f_f [Hz]
barmode A	12	10^{13}	277	449	139
barmode B	12	10^{14}	237	449	139
barmode C	12	5×10^{14}	107	449	139
barmode D	14	10^{13}	509	356	111
barmode E	14	10^{14}	396	356	111
barmode F	14	5×10^{14}	136	356	111

5.3.4 Résultats

Pour estimer notre bruit de fond, nous utilisons la même méthode que pour les analyses "all-sky", à savoir : nous décalons les données des deux détecteurs afin d'éliminer l'influence d'éventuels signaux physiques présents dans les données, puis nous divisons nos données en fenêtre de 500s se chevauchant.

Pour chaque fenêtre, nous construisons une carte temps-fréquence et nous groupons les pixels voisins de fort SNR en triggers. L'étude des distributions de ces triggers nous permet de caractériser le bruit de fond de nos données, en particulier nous calculons le taux de fausses alarmes (FAR) en fonction du SNR des triggers

La durée de 500 s des fenêtres utilisées favorise la reconstruction des signaux d'ondes gravitationnelles de durée inférieure à 500 s. Néanmoins, il est toujours possible de détecter un signal de durée supérieure à 500 s, ledit signal sera simplement coupé. Cela justifie notre sensibilité à des signaux issus du scénario (iv).

Nous estimons notre bruit de fond en utilisant les données de la fenêtre *off source*. La figure 5.3 montre la distribution de FAR pour les deux analyses haute et basse fréquences ainsi que pour nos deux algorithmes de reconstruction *ZebraGard* et *Lonetrack*.

L'étude du bruit de fond nous permet de définir nos critères de sélection. Comme le bruit de fond est plutôt stable sur cette période, *ZebraGard* n'utilisera que SNR_{frac} (3.4). *Lonetrack* n'a toujours besoin d'aucune sélection supplémentaire.

L'estimation de la sensibilité se fait, elle aussi, en utilisant les mêmes procédures que dans les analyses S5/S6 et O1. Pour éviter également tout biais, nous n'injectons les formes d'ondes que dans la fenêtre *off source* dans des données décalées temporellement. La table 5.3 résume l'amplitude à 50% d'efficacité et les distances associées pour les 14 formes d'onde utilisées.

Name	<i>ZebraGard</i>		<i>Lonetrack</i>	
	$h_{\text{rSS}}^{50\%}$	distance [Mpc]	$h_{\text{rSS}}^{50\%}$	distance [Mpc]
barmodesA	1.0187e-21	1.0312	8.4408e-22	1.2445
barmodesB	9.1751e-22	1.1178	9.0990e-22	1.1272
barmodesC	7.6394e-22	1.0890	6.4749e-22	1.2849
barmodesD	1.0137e-21	1.2088	8.5017e-22	1.4413
barmodesE	1.0682e-21	1.0945	8.2542e-22	1.4164
barmodesF	7.8900e-22	1.0906	5.9310e-22	1.4508
msmagnetarA	1.0765e-21	0.0758	9.7105e-22	0.0841
msmagnetarB	1.1387e-21	0.0072	8.4445e-22	0.0097
msmagnetarC	2.3333e-21	0.0971	1.0234e-21	0.2213
msmagnetarD	2.3887e-21	0.0095	9.7958e-22	0.0231
msmagnetarI	2.7670e-21	0.1180	1.5267e-21	0.2139
msmagnetarJ	2.6995e-21	0.0121	1.5566e-21	0.0210
msmagnetarK	3.5479e-21	0.2553	2.6485e-21	0.3420
msmagnetarL	3.5479e-21	0.0255	2.1405e-21	0.0423

TABLE 5.3 – Estimation de la sensibilité de la recherche d'un signal *post-merger* avec STAMP-AS

Une fois le bruit de fond et la sensibilité estimés, nous pouvons analyser la période *on source*. Aucun signal significatif d'ondes gravitationnelles provenant du *post-merger* n'a été observé, et la distribution de triggers est cohérente avec notre estimation du bruit de fond comme le montre la figure 5.3.

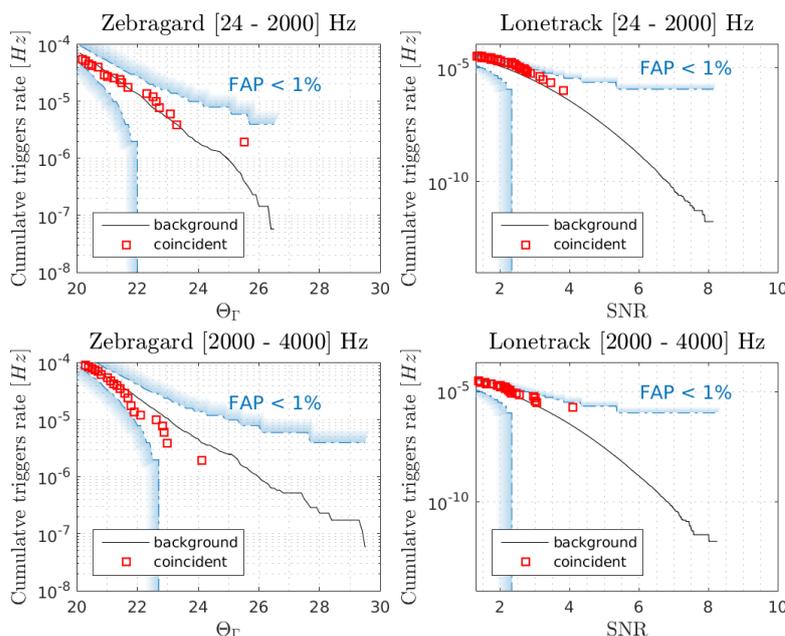


FIGURE 5.3 – Résultat de la recherche *post-merger* pour les bandes de fréquences 30-2000 Hz et 2000-4000 Hz et pour les différents algorithmes de reconstruction. La courbe noire représente une estimation du bruit de fond calculée à partir de la distribution des triggers accidentels sur la période *off source*. Les marqueurs rouges représentent la distribution d'événements de la période *on source*. Les dégradés bleus délimitent la zone où la probabilité de fausses alarmes est supérieure à 1% en supposant une distribution poissonnienne. A l'intérieur de cette zone les événements *on source* sont consistents avec le bruit de fond. Il n'y a pas d'événement significatif d'onde gravitationnelle provenant d'un signal *post-merger*.

Les caractéristiques des triggers les plus forts obtenus pour chaque analyse sont données dans la table 5.4. Ces caractéristiques ne correspondent à aucun modèle connu et sont compatibles avec notre estimation du bruit de fond. Une carte temps-fréquence est également donnée figure 5.4 pour le trigger le plus fort de l'analyse de la bande de fréquence 24-2000 Hz avec *ZebraGard*. La forme du trigger ne correspond également à aucun modèle connu.

Bande de fréquence	Algorithme	Temps GPS	Fréquence	Statistique
24-2000 Hz	<i>Lonetrack</i>	1170729013 (58 heures après GW170817)	243-889 Hz	3.81
	<i>ZebraGard</i>	1187104357 (26 heures après GW170817)	809-878 Hz	25.78
2000-4000 Hz	<i>Lonetrack</i>	1187623413 (170 heures après GW170817)	2223-2707 Hz	4.09
	<i>ZebraGard</i>	1187556346 (152 heures après GW170817)	2024-2100 Hz	24.17

TABLE 5.4 – Caractéristiques principales des triggers les plus fort obtenus lors de la recherche d'un signal *post-merger*. Les caractéristiques de ces triggers ne correspondent à aucun modèle connu et sont compatibles avec notre estimation du bruit de fond.

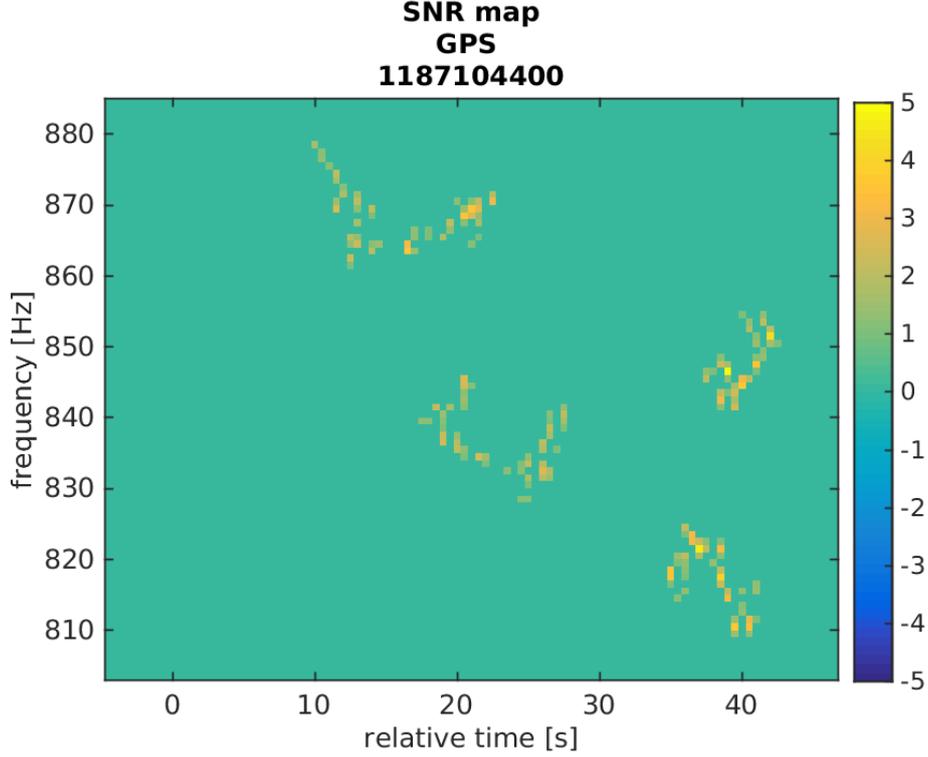


FIGURE 5.4 – Carte temps-fréquence du trigger le plus fort obtenue lors de l’analyse *post-merger* sur la bande de fréquence 24-2000 Hz avec *ZebraGuard*. La forme du signal ne correspond à aucun modèle connu de signaux *post-merger*.

5.3.5 Résultats de toutes les recherches

Afin de mener une analyse *post-merger* complète, nos analyses se sont vues complétées par d’autres. La chaîne d’analyse *cWB*, rencontrée également dans l’analyse O1, s’est focalisée sur une petite partie de l’espace des paramètres couverts par les modèles de *barmode*. C’est également *cWB* qui a mené l’analyse *post-merger* sur les signaux courts ($\lesssim 1$ s) motivée notamment par des modèles numériques issus de la relativité couvrant le scénario (ii).

On peut utiliser le fait qu’aucun signal n’est détecté pour contraindre la quantité maximale d’énergie émise sous forme d’ondes gravitationnelles. Les ondes gravitationnelles émises isotropiquement par une source transportent une énergie s’exprimant [26] :

$$E_{\text{gw}}^{\text{iso}} = \frac{\pi c^3}{2G} \mathcal{D}^2 \int d\Omega \int_{f_{\text{min}}}^{f_{\text{max}}} df f^2 \left(|\tilde{h}_+(f)|^2 + |\tilde{h}_\times(f)|^2 \right) \quad (5.1)$$

$$\approx \frac{\pi^2 c^3}{G} \mathcal{D}^2 \bar{f}^2 h_{\text{rss}}^2, \quad (5.2)$$

où \mathcal{D} est la distance de la source égale à 40 Mpc et \bar{f} la fréquence moyenne du signal.

Ces limites sur la quantité d’énergie sont reportées sur la figure 5.5. Bien que dans la plupart des cas nos recherches sont sensibles à des gammes d’énergies située dans une zone non-physique, une source ne peut pas émettre plus d’énergie qu’elle n’en dispose, ces résultats sont motivants pour améliorer nos chaînes d’analyse ainsi que pour analyser les données des futurs runs incluant des détecteurs de sensibilité accrue.

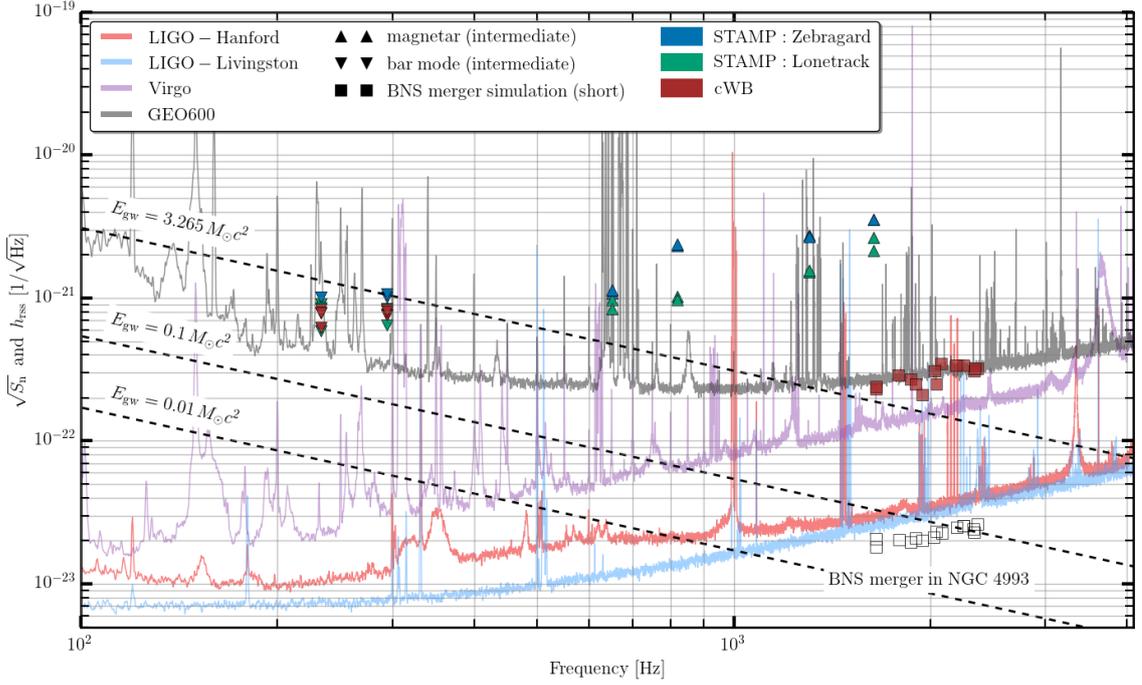


FIGURE 5.5 – Comparaison des spectres de bruits pour les différents détecteurs et les amplitudes minimales d’ondes gravitationnelles requises pour détecter au moins 50% des signaux simulés. Les lignes noires pointillées représentent les iso-courbes d’énergie émise pour une source située à 40 Mpc. Au-delà de la courbe à $3.265 M_{\odot} c^2$, la zone d’amplitude est non physique. Les courbes à $0.1 M_{\odot} c^2$ et $0.01 M_{\odot} c^2$ représentent la sensibilité qu’il faut atteindre pour espérer voir une émission d’énergie qui correspond aux prédictions standards [153].

5.4 Conclusion et perspective

La question de la nature de l’objet formé par la fusion de deux étoiles à neutrons peut être résolue par la découverte d’un signal d’ondes gravitationnelles.

Les ondes gravitationnelles émises après la fusion peuvent durer de quelques secondes à plusieurs semaines dans un délai d’apparition plus ou moins long. Elles s’étendent sur une gamme de fréquence allant de 30 Hz à plus de 6000 Hz. Il s’agit donc d’un espace des paramètres très large qu’il est important de couvrir de manière la plus générale.

STAMP-AS permet de couvrir l’espace des paramètres pour des signaux de durées intermédiaires. Accompagnée de cWB qui couvre la recherche de signaux courts, l’analyse *post-merger* dans le cas de GW170817 ne permet pas de conclure quant à la nature de l’objet final. La sensibilité des détecteurs et la distance de la source nous rendent insensibles à l’émission d’un potentiel signal d’ondes gravitationnelles. Bien que la contrainte de l’énergie maximale émise n’apporte pas d’information, cette analyse est motivante dans l’optique de détections régulières de fusion d’étoiles à neutrons avec des détecteurs améliorés.

Pour augmenter la sensibilité des analyses, on peut inclure des informations sur la phase spiralante qui précède la fusion permettant de prédire la forme du signal attendu après celle-ci. On peut également réaliser des recherches spécialisées sur des formes d’ondes prédites par des modèles particuliers : en restreignant l’espace des paramètres, on pourrait atteindre une sensibilité suffisante pour permettre une

détection.

Les résultats de la recherche *post-merger* présentés dans ce manuscrit ont été publiés en novembre 2017, mais d'autres recherches de ce type se poursuivent encore aujourd'hui. On pourra noter que l'observation de signaux électromagnétiques provenant de GW170817 a encore lieu afin de mesurer les courbes de lumière dans différentes longueurs d'onde. En janvier 2018, 150 jours après la détection de GW170817, un burst de rayon-X a été observé (Piro et al. en préparation). Ce signal pourrait indiquer le fait que l'astre compact serait une étoile à neutrons (les émissions électromagnétiques de ce type sont peu probables avec un trou noir) qui a survécu plusieurs centaines de jours. Si ces résultats se confirment, nous serions en présence pour la première fois d'une étoile à neutrons stable possédant une masse assez élevée.

Du point de vue des ondes gravitationnelles, des analyses de recherche de signaux continus se focalisant sur le scénario (iv) devraient être publiées dans l'été 2018. Ces analyses plus lentes intègrent un maximum de données sans les découper en fenêtre de 500 s. Bien que les amplitudes attendues pour les ondes issues du scénario (iv) soient de très faible amplitude comparées à la sensibilité des détecteurs actuels, des limites pourront être mises sur l'énergie émise.

La question de la nature de l'astre compact résultant de la fusion de deux étoiles à neutrons GW170817 reste donc ouverte.

6.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, je présente les améliorations que j’ai apportées à la chaîne de détection **STAMP-AS** tout au long de mes trois années de thèse. Comme dit précédemment, j’ai hérité de **STAMP-AS** en début de thèse. La chaîne de détection était fonctionnelle et permettait de mener à bien une analyse complète. Cependant comme **STAMP-AS** est issue de l’adaptation d’une chaîne de détection dédiée à la recherche ciblée de GRB, elle n’a jamais été vraiment optimisée pour une recherche “all-sky”. Par conséquent, certaines hypothèses faites lors du calcul de la statistique ne sont plus vraies ce qui contribue à la dégradation de notre sensibilité. L’autre problème vient de notre estimation de la densité spectrale de bruit qui ne parvient pas à reconstruire correctement des signaux monochromatique.

Lors du développement de **STAMP-AS**, la structure générale de la chaîne d’analyse était imposée afin de réutiliser le maximum de fonctions et de codes déjà écrits pour aller rapidement vers des résultats. Les marges d’optimisation étaient donc faibles et la lenteur de la chaîne d’analyse est devenue un point critique de l’analyse. Après un temps d’analyse, j’ai réalisé que seule une complète restructuration de **STAMP-AS** et une réécriture entière de la chaîne d’analyse dans une optique d’analyse “all-sky” me permettrait de gagner en performance et en sensibilité de manière significative.

C’est l’un des objectifs que je me suis imposé tout au long de ces trois dernières années et que je présente dans ce chapitre. J’ai implémenté et testé de nouvelles méthodes d’estimation de la densité spectrale de bruit que je décris dans le paragraphe 6.2. Je donne au paragraphe 6.3 différentes pistes pour prendre en compte les lignes instrumentales dans notre analyse. En utilisant des cartes multi-résolutions (paragraphe 6.4), je montre que l’on peut mieux suivre l’évolution fréquentielle que présentent certains signaux d’ondes gravitationnelles. L’implémentation de nouvelles méthodes d’estimation du bruit de fond au paragraphe 6.5 permet aussi de gagner du temps d’analyse des ft -maps. Après une complète réécriture du code d’analyse, j’utilise cette nouvelle version de la chaîne d’analyse **STAMP-AS** sur les données des deux dernières semaines de O1 pour présenter les gains en terme de performance, rapidité et sensibilité.

6.2 Estimation de la PSD

6.2.1 Contexte et généralité

L'estimation de la densité spectrale de bruit (PSD) est un point central de notre analyse, et de manière générale de tout problème de traitement du signal. Une mauvaise estimation peut atténuer un signal ou amplifier un bruit, dégradant la sensibilité de l'analyse. La difficulté, dans le cas des détecteurs interférométriques, provient essentiellement du caractère non gaussien et non stationnaire des données. La méthode que nous utilisons, qui consiste à estimer la PSD sur 17 pixels d'une *ft*-map, est analogue à une méthode bien connue du traitement du signal : la méthode de Welch [154].

La méthode de Welch propose de :

- Découper le signal en N segments se chevauchant.
- Fenêtrer chaque segment (on utilise ici une fenêtre de Hann [155]).
- Calculer la moyenne des transformées de Fourier de chaque segment.

La méthode de Welch est un estimateur consistant de la densité spectrale de puissance [154] dans le cas de données stationnaires. C'est pourquoi elle présente des limites lorsqu'on l'utilise avec des données de détecteurs interférométriques.

Dans le paragraphe 3.5, nous avons mis en évidence les limites de l'estimation de la PSD que nous utilisons dans l'analyse de signaux transitoires de longue durée. L'hypothèse d'un bruit stationnaire durant les 17 s sur lesquelles nous moyennons notre PSD n'est pas toujours vérifiée, en particulier à proximité des lignes qui fluctuent. Ces fluctuations, si elles sont mal prises en compte peuvent générer des triggers qui vont biaiser les distributions de bruit et dégrader notre sensibilité.

De plus, dans le cas d'un signal dont l'évolution fréquentielle est faible, la présence de signal dans la PSD conduit à une sur-estimation de la PSD et donc à l'atténuation du SNR du signal : on dégrade de manière significative notre sensibilité aux signaux quasi-monochromatiques.

Ces limitations nous ont conduit à chercher de nouvelles méthodes d'estimation de la PSD. Trois méthodes (médiane, ajustement de modèle, médiane glissante) sont décrites dans la suite. Nous comparerons ces méthodes entre elles et en particulier à la méthode de Welch.

6.2.2 Estimation basée sur la médiane

Dans le cas général, une estimation de la densité spectrale de bruit basée sur la moyenne des segments voisins permet de bien suivre l'évolution du niveau de bruit. Cependant le calcul de la moyenne n'est pas robuste quand il y a des pixels de valeurs extrêmes (signal ou *glitch*). Nous considérons donc la médiane, moins sensible aux valeurs extrêmes, pour calculer la PSD. La médiane d'un ensemble est une valeur qui permet de couper l'ensemble en deux parties égales.

La démarche générale pour le calcul de la médiane est simple : il suffit d'ordonner les valeurs en une liste croissante et de choisir la valeur qui est au centre. Le principal coût de l'opération vient donc du processus de tri. Le calcul de la médiane est plus lent que celui de la simple moyenne.

Nous ne pouvons pas remplacer la moyenne directement par la médiane dans le calcul de la PSD car le problème de l'atténuation des signaux monochromatiques persisterait. En effet, si un signal d'ondes gravitationnelles est présent sur plus de la moitié des bins de fréquence (la durée du signal est supérieure à 8 s) alors le calcul de la PSD par la médiane serait également biaisé par le signal. Comme nous recherchons avant tout des signaux de longue durée, il arrive régulièrement que nos signaux fassent plus de 8 s dans un bin de fréquence donné. Plutôt que de calculer la PSD pour chaque segment, nous

la calculons pour l'ensemble de la carte temps-fréquence. Ainsi la PSD est valable y compris pour des signaux monochromatiques de moins de 250 s.

La calcul de la PSD s'exprime comme :

$$PSD_I = \text{median}_{0 \leq t \leq wdur} P_I(t; f). \quad (6.1)$$

La figure 6.1 montre diverses ft -maps obtenues avec les deux calculs de la PSD (moyenne et médiane) pour un signal injecté d'ADI dans des données simulées gaussiennes.

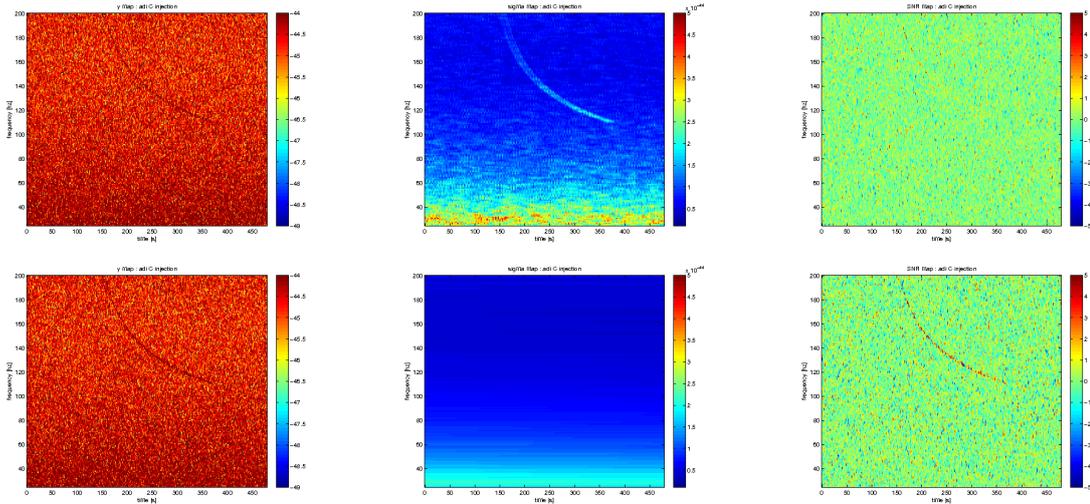


FIGURE 6.1 – Injection d'un signal d'ondes gravitationnelles dans des données simulées. La ligne du haut représente les ft -maps obtenues pour le calcul de la PSD basé sur la moyenne, celle du bas pour la médiane. La colonne de gauche représente une carte temps-fréquence de la statistique Y (voir 3.3.3) inchangée pour les deux méthodes. La colonne du milieu représente les cartes temps-fréquence de σ où l'on peut voir le biais du signal obtenu avec la méthode de la moyenne contrairement à la médiane. Enfin la colonne de droite représente une carte temps-fréquence du SNR, où l'on voit le signal d'ADI atténué pour la méthode de la moyenne.

L'utilisation de la médiane dans le calcul de la PSD a pour conséquence de faire ressortir certains *glitches* qui étaient atténués précédemment. Un travail de compréhension des données et de redéfinition des critères de sélection est donc nécessaire afin de gagner réellement en sensibilité.

De plus, l'utilisation de la médiane appliquée sur la durée totale d'une ft -map suppose que le niveau de bruit varie peu sur la durée de la carte. Malheureusement, sur des durées de l'ordre de 500 s, cette hypothèse n'est pas vérifiée à basse fréquence. La figure 6.2 montre l'évolution du niveau de bruit sur une période de 2000 s. Ainsi l'utilisation de la médiane a pour conséquence de tantôt sur-estimer et tantôt sous-estimer le niveau de bruit, entraînant un excès de puissance et donc de triggers, en particulier à basse fréquence.

Ce dernier argument explique pourquoi nous préférons nous tourner vers d'autres méthodes d'estimation de la PSD plus robustes pour l'analyse de signaux longs. L'utilisation de la médiane dans le calcul de la PSD reste une bonne méthode pour des analyses similaires à condition de considérer des échelles de temps court (et donc cela fonctionne bien pour des signaux courts).

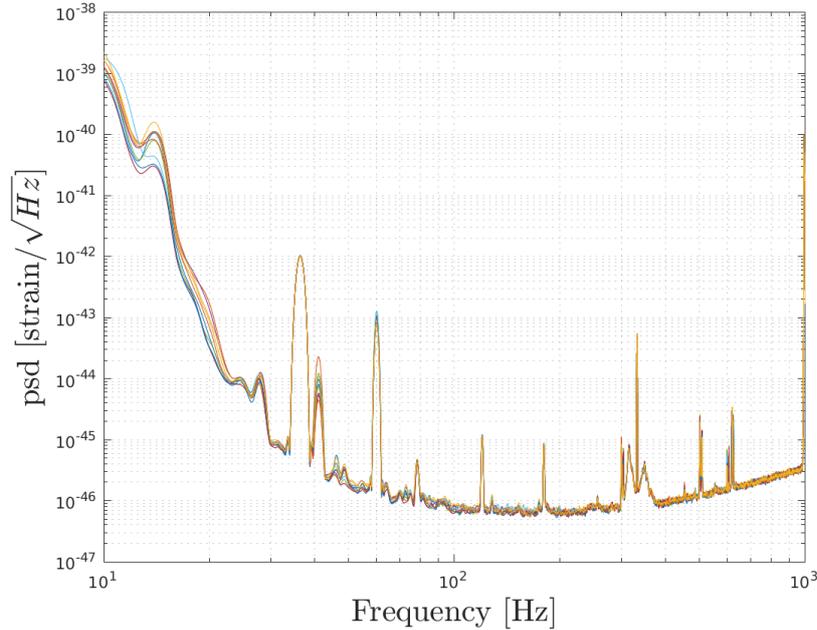


FIGURE 6.2 – Estimation de la densité spectrale de probabilité avec la méthode de Welch appliquée sur les données de O1 pour 10 segments espacés de 200 s. L’amplitude à basse fréquence fluctue trop pour pouvoir utiliser la méthode de la médiane, sur des segments de 500 s.

6.2.3 Estimation basée sur l’ajustement polynomial

Il est possible de modéliser la PSD par deux composantes :

- une composante que l’on appelle le “niveau de bruit” qui est la superposition des bruits fondamentaux (bruit sismique, bruit thermique et bruit de photon) et techniques (voir. 2.2.4) ;
- une composante qui décrit les différentes lignes qui se superposent au niveau de bruit.

Les méthodes précédemment étudiées traitent le problème de la PSD de manière globale en estimant les deux contributions en même temps. Cependant, une façon différente d’aborder le problème est de se concentrer dans un premier temps sur le niveau moyen de bruit, de l’estimer puis dans un second temps, de traiter les lignes de façon indépendante.

Le niveau de bruit peut être modélisé par des quotients de polynômes aux puissances entières ou réelles. Plusieurs modèles ont été considérés.

Pour des raisons de dynamique, il est parfois plus facile de faire converger l’ajustement d’un modèle en considérant le logarithme des données. On pose $x = \log(f)$. Un premier modèle de polynôme d’ordre 8 (p8o) a été considéré :

$$\log(S_{p8o}(x)) = p_0 + p_1x + p_2x^2 + p_3x^3 + p_4x^4 + p_5x^5 + p_6x^6 + p_7x^7 + p_8x^8. \quad (6.2)$$

Mais ce modèle fut mis de coté plus tard parce qu’il converge avec difficulté.

Deux modèles de quotients de polynômes (pr2o4o et pr2o5o) ont également été testés avec plus de succès :

$$\log(S_{pr2o4o}(x)) = p_0 + p_1x + p_2x^2 + \frac{q_1}{x - c_1} + \frac{q_2}{(x - c_2)^2} + \frac{q_3}{(x - c_3)^3} + \frac{q_4}{(x - c_4)^4}. \quad (6.3)$$

$$\log(S_{pr2o5o}(x)) = \frac{p_0 + p_1x^1 + p_2x^2}{q_0 + q_1x^1 + q_2x^2 + q_3x^3 + q_4x^4}. \quad (6.4)$$

Enfin deux polynômes aux puissances réelles ont été considérés (mp3o et mp4o) :

$$\log(S_{mp3o}(x)) = p_0 + p_1x^{1-a_1} + p_2x^{2+a_2} + p_3x^{3+a_3}. \quad (6.5)$$

$$\log(S_{mp4o}(x)) = p_0 + p_1x^{1-a_1} + p_2x^{2+a_2} + p_3x^{3+a_3} + p_4x^{4+a_4}. \quad (6.6)$$

Ces modèles s'ajustent avec plus ou moins de rapidité en fonction des situations. En particulier, leur robustesse face aux *glitches* courts est assez variable. C'est le modèle pr2o4o qui présente le meilleur compromis et qui sera utilisé principalement dans la suite.

Une fois le modèle choisi le processus est simple : pour chaque segment de données, on utilise la transformée de Fourier pour accéder au contenu spectral du segment puis on masque les fréquences contenant des lignes afin de ne pas biaiser l'ajustement. Un algorithme d'ajustement [156] permet d'estimer les paramètres du modèle qui représentent le mieux les données spectrales. En recalculant à chaque segment les paramètres du modèle, on suit l'évolution temporelle du niveau de bruit.

Le point critique de cette méthode est l'ajustement : processus long qui ne converge pas forcément. Pour accélérer la convergence de l'ajustement, on utilise les paramètres du modèle trouvés pour le segment précédent.

Le fait que nous utilisons des polynômes rend cette méthode robuste à la présence d'un signal. En effet, un signal n'est présent que sur quelques bins de fréquence (fluctuation locale) tandis que l'on ajuste le polynôme sur l'ensemble de la PSD. On ne sur-estime donc pas la PSD même dans le cas d'un signal quasi-monochromatique.

Autre avantage, dans le cas de certaines familles de *glitches* courts (concentrés dans un ou deux bins de temps) qui se répandent sur de nombreux pixels à basse fréquence, le modèle peut inclure ces *glitches* et donc les soustraire par la suite.

La figure 6.3 illustre l'ajustement des différents modèles sur des données issues de O1.

6.2.4 Estimation basée sur la médiane glissante

Nous avons envisagé l'estimation du niveau de bruit en utilisant une médiane glissante. Un filtre par médiane glissante substitue à une valeur donnée la médiane des valeurs aux alentours, dans un intervalle de largeur $2n+1$. Plus l'intervalle est grand, plus le filtrage est efficace. Afin de ne pas être sensible aux lignes parfois larges, nous utilisons un intervalle défini pour $n=20$.

Un code optimisé inspiré de [157] permet de calculer la médiane glissante pour chaque segment de notre carte temps-fréquence. À la différence de l'ajustement du niveau de bruit par des polynômes, le temps d'exécution est constant (et plus rapide) pour chaque segment. La figure 6.4 illustre l'estimation de la PSD par la méthode de la médiane glissante.

Cette méthode permet de bien suivre les fluctuations de la densité spectrale de bruit. Dans le cas où un *glitch* court est présent dans les données, la médiane glissante va le prendre en compte et il sera soustrait aux données (voir 6.3). De plus un signal dont la distribution spectrale n'excède pas 20 Hz ne sera pas pris en compte dans l'estimation de la PSD.

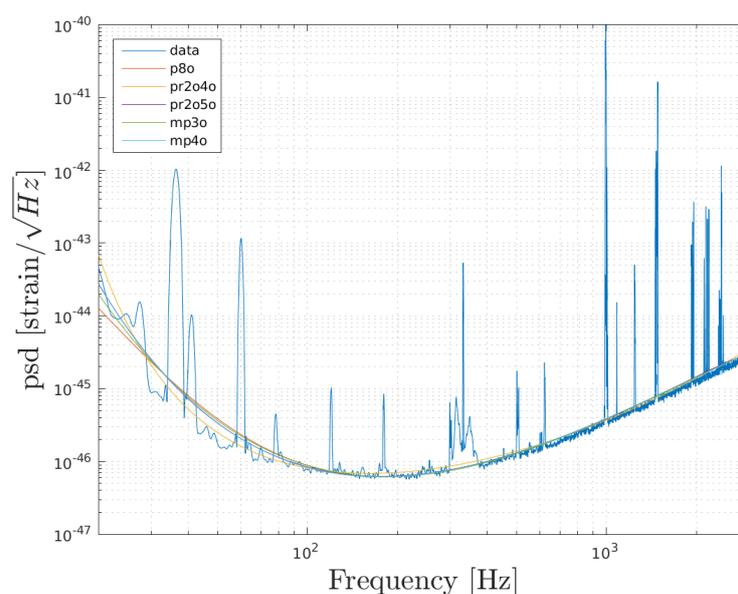


FIGURE 6.3 – Estimation de la PSD en utilisant une méthode d’ajustement reposant sur plusieurs modèles. La courbe bleue (data) est la PSD mesurée avec la méthode de Welch en utilisant 200 s de données. Les différents modèles s’ajustent plus ou moins, en particulier à basse fréquence qui est dominée par des lignes de forte amplitude.

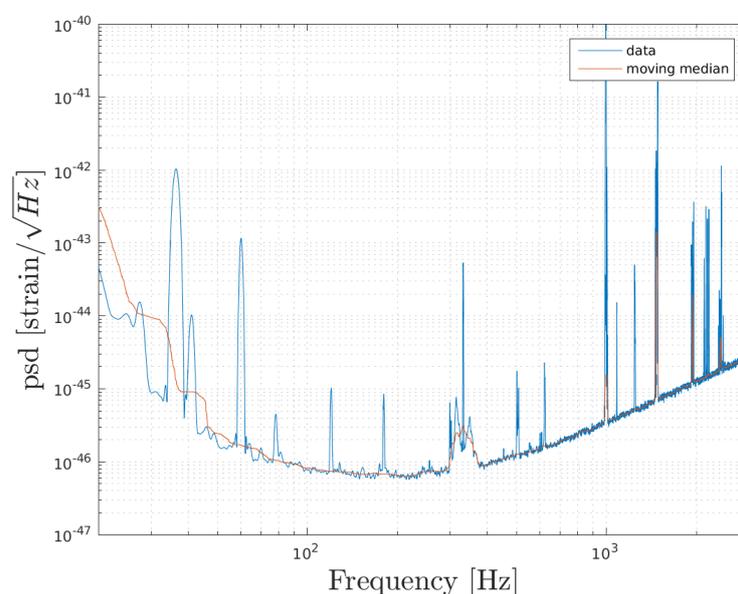


FIGURE 6.4 – Estimation de la PSD en utilisant le filtre de la médiane glissante. Cette méthode permet de bien évaluer le niveau de bruit moyen. Les quelques biais qui persistent sont principalement dus à des lignes larges. Une façon d’améliorer cette méthode est de soustraire toutes les lignes connues aux données afin de n’estimer que le niveau de bruit.

6.2.5 Comparaison entre les méthodes

Afin de comparer les différentes méthodes d'estimation de la PSD, nous utilisons des données issues du run O1 du détecteur LIGO Hanford (H1). Ces données bruitées comportent un *glitch* court situé à 153 s après le début de la carte et un autre à 270 s. Des lignes à 60 Hz, 120 Hz et 180 Hz correspondant au courant électrique sont visibles ainsi que des lignes de calibration à 33 Hz, 37 Hz et 350 Hz. Autour de 500 Hz, des lignes dues aux modes violons sont également visibles.

Nous injectons 10 s après le début de la carte un signal monochromatique de fréquence $f=150$ Hz, de durée 200 s et d'amplitude maximale 10^{-20} (signal fort). Le contenu de la *ft*-map est illustré sur la figure 6.5.

Nous construisons différentes cartes afin d'illustrer les mécanismes propres à chaque estimation de la PSD. La présence de *glitches* et d'un signal permet de comparer de quelle façon chaque estimation prend en compte les signaux courts et longs.

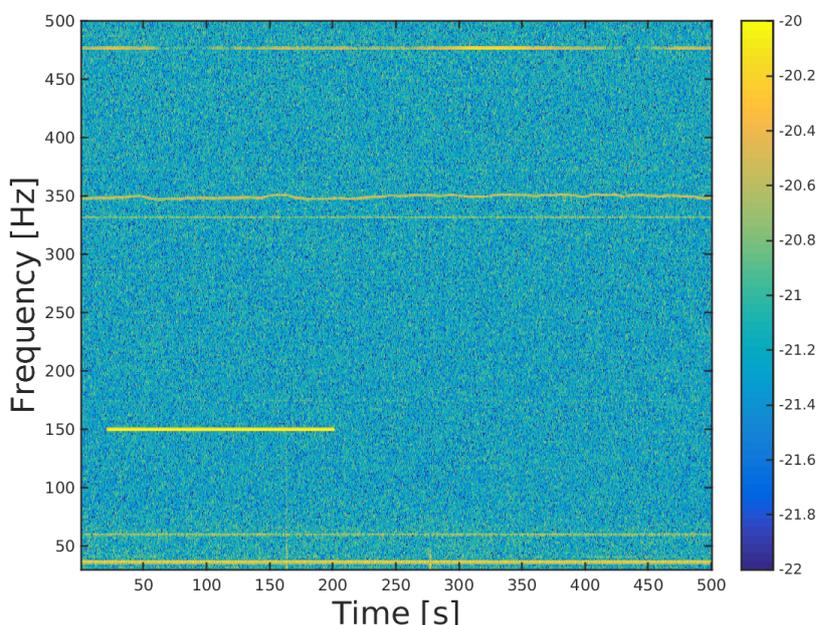


FIGURE 6.5 – Spectrogramme des 500 s de données de O1 (temps GPS : 1126076120) dans lequel on a injecté un signal monochromatique de fréquence $f=150$ Hz. L'échelle de couleur représente le logarithme de l'amplitude. De nombreuses lignes instrumentales qui fluctuent sont présentes, ainsi que deux *glitches* courts présents à 153 s et 270 s après le début de la carte.

D'un point de vue du temps d'exécution, en utilisant le code initial de **STAMP-AS**, il faut environ 120 s pour fabriquer une *ft*-map de $2000 \text{ Hz} \times 500 \text{ s}$. J'ai profité de l'amélioration de la PSD pour optimiser ce code. En utilisant la méthode de la médiane glissante, il faut environ 7 s pour fabriquer cette carte. La méthode de l'ajustement polynomial est plus longue, environ 4622 s. Cependant, si on limite le nombre d'itérations de l'algorithme d'ajustement à 500 au lieu des 10000 initiales, on arrive à fabriquer une *ft*-map en quelques 424 s.

La figure 6.6 illustre les *ft*-maps pour les statistiques σ et l'autopower (AP) définis dans le paragraphe 3.3.3 calculés avec les différentes méthodes.

Les méthodes d'estimation de la PSD basées sur la moyenne des segments voisins (méthode initiale) et sur la médiane réalisée sur la totalité de la carte prennent bien compte les différentes lignes visibles.

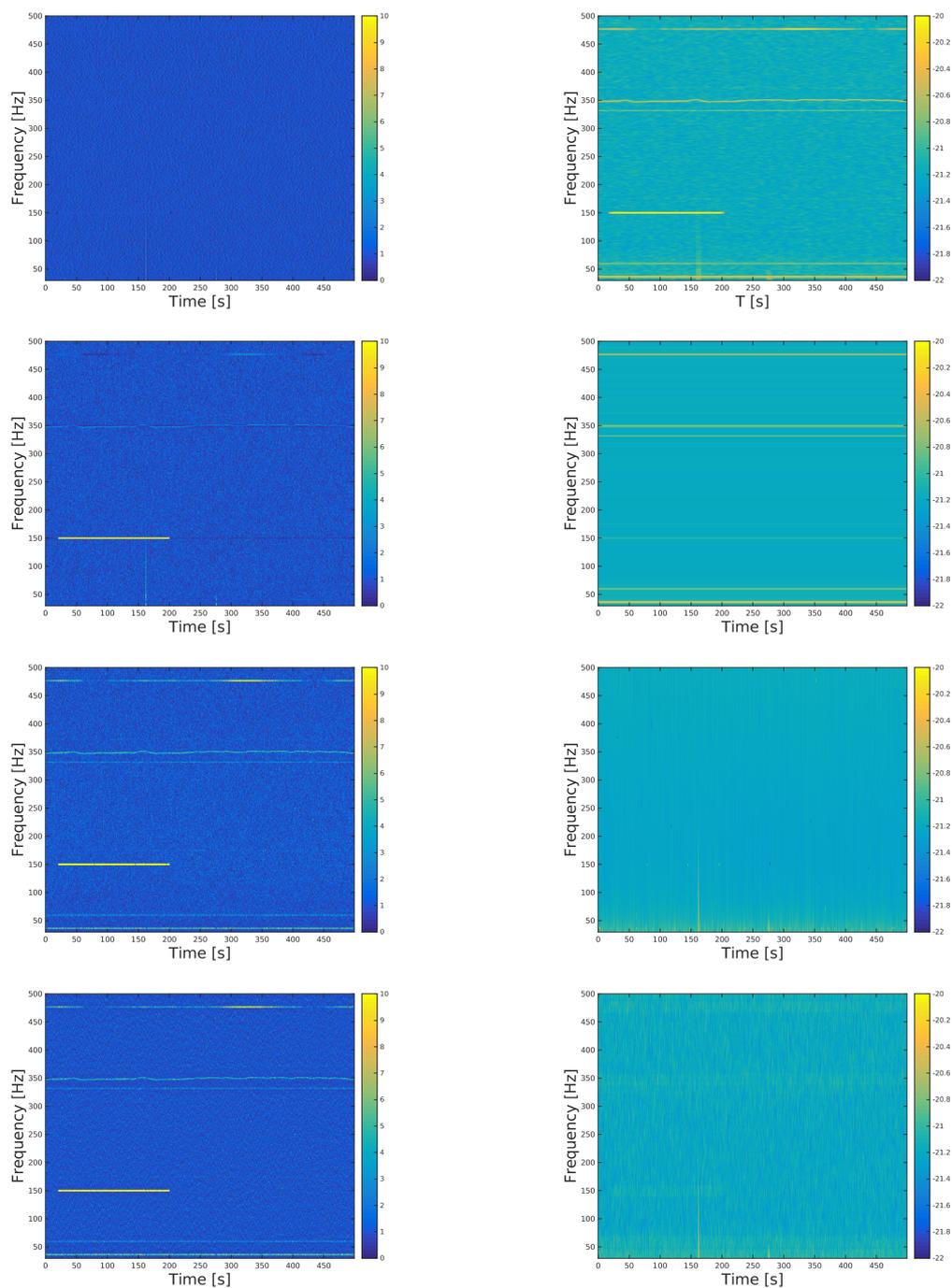


FIGURE 6.6 – Cartes temps–fréquence représentant les statistiques $\log(\sigma)$ à droite et AP à gauche définies dans le paragraphe 3.3.3. Les ft -maps de σ représentent une estimation du bruit et ne doivent théoriquement pas contenir de signal. Les ft -maps de AP sont analogues à un SNR et doivent faire ressortir le signal. La première ligne est obtenue avec la méthode d’estimation de la PSD initiale (moyennage sur les 17 segments voisins). Les ft -maps de la seconde ligne sont obtenues en considérant la médiane appliquée sur la totalité de la durée de la carte. La troisième ligne illustre l’estimation de la PSD par paramétrisation polynomiale et la dernière ligne en utilisant la médiane glissante.

Ces lignes sont atténuées sur la carte AP mais leurs fluctuations persistent voire sont amplifiées créant des excès de puissance. Ces méthodes ne sont donc pas utilisables indépendamment de l'application de masque ou de filtre de soustraction de lignes.

La méthode d'estimation de la PSD basée sur la moyenne ne prend pas en compte les deux *glitches* (signaux courts) les amplifiant sur la carte AP. De plus l'estimation est biaisée au niveau du signal monochromatique injecté (signal long) l'atténuant drastiquement sur la carte AP. Au final, si l'on applique une méthode de clustering, les deux *glitches* seront reconstruits contrairement au signal injecté. Cette méthode d'estimation de la PSD est donc appropriée pour la recherche de signaux de courte durée mais pas pour notre recherche de signaux longs.

La méthode d'estimation de la PSD basée sur la médiane obtenue en considérant la totalité de la carte n'est pas biaisée par la présence de signal et de *glitches* : ils seront reconstruits avec un fort SNR. Cependant les fluctuations des lignes sont plus visibles. Dans le cas de données très bruitées des excès de puissance sont également visibles. En effet, pour que la médiane réalisée sur 500s soit un bon estimateur, il faut faire l'hypothèse que les données sont stationnaires sur toute cette durée. Cette hypothèse n'est pas vérifiée dans la plupart des cas. Cette méthode d'estimation est donc plus adaptée à la recherche de signaux courts où les *ft*-maps construites excèdent rarement quelques secondes.

Intéressons nous maintenant à l'estimation de la PSD par l'ajustement de polynômes et par la médiane glissante.

Nous avons choisi le modèle nommé pr2o4o, précédemment décrit, comme paramétrisation polynomiale qui présente un bon compromis entre vitesse de convergence, robustesse et résultat.

La médiane glissante est calculée avec un intervalle de 20 Hz au voisinage de la valeur considérée. La méthode varie peu en fonction de cet intervalle tant que celui-ci reste grand comparé à la largeur des lignes.

Ces méthodes permettent d'estimer le niveau de bruit global de la PSD mais pas les lignes qui la composent. Comme dit précédemment, elles présentent l'avantage de suivre l'évolution temporelle du niveau de bruit sans être biaisées par un signal d'onde gravitationnelle ou des lignes. Par conséquent, les lignes sont bien visibles dans les *ft*-maps et seront reconstruites par n'importe quel algorithme de clustering. On ne peut donc pas utiliser ces méthodes d'estimation indépendamment de masque ou de méthodes de soustraction de lignes.

En ce qui concerne les deux *glitches*, comme ils sont présents dans un ou deux bins temporels et s'étalent sur de nombreux bins à basse fréquence, la méthode des polynômes les prend en compte de même que la médiane glissante (figure 6.7). Ainsi on voit les *glitches* dans les *ft*-maps de σ et ils seront soustraits lors du calcul du SNR. Ce mécanisme présente un énorme avantage dans la recherche de transitoires longs pollués par des *glitches* courts : nous n'aurons plus besoin du veto *glitch cut* ou de SNR_{frac} .

Pour conclure, si nous prenons en compte la capacité de chaque méthode à suivre les variations de la PSD, leur robustesse face aux *glitches*, les différents biais qui apparaissent ainsi que leur vitesse d'exécution, la méthode de la médiane glissante nous paraît être un bon compromis. C'est donc cette méthode qui sera choisie par défaut dans la suite de ce chapitre.

De façon générale, indépendamment de la méthode choisie, nous avons vu que l'utilisation de masque/filtre est nécessaire pour prendre en compte les nombreuses lignes qui fluctuent. Jusqu'à présent nous utilisons des masques qui affectent un peu la sensibilité de notre analyse. Nous allons voir dans le paragraphe suivant de nouvelles méthodes pour prendre en compte ces lignes de manière plus efficace.

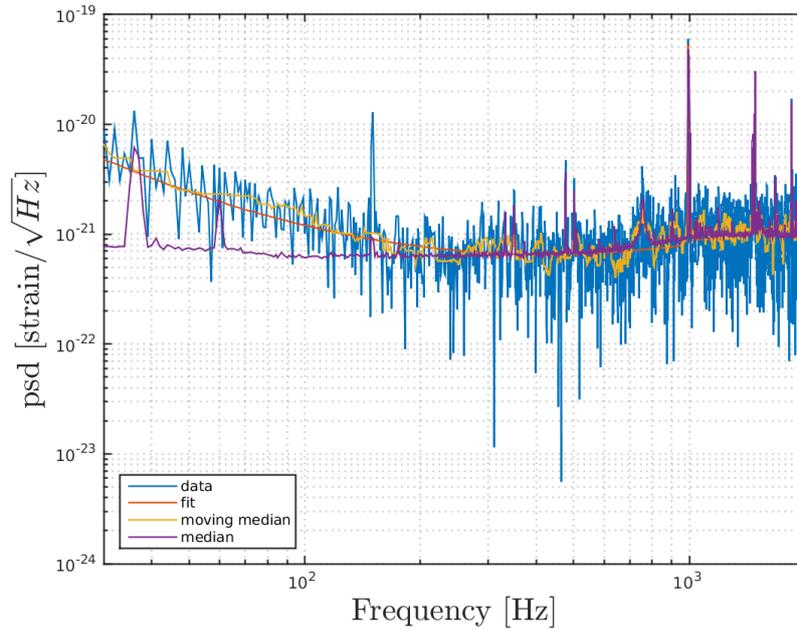


FIGURE 6.7 – Mécanisme de prise en compte du glitch avec les méthodes d’ajustement de polynôme et de médiane glissante. Le glitch apparaît par une élévation du bruit jusqu’à ~ 150 Hz. L’estimation avec la médiane qui n’est pas capable de prendre en compte le *glitch* permet de mesurer l’excès de puissance à basse fréquence dû au *glitch*.

6.3 Lignes

6.3.1 Contexte

La présence de lignes qui fluctuent dans les données nous oblige à mener une analyse fine car il n’y a rien qui ressemble plus à un signal d’onde gravitationnelle monochromatique qu’une ligne instrumentale. Heureusement, la plupart des lignes sont connues et répertoriées. Il suffit donc de suivre ces différentes lignes au cours du temps afin de ne pas les confondre avec des signaux d’ondes gravitationnelles.

Ceci est d’autant plus vrai que dans la section précédente, nous avons divisé les contributions de la PSD en deux composantes et implémenté des méthodes efficaces pour estimer le niveau de bruit faisant par conséquent ressortir les lignes.

La méthode utilisée jusqu’à présent pour prendre en compte ces lignes consiste à les cacher sous des masques. Cependant, nous avons vu que des problèmes au niveau du clustering et de la reconstruction des triggers apparaissent à cause de ces masques (voir paragraphe 3.5). Certains signaux d’ondes gravitationnelles traversés par des masques se retrouvent morcelés.

Plutôt que d’utiliser un masque assez large pour couvrir les fluctuations en fréquence des lignes, il est possible de tirer parti des informations portées par les lignes instrumentales pour les suivre et les soustraire, sans dommage pour les pixels voisins.

6.3.2 Méthode de suivi et de soustraction de lignes

Il existe de nombreux algorithmes de soustraction de lignes, cependant pour la majorité d’entre eux, ils ne considèrent que des lignes stationnaires (simple fitre coupe-bande). Nos lignes sont fluctuantes, il

faut donc associer à ces algorithmes de soustraction de lignes des algorithmes de suivi de lignes.

Les lignes instrumentales ont de forte amplitude (plusieurs ordres de grandeur au dessus du niveau de bruit) ce qui rend leur suivi aisé.

J'ai développé un algorithme inspiré de *iwave* qui permet de suivre l'évolution d'une ligne au cours du temps et de la soustraire aux données. *iwave* est un simple filtre à réponse impulsionnelle infinie (IIR) qui va suivre la phase, l'amplitude et la fréquence d'une ligne de manière itérative : pour un temps donné, *iwave* utilise les valeurs calculées au temps précédent. Ainsi, pour que *iwave* fonctionne bien, il faut lui fournir les valeurs attendues de fréquence et d'amplitude initiales. Cependant, au début d'une carte, nous ne connaissons pas la fréquence d'une ligne avec précision, j'ai donc ajouté une étape préliminaire qui va chercher la valeur de la fréquence et de l'amplitude d'une ligne dans une étroite bande de fréquence.

Une fois l'amplitude, la phase et la fréquence de la ligne connues au cours du temps, il est aisé de la soustraire aux données. La figure 6.8 illustre la PSD avant et après l'application de cette méthode de soustraction de lignes. Cette méthode fonctionne bien tant que les lignes ne sont pas trop larges. Au delà d'une largeur de quelques hertz, la ligne n'est pas complètement soustraite.

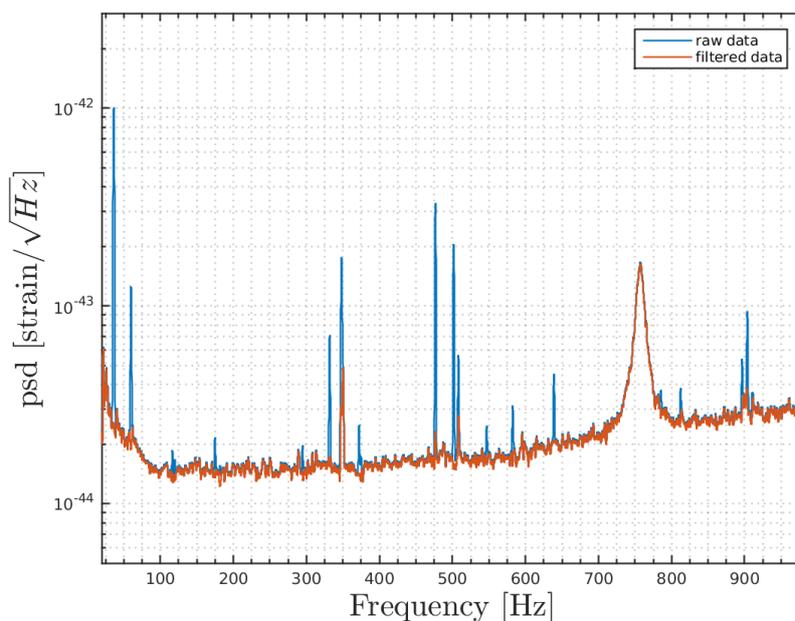


FIGURE 6.8 – Densité spectrale de bruit estimée sur des données de O1 avec la méthode de Welch. La courbe bleue est obtenue avec des données brutes non filtrées. La courbe rouge est obtenue après avoir appliqué une méthode de suivi et de soustraction de lignes. Cette méthode efficace pour soustraire la majorité des lignes (60 Hz, ...) présente certaines difficultés dans le cas de lignes larges, par exemple ici autour de 350 Hz et 750 Hz.

L'algorithme est plutôt rapide, environ une seconde pour soustraire la vingtaine de lignes présentes dans les données. Son implémentation n'aura donc pas de conséquence sur le temps d'exécution total de notre analyse. La figure 6.9 montre comment évolue la carte temps-fréquence utilisée dans l'étude des performances de la section précédente. Dans le cas où un signal d'onde gravitationnelle traverse une ligne instrumentale, l'algorithme distingue les deux contributions et soustrait la ligne sans atténuer le signal.

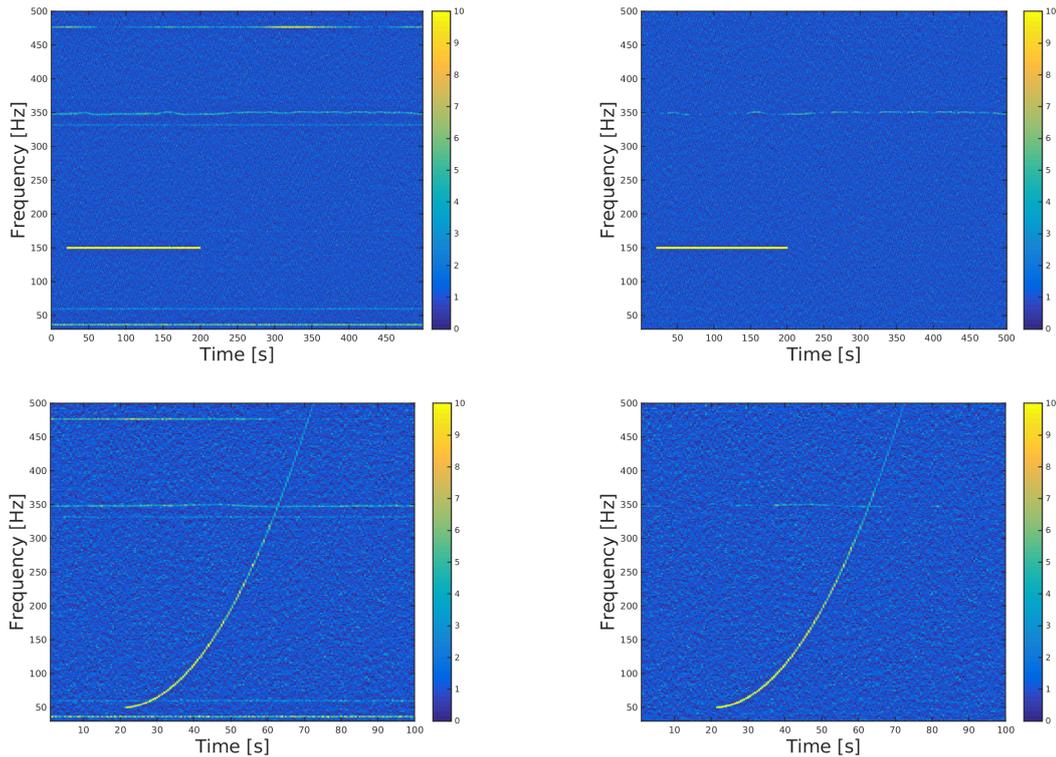


FIGURE 6.9 – Cartes temps-fréquence obtenues avec les données de O1 dans lesquelles on a injecté un signal monochromatique (haut) ou quadratique (bas). La PSD est estimée avec la méthode de la médiane glissante. Les cartes de droite sont faites avec les données brutes non filtrées et on peut y voir de nombreuses lignes. Les cartes de gauche sont réalisées avec des données filtrées de la majorité des lignes. Seule subsiste la ligne à 250 Hz trop large pour utiliser notre algorithme de soustraction de ligne. Le filtrage n’affecte pas le signal même si celui-ci chevauche une ligne qui sera soustraite.

Malgré tous les avantages que présentent cette méthode, certaines limites sont notables. Il arrive que l’on soustrait trop d’amplitude pour une ligne donnée, on obtient alors un déficit d’énergie de la PSD. De manière générale, cela ne pose pas de problème puisque cela produit des déficits de puissance dans les ft -maps associées pour des fréquences où l’on sait que le détecteur est aveugle.

Il arrive également que l’algorithme suive une mauvaise ligne voisine à celle ciblée. Par conséquent on reconstruit la ligne avec un fort SNR. Ce défaut de fonctionnement est visible dans notre estimation du bruit de fond. Il suffit donc de changer les paramètres pour rectifier l’anomalie.

Bien que l’algorithme soit rapide, il est assez sensible aux paramètres utilisés : son utilisation demande un long travail préliminaire sur la PSD afin d’identifier les différentes lignes.

Enfin l’algorithme présente la difficulté de soustraire les lignes larges en fréquence. C’est le cas par exemple des lignes autour de 350 Hz et 750 Hz visibles sur la figure 6.8. Pour supprimer ces lignes, nous n’avons pas d’autres choix que d’utiliser des masques.

6.3.3 Masques et inpainting

Un masque est équivalent à un filtre coupe-bande où les coefficients de certaines fréquences sont mis à zéro. Les analyses précédentes ont mis en évidence certaines limites à l’utilisation de masques, en particulier un signal traversant un masque sera morcelé et reconstruit en plusieurs triggers atténuant

donc sa signification.

Plutôt que d'appliquer de manière standard nos masques, nous proposons de les combiner avec une méthode connue en traitement d'images : l'inpainting.

L'inpainting est le nom donné à la technique de reconstruction d'images détériorées ou de remplissage des parties manquantes d'une image. Une application de cette méthode est le retrait d'une région indésirable de l'image (par exemple un individu présent devant un paysage comme illustré sur la figure 6.10). À la différence du simple masque, l'inpainting va "remplir" les trous de l'image engendrés par le masque. Cette technique d'imagerie est donc particulièrement adaptée pour nos *ft*-maps où les lignes sont analogues à des régions indésirables.



FIGURE 6.10 – Exemple d'utilisation de l'inpainting. L'image de gauche est l'image originale pour laquelle on souhaite retirer l'individu au milieu. Pour cela on définit un masque qui couvre la zone à soustraire (image du milieu). Puis on applique l'inpainting pour combler le trou engendré par le masque (gauche). L'image finale ne contient plus la zone indésirable et ne présente pas de trou, elle semble avoir été prise ainsi.

Il existe de nombreuses méthodes d'inpainting reposant sur des techniques différentes [158]. Nous avons choisi d'implémenter une méthode rapide reposant sur la similitude de zone (*patch-match*) :

- nous définissons et appliquons les masques sur une *ft*-map,
- pour chaque pixel masqué de la carte, nous considérons une zone au voisinage du pixel et nous cherchons sur le reste de la carte une zone similaire,
- nous remplissons les pixels masqués avec les pixels de la zone similaire.

Le schéma 6.11 illustre les étapes de l'algorithme.

Pour trouver la zone similaire, nous définissons la similitude Ω entre deux zones $\Gamma_{1,2}$ en calculant la différence de pixels :

$$\Omega = \sum_{(i,j) \in \Gamma} |\Gamma_1(i,j) - \Gamma_2(i,j)| \quad (6.7)$$

où Γ_1 et Γ_2 sont les valeurs des pixels masqués et de la zone similaire respectivement. La zone qui minimise Ω sera considérée comme similaire et ses pixels serviront à combler les valeurs des pixels masqués. Un exemple de la méthode d'inpainting appliquée sur nos cartes temps-fréquence est illustré figure 6.12. On y voit un signal d'évolution fréquentielle quadratique injecté dans du bruit gaussien. Sans utilisation d'inpainting le signal est morcelé et on perd beaucoup de SNR. L'inpainting permet de reconstruire les portions de signal supprimées par les masques.

En comblant les trous présents dans notre carte temps-fréquence, on aide notre algorithme de clustering à reconstruire le signal dans son intégralité, c'est le principal avantage de cette méthode. Cependant, cette implémentation de la méthode d'inpainting est assez lente car il faut considérer tous les pixels de la carte pour chaque pixel présent dans le masque. En moyenne il faut une centaine de secondes pour traiter une carte de $500\text{ s} \times 2000\text{ Hz}$.

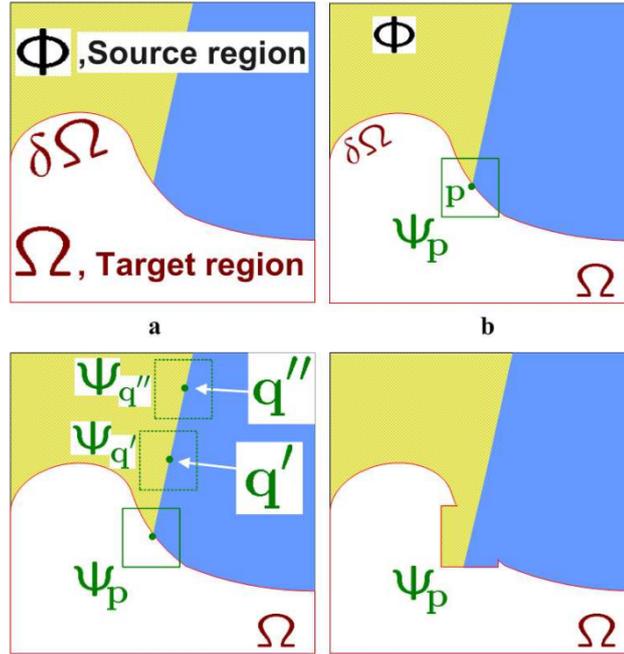


FIGURE 6.11 – Illustration du fonctionnement de l’algorithme de *patch match*. Pour chaque pixel du masque on définit une zone au voisinage, puis on parcourt l’intégralité de la carte pour chercher une zone similaire dont on se sert pour “remplir” les trous engendrés par le masque [159].

La figure 6.12 compare la reconstruction d’un signal avec et sans inpainting. En utilisant l’inpainting, un seul cluster est reconstruit alors que sans inpainting, jusqu’à 4 clusters individuels apparaissent. On gagne environ un facteur 2 sur le SNR du cluster reconstruit grâce au fait que l’on ne morcelle pas le signal. La table 6.1 donne le SNR des différents clusters reconstruits avec *ZebraGuard* et le cluster reconstruit après avoir appliqué l’inpainting.

	Sans inpainting	Avec inpainting
cluster 1	3.3×10^4	7.2×10^4
cluster 2	1.5×10^4	
cluster 3	8.5×10^3	
cluster 4	2.4×10^3	
cluster 4	1.9×10^3	

TABLE 6.1 – SNR des clusters reconstruit à partir de l’exemple donné figure 6.12. Sans méthode d’inpainting, le signal est morcelé en 5 clusters dont le plus grand SNR vaut environ 3.3×10^4 . En utilisant la méthode d’inpainting, le signal est reconstruit dans son intégralité avec un SNR de 7.2×10^4 .

De plus, la reconstruction d’un signal n’est pas parfaite et présente quelques “décalages”. Cela dépend beaucoup de l’ordre dans lequel on comble les pixels du masque (ici on comble par pixels de temps et de fréquence décroissants). Il s’agit d’un problème toujours actuel dans le cadre de masques aux formes complexes [160]. Bien que nos masques ne soient que de simple rectangle, on voit tout de même un effet de ces mauvaises reconstructions aux alentours de 300 Hz sur la figure 6.12. Ce décalage n’empêchera pas une détection mais la méthode d’inpainting ne doit pas être utilisée pour le suivi d’un évènement qui dépasse le seuil de détection.

Enfin, si un signal d’ondes gravitationnelles est compris entièrement dans les pixels du masque,

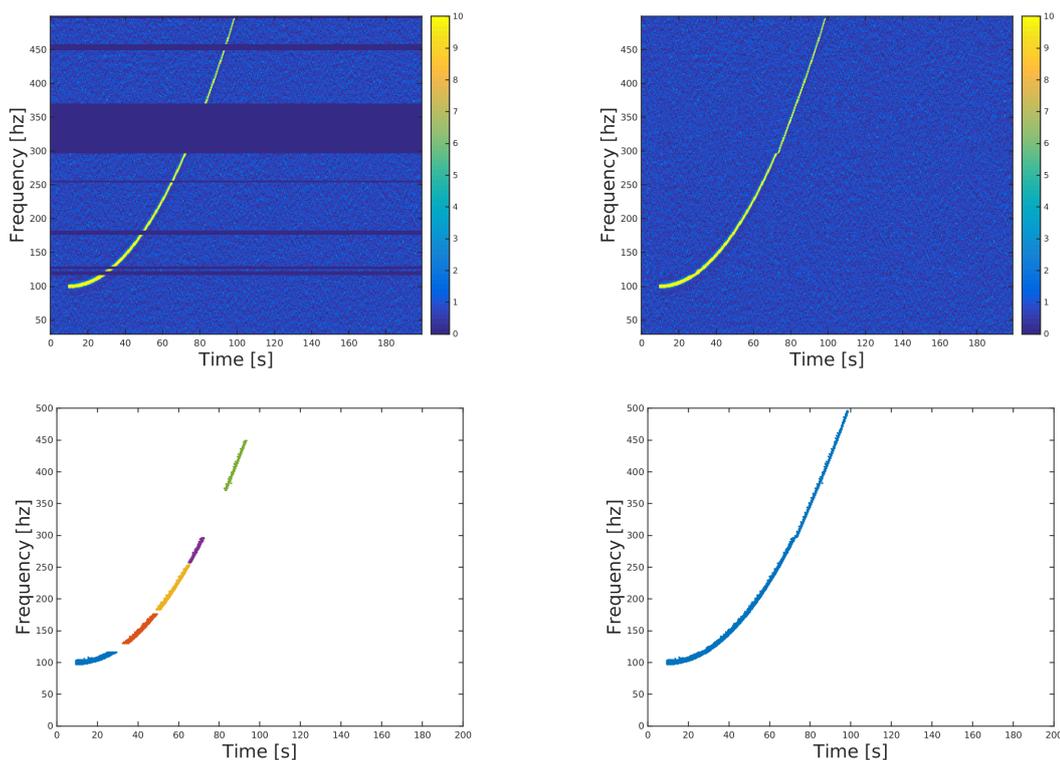


FIGURE 6.12 – Cartes temps-fréquence d’un signal quadratique injecté dans du bruit gaussien simulé (haut). On applique des masques sur des bandes de fréquences plus ou moins large (gauche). Puis on comble les pixels des masques avec la méthode du patch-match (droite). Cette méthode reconstruit bien le signal peu importe la largeur de la bande de fréquence masquée. Il existe cependant un décalage lors de la reconstruction aux alentours de 300 Hz dû au fait que l’on comble les pixels du haut vers le bas et de la droite vers la gauche. Ce décalage n’empêchera pas une détection mais engendrera des erreurs dans l’estimation des paramètres. Les clusters sont ensuite reconstruits en utilisant *Zebragard* (bas). Les masques morcellent le signal reconstruit en petits bouts (gauche). Le SNR du plus grand cluster est 3.3×10^4 . La méthode d’inpainting permet de reconstruire l’intégralité du signal (droite), le SNR reconstruit est 7.2×10^4 .

nous ne pouvons pas le reconstruire. C’est pourquoi nous utiliserons cette méthode en complément des méthodes de soustraction de ligne et uniquement pour révéler les évènements significatifs.

Le signal injecté considéré dans la figure 6.12 est extrêmement fort pour illustrer la méthode mais l’inpainting marche aussi bien pour des signaux de plus faible amplitude.

6.3.4 Performance et gain

En reprenant les données interférométriques précédemment utilisées dans notre étude, nous injectons un signal d’ondes gravitationnelles. Puis nous soustrayons les principales lignes et nous contruisons les ft -maps correspondantes comme celles illustrées figure 6.13. Nous appliquons des masques de fréquence autour de la bande de fréquences 347-353 Hz trop large pour être filtrée avec notre méthode de soustraction de ligne. Nous comblons ensuite les trous engendrés par les masques avec notre méthode d’inpainting. Le signal injecté n’est pas altéré par l’utilisation des masques et la méthode d’inpainting permet de bien le reconstruire. On facilite ainsi l’étape de clustering. Le processus total met 2300 s. La

carte finale obtenue est nettoyée de toutes les lignes.

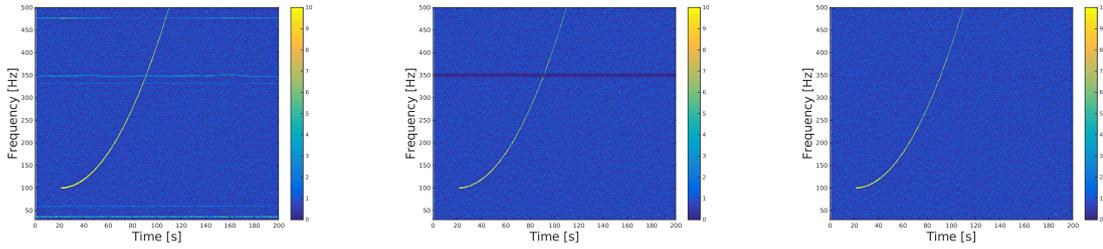


FIGURE 6.13 – Carte temps-fréquence d’un signal quadratique injecté dans des données de l’interféromètre de Hanford lors du premier run d’observation O1. La figure de gauche représente les données brutes, on y voit notamment les nombreuses lignes qui fluctuent au cours du temps. La figure du milieu représente les données soustraites des lignes connues et sur lesquelles on a appliqué un masque autour de la fréquence 300 Hz. La figure de droite est la carte finale une fois la méthode inpainting appliquée. Cette carte finale est vide de toutes les lignes et des *glitches* et sera donc plus facile à analyser.

6.4 Carte multi-résolution

Jusqu’à présent, nous avons travaillé avec des ft -maps pour une résolution arbitraire de $1\text{ s} \times 1\text{ Hz}$. Seulement cette résolution n’est pas forcément adaptée à tous les types de signaux : pour un signal monochromatique, on souhaiterait diminuer la résolution fréquentielle afin de reconstruire de manière précise la fréquence du signal. À l’inverse comme le signal évolue peu au cours du temps, on peut choisir des pixels de temps plus large. Pour un signal type ADI, on souhaiterait avoir une bonne résolution temporelle au début car le signal évolue beaucoup. Vers la fin du signal, on peut être plus souple sur la résolution temporelle car le signal tend vers un signal monochromatique. Pour un signal de coalescence de deux étoiles à neutrons, c’est l’inverse, le signal évolue peu au début, par contre les dernières secondes possèdent une grande dynamique.

Le choix de la résolution ne peut être laissé au hasard, en particulier la résolution fréquentielle (D_f) et la résolution temporelle (D_t) doivent vérifier :

$$D_f \times D_t \sim 1 \quad (6.8)$$

De plus, les problèmes de mémoire engendrés par une résolution trop précise sont également à prendre en compte. Comme nous ne faisons pas d’hypothèse sur la forme du signal, nous ne pouvons pas nous arrêter sur une résolution qui modéliserait mieux un signal particulier. La solution est donc de réaliser plusieurs cartes temps-fréquence de résolutions différentes et de les combiner ensemble.

Or nous cherchons essentiellement des signaux de longue durée, nous favoriserons une meilleure résolution fréquentielle que temporelle. La construction de plusieurs ft -maps pour un temps donné peut avoir une incidence non négligeable sur le temps d’exécution de la chaîne d’analyse. Un effort a donc été réalisé pour fabriquer de manière parallèle ces différentes cartes. Au final, il ne faut pas plus de 5 s pour avoir 6 ft -maps de résolution différente. Cependant nous devons utiliser des résolutions en temps et en fréquence qui doivent être des puissances de 2.

La figure 6.14 illustre les ft -maps obtenues pour les résolutions suivantes : $[1/16\text{ Hz } 16\text{ s}]$, $[1/8\text{ Hz } 8\text{ s}]$, $[1/4\text{ Hz } 4\text{ s}]$, $[1/2\text{ Hz } 2\text{ s}]$, $[1\text{ Hz } 1\text{ s}]$, $[2\text{ Hz } 1/2\text{ s}]$. La combinaison se fait simplement en choisissant le pixel de plus grand SNR pour chaque temps et fréquence de la carte. Un résultat est montré sur la figure 6.15.

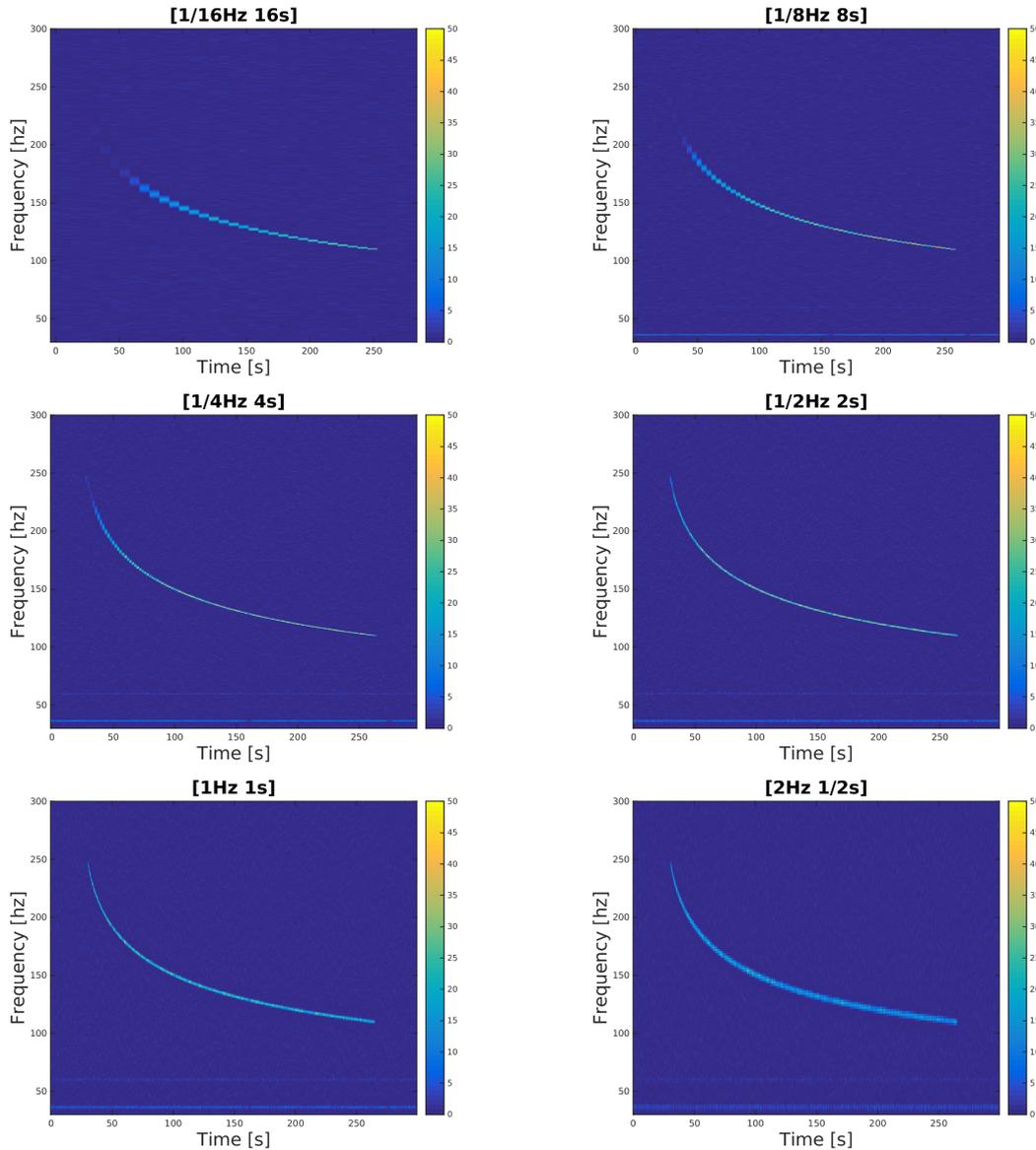


FIGURE 6.14 – Cartes temps-fréquence d'un signal d'ADI injecté dans des données de détecteurs interférométriques pour différentes résolutions. Le signal obtenu pour chaque carte est plus ou moins visible selon la résolution, en particulier une bonne résolution sera plus adaptée à une portion de signal quasi monochromatique (ici la fin du signal injecté). A l'inverse une bonne résolution temporelle sera plus adaptée pour une portion de signal qui évolue rapidement (début du signal injecté). A travers ces cartes, on met en évidence qu'il n'y a pas de résolution à privilégier. La meilleure façon de reconstruire le signal est de combiner plusieurs résolutions.

6.5 Méthode d'estimation du bruit de fond

Afin de gagner en temps d'exécution et d'implémenter les développements précédemment présentés sans coût supplémentaire, nous avons généralisé la méthode des time-slides qu'utilise *Lonetrack* à l'ensemble de la chaîne d'analyse (voir paragraphe 4.2.3).

L'estimation du bruit de fond se fait maintenant en deux étapes différentes [135] :

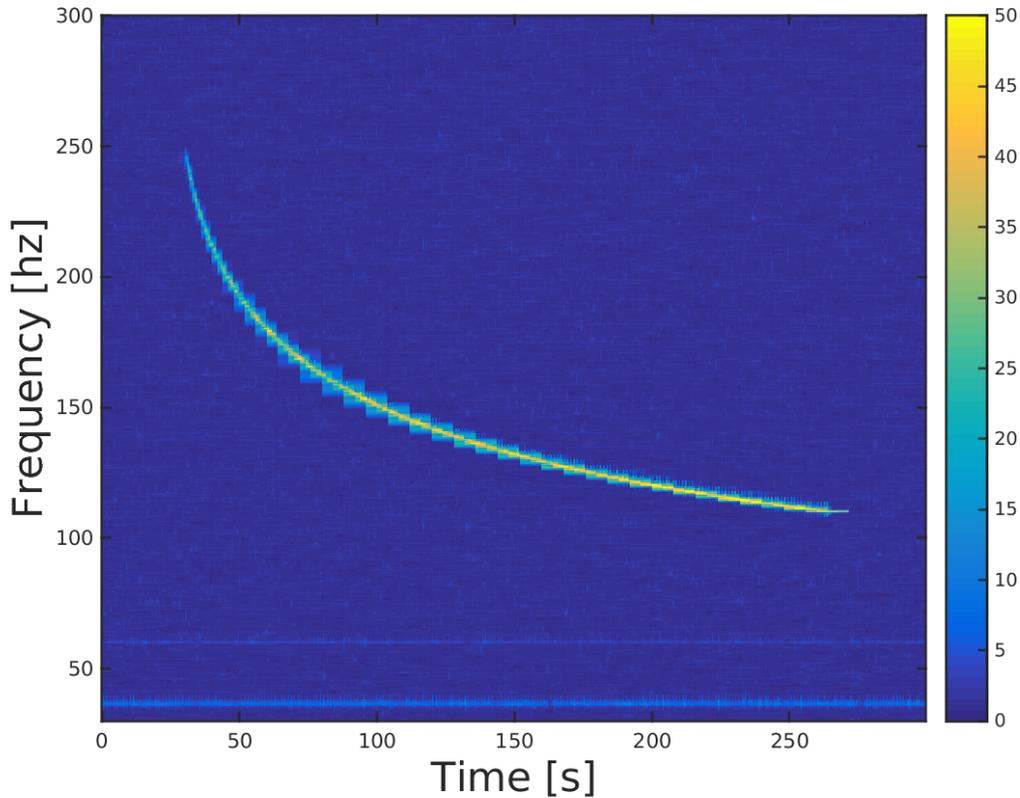


FIGURE 6.15 – Combinaison des cartes temps-fréquence de différentes résolutions. La combinaison s’effectue en choisissant les pixels de plus fort SNR pour chaque temps et chaque fréquence de la carte. Les différentes résolutions sont plus ou moins adaptées selon les portions du signal considéré (forte décroissance en fréquence ou quasi monochromatique). La combinaison permet de représenter un signal de façon plus juste quelle que soit sa forme. Au final un gain de SNR est obtenu pour le signal injecté.

- on extrait les clusters sur des ft -maps pour un seul détecteur ;
- on combine ces clusters avec les cartes de l’autre interféromètre pour obtenir des triggers.

L’avantage de cette méthode est que l’étape la plus longue (construction de carte) n’est réalisée qu’une fois contrairement à la méthode initiale qui nécessite la construction d’une carte par position souhaitée. On gagne ainsi en temps d’exécution mais aussi en sensibilité. En effet, la combinaison entre un cluster et une carte n’est qu’une suite opération mathématique basique comme des multiplications de matrice, on peut donc tester plus de positions pour un moindre coût.

6.6 Performance et comparaison

Dans ce paragraphe nous allons confronter la nouvelle version de STAMP-AS incluant nos améliorations avec la version initiale de la chaîne d’analyse afin de comparer le gain en terme de temps d’exécution, de sensibilité et de compréhension des données. Dans une première partie nous nous restreindrons à du bruit simulé, idéal pour comparer les performances au niveau algorithmique. Dans une seconde partie nous analyserons des données de O1 afin de mettre en perspective les résultats obtenus dans le chapitre 4.

6.6.1 Simulation de bruit gaussien

6.6.1.1 Temps d'exécution

Afin d'estimer le gain au niveau du temps d'exécution de la chaîne d'analyse complète, nous comparons le temps que met chaque version à traiter une fenêtre de 200 s de données. Pour chaque version de la chaîne d'analyse nous réalisons une carte de $[200 \text{ s} \times 2000 \text{ Hz}]$ cohérente et nous extrayons les différents triggers. Comme les données sont issues d'une simulation de bruit gaussien, nous n'appliquons aucun masque de fréquence ou d'algorithme de soustraction de lignes.

La version initiale de la chaîne d'analyse met environ 85.8 s à analyser la fenêtre de données pour une résolution de $[1 \text{ s} \times 1 \text{ Hz}]$ et en considérant 5 positions dans le ciel. La nouvelle version de **STAMP-AS** met 1.5 s pour analyser cette même fenêtre dans la même configuration.

Cependant, il faut aussi considérer à ce gain de temps les différentes améliorations proposées comme la multi-résolution qui permet de gagner en sensibilité mais revient à construire plus de cartes et donc allonge le temps d'analyse d'une fenêtre. La nouvelle façon de combiner les clusters d'un interféromètre avec une carte de l'autre permet de considérer plus de positions et donc de gagner également en sensibilité. Ainsi il faut 21.1 s à la nouvelle version pour analyser la fenêtre de données avec 6 résolutions différentes et en considérant 100 positions dans le ciel.

Grâce à une complète réécriture du code d'analyse, on arrive à gagner un ordre de grandeur sur le temps d'exécution de la chaîne d'analyse. Ce gain de temps peut être converti en gain de sensibilité en utilisant par exemple la multi-résolution. Ce gain au niveau de la vitesse d'exécution est un atout majeur de la nouvelle version de **STAMP-AS**

6.6.1.2 Estimation du bruit de fond

Nous voulons maintenant savoir comment évoluent les distributions de bruit de fond de la nouvelle version de la chaîne d'analyse. Pour cela nous analysons 2 semaines de bruit gaussien en construisant des cartes de $[200 \text{ s} \times 2000 \text{ Hz}]$. La résolution utilisée par la version initiale est $[1 \text{ Hz} \ 1 \text{ s}]$, pour la nouvelle version nous utilisons 6 résolutions différentes : $[1/16 \text{ Hz} \ 16 \text{ s}]$, $[1/8 \text{ Hz} \ 8 \text{ s}]$, $[1/4 \text{ Hz} \ 4 \text{ s}]$, $[1/2 \text{ Hz} \ 2 \text{ s}]$, $[1 \text{ Hz} \ 1 \text{ s}]$, $[2 \text{ Hz} \ 1/2 \text{ s}]$. L'estimation de bruit de fond se fait avec 50 time-slides correspondant à 350 jours de données simulées. Au total la version initiale extrait 239005 triggers tandis que la nouvelle version extrait quelques 368460 triggers. La figure 6.16 montre le taux de fausses alarmes en fonction de la statistique (SNR) pour la version initiale de la chaîne d'analyse et la nouvelle version.

La distribution obtenue pour la version initiale sert de référence pour la comparaison avec la nouvelle version de **STAMP-AS**. Du fait de la multi-résolution, les clusters ont en moyenne plus de pixels avec la nouvelle version de la chaîne d'analyse, par conséquent les valeurs de SNR des triggers reconstruits avec ces clusters sont plus grandes.

La distribution obtenue avec la nouvelle version de **STAMP-AS** présente quelques irrégularités (déficit autour de SNR 130), celles-ci sont dues à la façon dont on construit les triggers : on extrait d'abord les clusters des données d'un interféromètre seul, puis on les combine avec les données de l'autre. Il y a donc un effet de seuil : un événement doit être suffisamment fort dans un détecteur pour pouvoir être extrait. À l'inverse dans la version initiale, un événement est extrait des cartes cohérentes directement, il faut donc que la combinaison cohérente des données des deux détecteurs soit suffisamment forte pour que cet événement soit extrait.

Cependant, dans notre cas il n'y a que du bruit, le mécanisme de la version initiale aboutit à un processus complètement aléatoire : des fluctuations d'un détecteur vont se combiner avec des fluctuations d'un autre détecteur. La carte d'un détecteur qui est utilisée pour un trigger reconstruit à un time-slide donné ne le sera peut-être pas pour un autre time-slide. À l'inverse pour la nouvelle version, un cluster

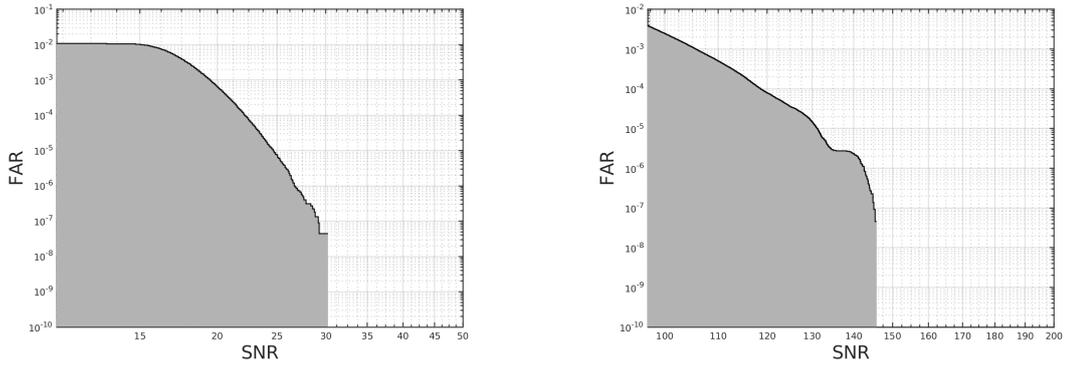


FIGURE 6.16 – Distribution du taux de fausses alarmes en fonction du SNR pour la version initiale de la chaîne d’analyse (gauche) et la nouvelle version (droite). Ces distributions sont obtenues à partir de 2 semaines de données de bruit gaussien simulé avec lesquelles on a effectué jusqu’à 50 time-slides. Les irrégularités sur la distribution obtenue avec la nouvelle version s’explique par la nouvelle méthode d’estimation du bruit de fond : on fait les time-slides sur les clusters et non plus sur les fenêtres. Ce processus a pour conséquence d’amplifier les triggers de fort SNR bien qu’ils ne soient pas cohérents. Cette distribution nous invite donc à considérer une autre statistique pour discriminer un trigger de bruit d’un véritable signal d’onde gravitationnelle.

extrait pour un détecteur produira des triggers pour les 50 lags. On amplifie ainsi les événements de bruit. La petite “bosse” présente dans la distribution de fausses alarmes de la nouvelle version est due à 1 seul cluster dont la statistique est assez forte et qui va se combiner avec les fluctuations de l’autre détecteur pour les 50 lags. Si l’on faisait plus de time-slides, la bosse serait atténuée.

Cet effet montre une des limites de l’estimation du bruit de fond de la nouvelle version de STAMP-AS : on amplifie des événements forts de bruits présents dans un seul détecteur et qui sont suffisamment fort pour que la cohérence ne suffise pas à réduire leur statistique. On va donc chercher une nouvelle statistique qui permette de mieux prendre en compte la compatibilité d’un signal dans chacun des détecteurs.

On s’intéresse à un cluster \mathcal{C} . On rappelle que notre statistique cohérente définie pour chaque pixel (t, f) de notre cluster est basée sur Y défini dans le paragraphe 3.3.3 :

$$\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) = \text{Re} \left[Q_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) G_{IJ}(t; f, \hat{\Omega}) \right], \quad (6.9)$$

et le SNR est donné par :

$$\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega})}{\hat{\sigma}}, \quad (6.10)$$

avec $\hat{\sigma}$ est la variance de \hat{Y} définie dans l’équation (3.20)

Pour chaque détecteur I, on définit la puissance propre de ce cluster comme :

$$P_I(t; f, \hat{\Omega}) = \text{Re} \left[Q_{II}(t; f, \hat{\Omega}) G_{II}(t; f, \hat{\Omega}) \right], \quad (6.11)$$

que l’on peut normaliser pour obtenir l’énergie propre AP_I du cluster :

$$AP_I(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{P_I(t; f, \hat{\Omega})}{\hat{\sigma}}. \quad (6.12)$$

On définit également l'énergie qu'il reste dans le détecteur une fois que l'on soustrait l'énergie du cluster :

$$E_{n,i}(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{\hat{Y}(t; f, \hat{\Omega}) - P_I(t; f, \hat{\Omega})}{\hat{\sigma}}. \quad (6.13)$$

Si le cluster est parfaitement reconstruit, E_n est égale à 0. On construit donc une nouvelle statistique Λ définie comme :

$$\Lambda(t; f, \hat{\Omega}) = \frac{\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega})}{\text{SNR}(t; f, \hat{\Omega}) + \sum_{i \in \{I, J\}} \frac{E_{n,i}}{\text{AP}_i}} \quad (6.14)$$

Lorsque nous sommes en présence d'un évènement, et que nous le reconstruisons bien, $E_{n,I}$ et $E_{n,J}$ tendent vers 0 et donc Λ vers 1. À l'inverse si nous sommes en présence de *glitches*, par exemple dans le détecteur I, il y a beaucoup de puissance dans le détecteur I et $E_{n,I}$ tend vers 0 mais pas $E_{n,J}$ et Λ s'éloigne donc de 1.

Pour plus de facilité nous travaillerons avec $p\Lambda$ définie comme :

$$p\Lambda = -\log(|1 - \Lambda|). \quad (6.15)$$

On s'attend à ce que $p\Lambda$ augmente en présence de signal d'onde gravitationnelle et soit petit en présence de bruit.

La figure 6.17 illustre la distribution de fausses alarmes en fonction de $p\Lambda$ qui sera dans la suite notre statistique de détection. Les valeurs typiques de $p\Lambda$ attendues pour des injections adhoc sont également montrées pour des sources à différente distance.

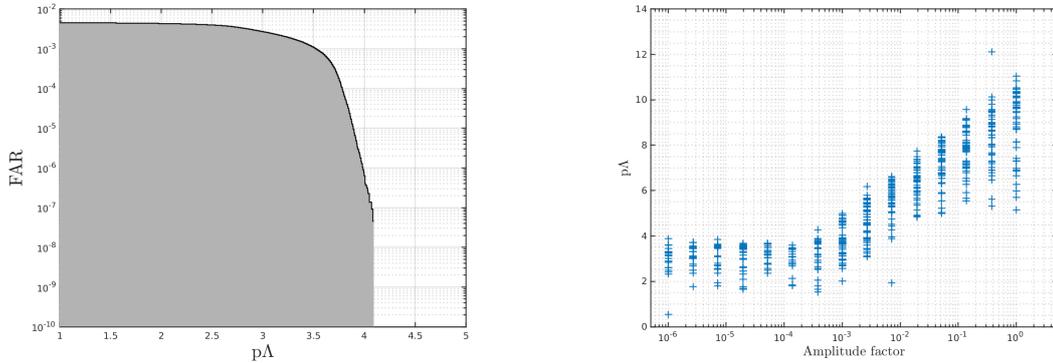


FIGURE 6.17 – Distribution du taux de fausses alarmes en fonction de $p\Lambda$ estimé sur deux semaines de bruit gaussien avec lesquelles on a effectué 50 time-slides (gauche). Valeur de $p\Lambda$ obtenue avec des signaux adhoc injectés avec des facteurs d'amplitudes différentes. En dessous d'un facteur 10^{-3} les signaux reconstruits proviennent essentiellement du bruit. Ces courbes nous permettent de définir un seuil sur la valeur de $p\Lambda$ pour discriminer le bruit de fond d'une injection.

6.6.1.3 Estimation de la sensibilité

Afin de pouvoir comparer les deux versions de la chaîne d'analyse. Nous réalisons des injections de signaux adhoc dont l'évolution en fréquence varie comme :

$$f(t) = f_0 + \frac{df}{dt} * t \quad (6.16)$$

Nous injectons 50 signaux pour différentes valeurs de $\frac{df}{dt}$. La fréquence minimale f_0 est fixée à 200 Hz. La durée des signaux est de 200 s.

Comme les deux versions de **STAMP-AS** n'ont pas la même statistique, nous fixons un taux de fausses alarmes identique à 10^{-6} Hz pour les deux chaînes. Ce taux de fausses alarmes correspond à un seuil sur le SNR de **STAMP-AS** de 26.7 et de 3.98 sur $p\Lambda$.

Nous savons que l'une des limites de la première version est que **STAMP-AS** présente quelques difficultés à reconstruire les injections quasi-monochromatiques ($\frac{df}{dt} = 0$). Nous ferons donc varier $\frac{df}{dt}$ afin de voir comment évolue la sensibilité des deux versions en fonction de ces différentes familles de signaux. La figure 6.18 montre la sensibilité estimée en calculant l'amplitude du signal pour une efficacité de 50%. La précision est limitée par le nombre limité (50) d'injections faites pour chaque $\frac{df}{dt}$.

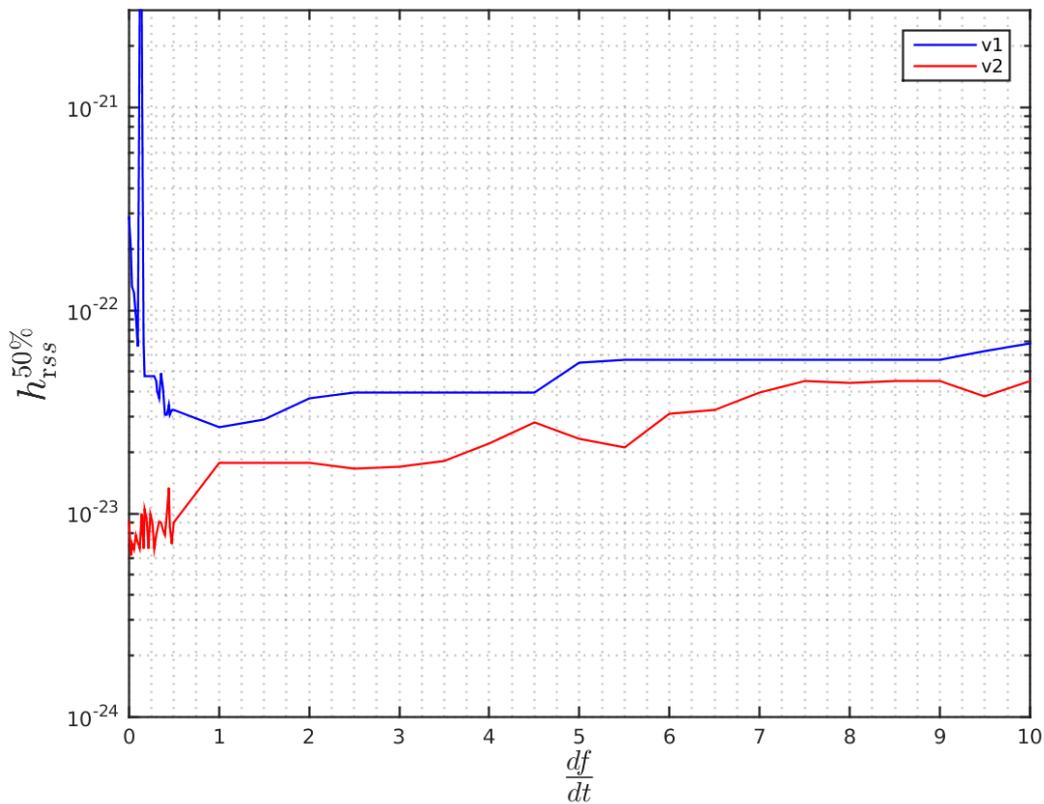


FIGURE 6.18 – Estimation de l'amplitude à 50% d'efficacité calculée à partir de 50 injections de signaux adhoc, en fonction du paramètre $\frac{df}{dt}$ de ces signaux. Pour des signaux quasi-monochromatique $\frac{df}{dt} \sim 0$, la version 1 de **STAMP-AS** a du mal à reconstruire les signaux injectés à cause de l'estimation de la PSD utilisée. La nouvelle version de **STAMP-AS** permet de contourner ce problème tout en assurant un gain entre 1.5 et 10 sur la sensibilité.

L'allure générale des deux courbes est une fonction légèrement croissante pour $\frac{df}{dt} > 1$. Comme on définit arbitrairement l'amplitude des signaux adhoc à 10^{-20} , et que la durée est fixée à 200 s, plus le facteur $\frac{df}{dt}$ est grand et plus la trace du signal est grande. L'énergie totale du signal dépend donc du facteur $\frac{df}{dt}$. Par ailleurs, le bruit gaussien simulé est coloré. La courbe de sensibilité de O1 remonte au delà de 200 Hz. Plus la fréquence maximale du signal injecté augmente, moins l'énergie (SNR)

reconstruite est importante.

A cette tendance générale s'ajoute un autre effet pour les basses valeurs de $\frac{df}{dt}$ avec la version initiale de STAMP-AS. Nous avons vu dans le paragraphe 3.5 que l'estimation de la PSD présente des fuites de puissance pour les signaux monochromatiques. Ces fuites de puissance se présentent sous la forme de pixels de fort SNR dans les fréquences adjacentes au signal en terme de fréquence. Cependant ces fuites de puissance participent à la reconstruction du signal, ce qui explique notre sensibilité non nulle pour $\frac{df}{dt} = 0$. Si l'on ajoute un léger facteur $\frac{df}{dt}$ dans le signal injecté, les fuites de puissance diminuent ne contribuant plus à la reconstruction du signal, notre sensibilité diminue. A partir de $\frac{df}{dt} = 1$ les problèmes de l'estimation de la PSD deviennent négligeables et l'on retrouve l'allure à laquelle on s'attend.

En ce qui concerne la nouvelle version de la chaîne d'analyse, l'allure générale de la courbe est celle à laquelle nous nous attendons. Les fluctuations présentes peuvent s'expliquer par le faible nombre d'injections faites pour estimer les courbes d'efficacité comme la figure 6.19 l'illustre. On remarque également que l'on gagne entre un facteur 1.3 et 10 en terme de sensibilité en utilisant toutes les nouveautés de la version 2 de STAMP-AS.

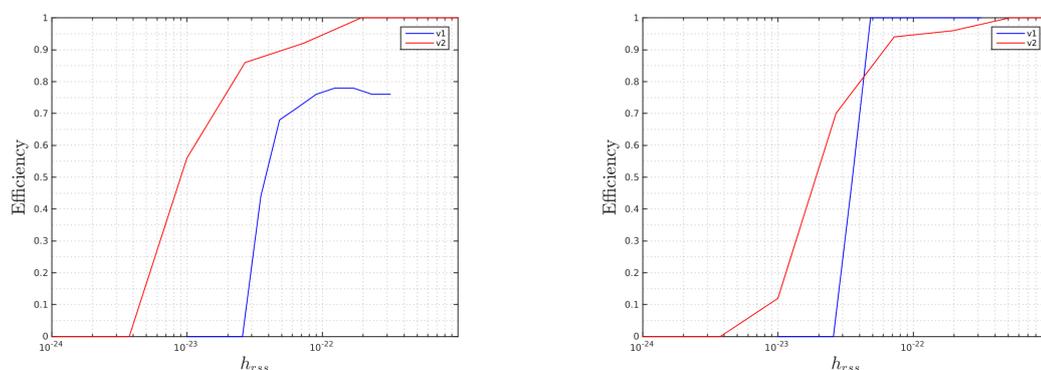


FIGURE 6.19 – Courbes d'efficacités pour des signaux adhoc générés avec le paramètre $\frac{df}{dt} = 0.5$ (gauche) et $\frac{df}{dt} = 2.0$ (droite). Ces courbes sont obtenues une fois le seuil sur la statistique appliqué. On peut voir la différence d'allure des courbes qui traduit une meilleure reconstruction avec la nouvelle version de la chaîne d'analyse.

Pour conclure cette première étude, la nouvelle version de STAMP-AS présente de très bons résultats en terme de temps d'exécution et de sensibilité. Cependant, cette étude a été réalisée avec des données simulées qui ne possèdent pas de lignes qui fluctuent ni de *glitches*. Pour compléter cette première étude nous avons réalisé une seconde étude sur des données issues du premier run d'observation O1.

6.6.2 Données issues des deux dernières semaines de O1

6.6.2.1 Passage à une analyse de vraies données

Pour finir cette étude de performance de la nouvelle version de la chaîne d'analyse STAMP-AS, nous allons nous intéresser aux données issues des deux dernières semaines du premier run d'observation des détecteurs interférométriques aLIGO. Ces données couvrent la période entre le 9 janvier 2016 00: 00: 00 UTC (GPS : 1136332817) et le 20 janvier 2016 00:00:00 UTC (GPS : 1137283217) et comprennent un peu plus de 3 jours de données coïncidentes.

Parmi les difficultés rencontrées lors du passage d'une analyse de données simulées à une analyse de vraies données interférométriques il faut noter la présence des lignes. Cela est particulièrement vrai avec

la nouvelle version de STAMP-AS. En effet, notre estimation de la PSD fait ressortir les lignes qu'il faut supprimer avec nos méthodes de soustraction de lignes. Un temps considérable doit donc être pris pour répertorier les lignes visibles durant ces deux semaines. Certaines de ces lignes fluctuent beaucoup trop (voir figure 6.20) pour être soustraites simplement : nous sommes donc obligés d'utiliser des masques de fréquence pour les prendre en compte.

Ce temps nécessaire à la compréhension des données est plus long que lors de la version initiale de STAMP-AS en particulier car notre ancienne estimation de la PSD prenait plus facilement en compte ces lignes au détriment d'une sensibilité moindre vis-à-vis des signaux monochromatiques. Ainsi, dans la nouvelle version de STAMP-AS le gain obtenu en sensibilité pour les signaux monochromatiques se traduit par une période de compréhension des données plus longue.

Néanmoins, nous verrons qu'il n'est pas nécessaire de connaître avec précision comment varie chaque ligne, en effet notre statistique $p\Lambda$ permet au final de discriminer un signal d'onde gravitationnelle d'une simple ligne qui n'est pas cohérente.

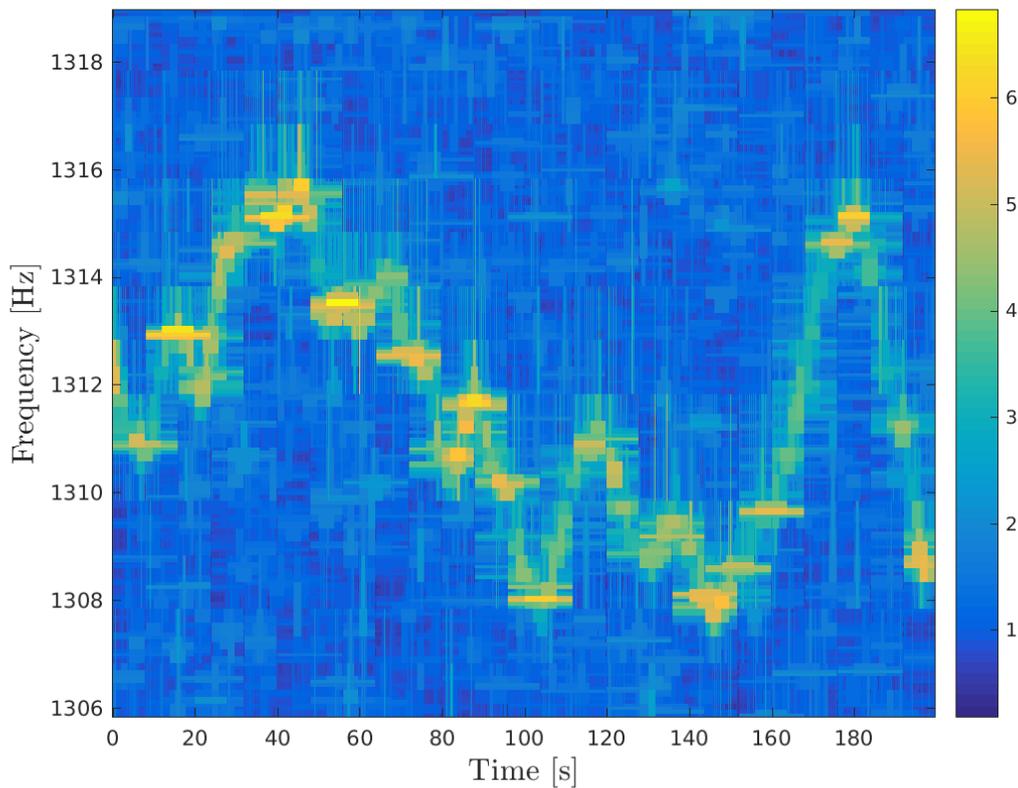


FIGURE 6.20 – Carte temps-fréquence d'une ligne qui fluctue beaucoup et ne peut être soustraite facilement avec nos méthodes. La seule façon de prendre en compte ce type de ligne est d'utiliser un masque en fréquence. Cet exemple illustre les difficultés qui apparaissent quand on passe d'une analyse de données simulées à une analyse de vraies données.

Au total 125 lignes ont été soustraites de H1 et 126 lignes de L1. 186 Hz ont été masqués sur les données de H1 et 238 Hz pour L1.

6.6.2.2 Estimation du bruit de fond

Pour estimer notre bruit de fond, nous utilisons 10 time-slides qui nous permettent d’atteindre l’équivalent de 2458000 s soit environ 28 jours de données de bruit simulé. Pour rappel, l’estimation du bruit de fond de la nouvelle version de **STAMP-AS** se réalise en deux étapes.

La première étape de notre estimation de bruit de fond consiste à extraire les clusters des *ft*-maps de statistique AP pour un détecteur seul. La distribution de ces clusters est visible sur la figure 6.21. On repère certaines périodes plus bruitées comme par exemple un groupe de clusters à grande valeur de SNR (~ 400) autour de $t = 2 \times 10^5$ s. L’étude de ces clusters indique qu’ils sont localisés en temps et en fréquence autour de 30 Hz. Pour la plupart, leur durée est proche de celles de nos cartes et, ils sont situés dans une étroite bande de fréquences. On en conclut qu’il s’agit d’une ligne autour de 30 Hz présente dans les données de Hanford qui est excitée à un certain moment du run et produit par conséquent un excès de clusters. On pourrait affiner notre analyse en essayant de cibler cette ligne et de la soustraire, mais nous verrons que notre statistique $p\Lambda$ permet de supprimer la majorité de ces clusters.

La seconde étape consiste à combiner ces clusters obtenus pour un détecteur seul avec les *ft*-maps de l’autre détecteur. On obtient des triggers cohérents qui nous servent à calculer le taux de fausses alarmes en fonction de $p\Lambda$ visible sur la figure 6.22. La distribution du FAR en fonction du SNR est également donnée sur la figure pour montrer l’avantage de travailler avec la statistique $p\Lambda$. En effet, les clusters provenant de la ligne à 30 Hz précédemment décrits possèdent tous des faibles valeurs de $p\Lambda$ contrairement à leur valeur de SNR élevé. Ceci explique le large excès de triggers que l’on voit à $\text{SNR} > 400$.

La distribution du FAR va nous permettre de définir un critère de sélection sur $p\Lambda$ pour discriminer le bruit de fond du signal. Cette distribution du bruit de fond se compare difficilement avec celle obtenue lors de l’analyse de O1 avec la version initiale de **STAMP-AS**. En effet la durée de la période analysée n’est pas la même : 6h pour la nouvelle version à comparer aux 48 jours de l’ancienne version. De plus la statistique utilisée n’est pas la même. Dans les deux cas les distributions finales s’approchent d’une distribution obtenue avec du bruit gaussien.

6.7 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre différentes limites de l’analyse de **STAMP-AS**. J’ai développé plusieurs pistes d’améliorations possibles. De la multi-résolution à une meilleure estimation de la PSD, en passant par une prise en compte plus intelligente des lignes, chaque amélioration a été testée avec succès sur des données de bruit simulé et des vraies données. J’ai montré qu’on peut gagner sur la sensibilité jusqu’à un facteur 2 pour certains signaux recherchés. Le gain en terme de temps d’exécution et de sensibilité justifie le passage à cette nouvelle version de **STAMP-AS**.

Ce chapitre ne présente néanmoins qu’une analyse réduite avec cette nouvelle version de la chaîne d’analyse. Il faudra réaliser une analyse complète sur l’ensemble d’un run pour faire des comparaisons plus poussées.

D’autres améliorations sont également envisageables, par exemple le clustering pourrait être amélioré pour être plus rapide, plus robuste, tout en étant plus sensible.

Les récents progrès en machine learning pourraient également être appliqués à notre recherche, pas forcément sur la partie détection en elle-même, mais sur la partie estimation des paramètres des sources qui jusque là n’a pas été développée pour **STAMP-AS**. Une fois un signal d’onde gravitationnelle détecté, il faut déterminer la nature de la source qui a émis l’onde gravitationnelle ainsi que les différents paramètres qui lui sont associés (masse de l’objet compact, etc...). L’idée la plus simple serait de

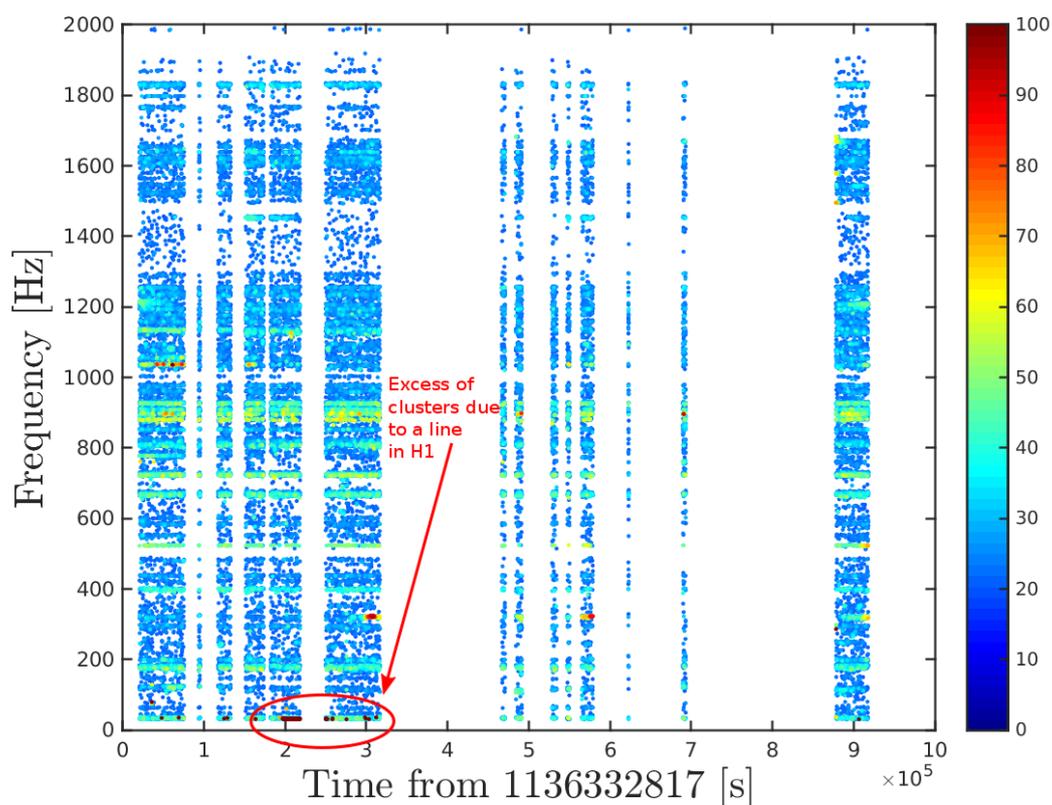


FIGURE 6.21 – Distribution des clusters obtenus lors de la première étape de l’estimation du bruit de fond avec la nouvelle version de STAMP-AS. On repère certaines périodes plus bruitées comme par exemple le groupe de clusters à grande valeur de statistique (~ 400) autour de $t = 2 \times 10^5$ et ~ 30 Hz. On voit également l’accumulation de nombreux clusters autour de fréquences précises. Ceux-ci sont dus à la présence de lignes non masquées ou soustraites. On remarque également la présence de clusters de fort SNR présents sur toute la durée du run à des fréquences variées que l’on peut associer à du bruit environnemental ou instrumental. Durant la deuxième étape, ces clusters seront éliminés avec des faibles valeurs de $p\Lambda$.

comparer le signal détecté à des banques de signaux simulés pour différentes sources et d’étudier des similitudes.

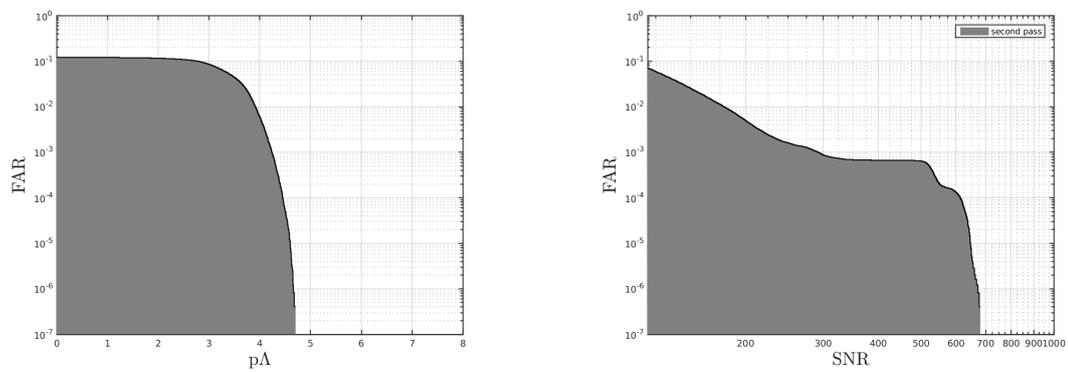


FIGURE 6.22 – Distribution du taux de fausses alarmes en fonction de $p\Lambda$ (gauche) et du SNR (droite) des triggers. L'utilisation de $p\Lambda$ est à préférer car elle est moins sensible aux *glitches* et aux lignes. Sur la distribution en SNR, on voit apparaître un excès de triggers principalement à cause d'une ligne à 30 Hz (cf. figure 6.21). Ces triggers de bruits sont éliminés par leur faible valeur de $p\Lambda$.

La découverte des ondes gravitationnelles dans les données d'advanced LIGO le 14 septembre 2015 a été une entrée en matière exceptionnelle au tout début de ma thèse. Il s'agissait de la première observation de la fusion de deux trous noirs de masse stellaire dont la trace dans les données ne dure qu'une fraction de seconde.

Le travail présenté dans cette thèse a aussi porté sur la recherche de signaux transitoires, mais de durée plus longue jusqu'à plusieurs centaines de secondes. Les sources de tels signaux impliquent trous noirs et étoiles à neutrons dans des situations dynamiques extrêmement complexes et instables comme par exemple l'effondrement gravitationnel d'une étoile en fin de vie qui forme une proto étoile à neutrons excitée par les mouvements de convection et les instabilités de matière. Des phénomènes d'accrétion autour de l'étoile à neutrons formée sont attendus aussi un peu plus tard. Ils augmentent le moment cinétique et peuvent ainsi générer des déformations non axisymétriques qui sont sources d'ondes gravitationnelles de longue durée. Des instabilités et fragmentations du disque d'accrétion d'un trou noir sont aussi des sources potentielles d'ondes gravitationnelles de longue durée. Suite à l'observation de GW170817, l'autre source considérée dans cette thèse est l'étoile à neutrons supra massive éventuellement créée par la fusion de deux étoiles à neutrons.

Les modèles physiques qui régissent l'émission d'ondes gravitationnelles sont en général très simplifiés. La recherche dans les données des détecteurs doit donc rester indépendante des différents modèles. C'est sur cette hypothèse de base que la chaîne d'analyse **STAMP-AS** a été développée : le signal doit être cohérent dans deux détecteurs et peut être à la fois régulier (chirp ou anti-chirp) ou stochastique (bruit blanc dans une bande de fréquence).

J'ai repris la chaîne d'analyse **STAMP-AS** qui avait servi à analyser les données de LIGO lors des runs S5 (2005-2007) et S6 (2009-2010) pour l'adapter aux données d'advanced LIGO. J'ai en particulier augmenté la bande de fréquence analysée et développé de nouveaux critères de sélection pour éliminer l'excès de bruit. Aucun signal n'a été détecté mais j'ai montré que le gain en sensibilité des détecteurs d'un facteur 2 se retrouve intégralement dans l'augmentation de sensibilité de l'analyse. J'ai aussi participé à l'intégration d'un nouvel algorithme de clustering *Lonetrack* qui recherche des traces dans des cartes temps-fréquence. J'ai en particulier montré la complémentarité des deux algorithmes de clustering qui permet de gagner jusqu'à un facteur 2 pour certains signaux.

Après quelques adaptations de la chaîne d'analyse, j'ai recherché un signal émis par une étoile à neutrons supra-massive après la fusion GW170817. Si une étoile est formée après la fusion, on s'attend à une émission faible et longue jusqu'à ce que l'étoile se désintègre en trou noir ce qui peut prendre plusieurs heures. Aucun signal n'a été observé et nous avons mis des limites sur la quantité d'énergie

qu'une telle source aurait émise si elle avait été formée. Les limites mises sont toutes d'un ordre de grandeur au dessus du régime d'énergie réaliste $10^{-2} M_{\odot} c^2$. Il s'agit néanmoins de la première analyse de ce type et j'ai montré que **STAMP-AS** pourra facilement rechercher ce type d'émission lors des prochains runs.

Finalement j'ai étudié et développé plusieurs améliorations à la chaîne d'analyse. De la façon dont nous estimons la densité spectrale de bruit, à la façon dont nous combinons les clusters, en passant par des méthodes de soustraction de lignes, différentes améliorations ont été présentées et testées conduisant à un gain de sensibilité et de rapidité d'analyse. La nouvelle version de la chaîne d'analyse doit être validée sur les données du prochain run.

J'ai aussi analysé l'ensemble des données du second run des détecteurs advanced LIGO et advanced Virgo. Bien qu'au moment de la rédaction du manuscrit l'analyse ne soit pas complètement finie, je donne ci-dessous des résultats préliminaires.

Analyse de données de O2

O2 est le second run d'observation des détecteurs advanced LIGO et advanced Virgo. Démarrant en novembre 2016, les détecteurs aLIGO furent rejoints par advanced Virgo en août 2017 pour réaliser un mois de prise de données commune.

La sensibilité des détecteurs durant O2 n'est que 10% supérieure en moyenne à celle de O1, mais sa durée de 9 mois calendaires le rend intéressant à bien des égards. Pas moins de 4 signaux d'ondes gravitationnelles ont été mis en évidence provenant de la coalescence de trous noirs et d'étoiles à neutrons.

Parmi les nouveautés que renferme O2, on peut citer un effort de la part du groupe s'occupant de la calibration à fournir des données où certaines lignes connues comme le 60 Hz du courant, ainsi que certains bruits ont été soustraits des données [161]. La figure 6.23 illustre l'amélioration de la sensibilité en incluant ces changements sur la calibration.

Une mise à jour des masques de fréquence est néanmoins nécessaire pour prendre en compte ces changements ainsi que la disparition ou l'apparition de certaines autres lignes non stationnaires présentes dans O2. Ce qui représente au total 11.6% de la bande de fréquence.

Bien que durant un mois, la prise de données s'est faite conjointement avec Virgo, **STAMP-AS** n'a pas été modifiée pour intégrer un troisième détecteur. L'analyse des données de O2 se fera uniquement avec les détecteurs aLIGO de Hanford et Livingston. La nouvelle version de **STAMP-AS** étant en développement au moment de l'analyse des données de O2, j'ai utilisé la version initiale de la chaîne d'analyse, ce qui facilite la comparaison entre les deux prises de données.

L'estimation du bruit de fond est réalisée avec la méthode traditionnelle des time-slides. Il faudra 200 décalages temporelles pour atteindre l'équivalent de 50 ans de données simulées. La figure 6.24 donne une estimation préliminaire de la distribution du taux de fausses alarmes en fonction de la statistique de *Zebra*. On y voit un excès de triggers par rapport à la distribution attendue pour des données simulées selon une distribution gaussienne. Tout comme dans l'analyse O1, ces triggers peuvent être associés à des glitches dans les détecteurs. L'utilisation de *Rveto* et des *DQFlags* permet de supprimer ces événements de bruits indésirables afin de retrouver une distribution plus proche de celle du bruit gaussien.

Du côté de *Lonetrack* l'utilisation de critères de sélection n'est toujours pas nécessaire facilitant l'analyse.

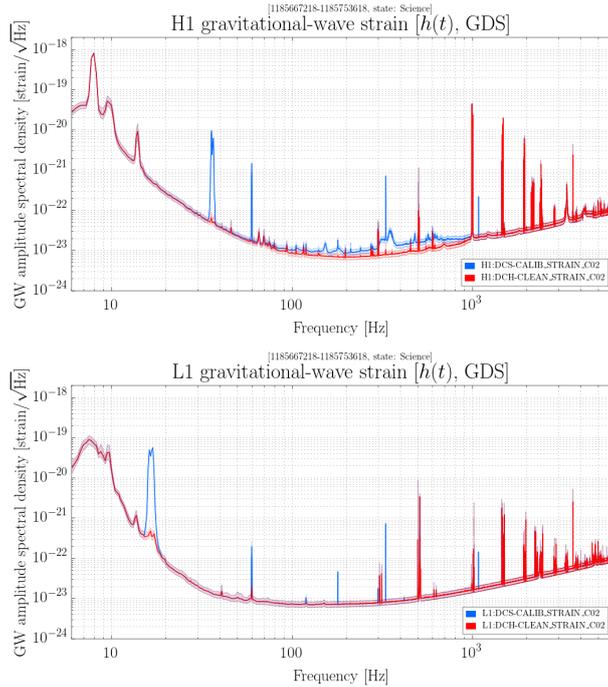


FIGURE 6.23 – Densités spectrales d’amplitude des détecteurs advanced LIGO de Hanford (haut) et Livingston (bas) estimées à partir de donnée brute (bleu) ou nettoyées (rouge). L’élimination de certaines lignes comme le 60 Hz promet un gain de temps et de sensibilité pour l’analyse de transients longs.

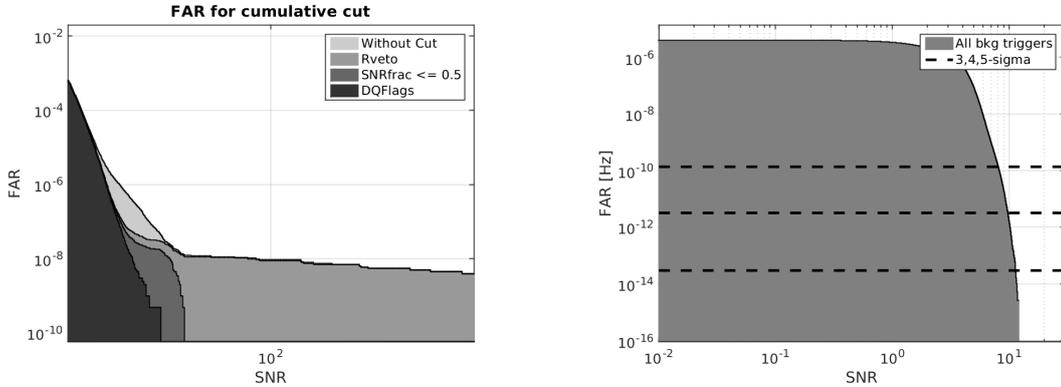


FIGURE 6.24 – Distribution du taux de fausses alarmes en fonction de la statistique de *Zebtrack* (gauche) et *Lonetrack* (droite). L’utilisation de *Rveto*, SNR_{frac} et des *DQFlags* est nécessaire pour éliminer les excès de bruits présents dans l’analyse de *Zebtrack*. L’analyse faite avec *Lonetrack* ne requière aucun critère de sélection supplémentaire.

De nouvelles familles de modèles de sources d’ondes gravitationnelles de longue durée ont également été introduites comme par exemple un modèle de coalescence de binaire excentrique ou de nouveaux modèles de magnétars. Au total 68 formes d’onde sont injectées afin d’estimer la sensibilité de notre analyse.

La figure 6.25 donne les courbes préliminaires de sensibilité obtenues pour des modèles d’ADI en prenant un seuil arbitraire sur le SNR de 35. Un gain de 15% sur la sensibilité est obtenu correspondant

au gain de sensibilité des détecteurs durant O2. Ce gain peut être amélioré en affinant les critères de sélection. La figure 6.26 donne une estimation de la sensibilité de **STAMP-AS** en utilisant les signaux adhoc. Quand nous aurons regardé la distribution des triggers coïncidents et si aucun trigger significatif n'apparaît, nous pourrions mettre à jour nos limites sur le taux d'évènements attendus pour certains types de source.

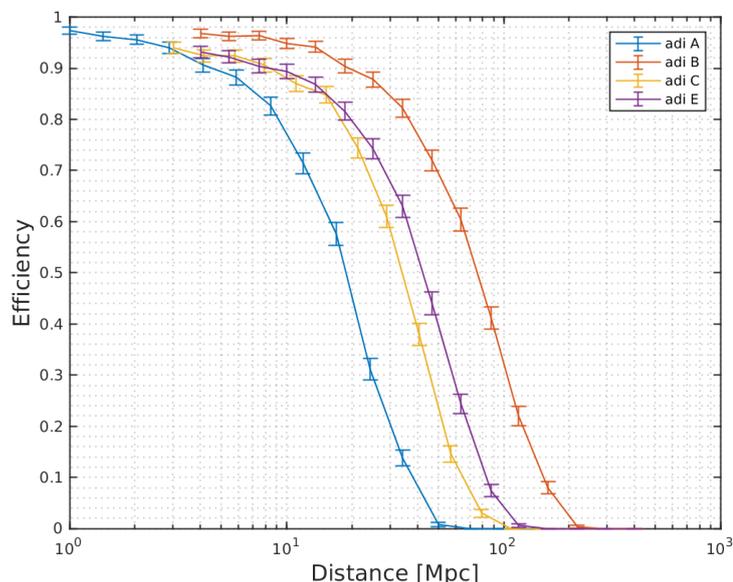


FIGURE 6.25 – Courbes d’efficacité pour des modèles d’ADI obtenues avec *Zebra*gard. Ces courbes ont été réalisées en injectant 500 formes d’onde pour des temps et une polarisation choisis aléatoirement.

La table 6.2 donne les résultats préliminaires d’efficacité de l’analyse des données de O2 faites avec **STAMP-AS**.

Perspectives

Le futur à court terme de la recherche d’ondes gravitationnelles transitoires de longue durée est déjà tout tracé. Le troisième run O3 des détecteurs advanced LIGO et advanced Virgo débute en février 2019. Plus d’un an de données seront récoltées et analysées par **STAMP-AS**.

Les futurs développements de **STAMP-AS** permettront de réduire le temps d’analyse dans le but de passer à une analyse en temps réel permettant la recherche d’une contrepartie dans le cas d’une détection. Cela suppose qu’on rende la chaîne d’analyse insensible aux nombreuses sources de bruit particulier aux lignes. Les données de O3 serviront également à tester la nouvelle version de **STAMP-AS**.

O3 renfermera certainement des signaux provenant de la fusion d’étoiles à neutrons comme GW170817 qu’il faudra analyser systématiquement. D’autres signaux sont également à prévoir comme peut-être un signal provenant d’une supernova galactique. La flexibilité de **STAMP-AS** permettra de réaliser des analyses ciblées de genres différents.

À plus long terme, les développements de l’analyse de signaux d’ondes gravitationnelles de longue durée devront se tourner vers l’estimation des paramètres qui est l’étape suivante après une détection. Il s’agit d’un sujet encore vierge pour le cas de signaux transitoires longs.

Modèles	$h_{rss}^{50\%}$ [1e-21 Hz ^{1/2}]		Modèles	$h_{rss}^{50\%}$ [1e-21 Hz ^{1/2}]	
	<i>Zebragard</i>	<i>Lonetrack</i>		<i>Zebragard</i>	<i>Lonetrack</i>
ADI A	0.54	0.66	GRB plateau Short	0.83	0.87
ADI B	0.41	0.54	GRB Plateau A	0.78	0.99
ADI C	0.97	0.97	GRB Plateau B	0.80	0.95
ADI D	0.96	1.38	GRB Plateau C	0.76	0.75
ADI E	0.59	0.64	GRB Plateau D	0.76	0.74
MONO A	2.99	-	GRB Plateau E	0.76	0.72
MONO C	2.95	-	GRB Plateau F	0.76	0.55
LINE A	1.01	0.78	NCSA-CAM A	1.25	2.11
LINE B	1.18	0.90	NCSA-CAM B	1.11	2.42
QUAD A	0.58	0.69	NCSA-CAM C	1.05	2.22
QUAD B	1.07	0.96	NCSA-CAM D	1.33	2.89
SG A	4.34	-	NCSA-CAM E	1.41	2.64
SG C	3.57	-	NCSA-CAM F	0.97	6.23
WNB A	1.75	-	Bar modes A	0.87	0.81
WNB B	1.59	-	Bar modes B	0.85	0.82
WNB C	2.92	-	Bar modes C	0.75	1.01
PT A	2.04	2.11	Bar modes D	0.99	0.95
PT B	1.78	1.33	Bar modes E	0.97	0.81
Magnetar D	5.97	3.40	Bar modes F	0.71	0.69
Magnetar E	3.56	1.95	MS Magnetar A	1.08	0.86
Magnetar F	1.97	1.53	MS Magnetar B	1.08	0.78
Magnetar G	2.34	2.24	MS Magnetar C	2.09	1.08
inspiral A	0.63	1.32	MS Magnetar D	2.34	0.91
inspiral B	0.72	1.32	MS Magnetar E	-	1627.10
inspiral C	0.66	1.19	MS Magnetar F	-	1689.30
inspiral D	0.59	1.11	MS Magnetar G	-	2853.92
inspiral E	0.62	1.28	MS Magnetar H	-	1502.59
inspiral F	0.97	1.17	MS Magnetar I	2.92	2.23
inspiral G	1.21	0.98	MS Magnetar J	2.81	1.64
inspiral H	0.93	0.91	MS Magnetar K	3.28	2.63
ISCO chirp A	6.42	7.01	MS Magnetar L	3.74	2.19
ISCO chirp B	1.42	2.45	MS Magnetar M	-	932.70
ISCO chirp C	0.80	1.50	MS Magnetar N	-	925.54
GRB plateau Long	5.06	57.91	MS Magnetar O	-	1485.13
			MS Magnetar P	-	1096.12

TABLE 6.2 – Estimation de la sensibilité pour les algorithmes *Zebragard* et *Lonetrack* réalisant la recherche d’ondes gravitationnelles de longue durée avec les données de O2.

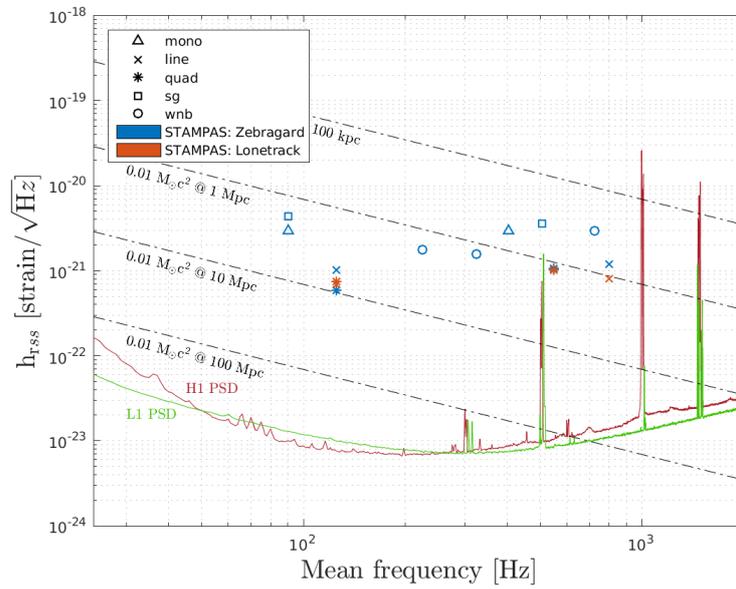


FIGURE 6.26 – Estimation de la sensibilité de STAMP-AS lors de l’analyse des données de O2. Les courbes pleines correspondent à la densité spectrale d’amplitude de H1 (rouge) et L1 (vert). Les marqueurs représentent l’amplitude à 50% d’efficacité pour les différentes familles de signaux adhoc. Les pointillés montrent l’amplitude attendue pour une source émettant $0.01 M_{\odot}c^2$ à différentes distances.

- [1] H. d'Éphèse and J.F. Pradeau. *Fragments : citations et témoignages*. Flammarion, 2002.
- [2] Platon. *Oeuvres complètes*. Flammarion, 2008.
- [3] Aristote. *La physique, livres I-IV*. Les Belles Lettres, 2002.
- [4] I. Newton. *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica (Éd.1687)*. Hachette Livre, 2018.
- [5] James Bradley. A letter from the reverend mr. james bradley sivilian professor of astronomy at oxford, and f.r.s. to dr.edmond halley astronom. reg. &c. giving an account of a new discovered motion of the fix'd stars. *Philosophical Transactions*, 35 :637–661, 1727.
- [6] Albert Michelson and Edward Morley. On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether. *Am. J. Sci.*, 34 :333–345, 1887.
- [7] Henri Poincaré. *La Science et l'Hypothèse*. Flammarion, 1902.
- [8] Albert Einstein. On the electrodynamics of moving bodies. *Annalen Phys.*, 17 :891–921, 1905.
- [9] Albert Einstein. Über Gravitationswellen. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, pages 154–167, 1918.
- [10] Albert Einstein. Approximative Integration of the Field Equations of Gravitation. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, pages 688–696, 1916.
- [11] Hendrik Lorentz. Considerations on gravitation. In *Proceedings Koninklijke Akademie van Wetenschappen*, volume 2, pages 559–574, Amsterdam, 1900.
- [12] Henri Poincaré. La dynamique de l'électron par henri poincaré. 1913.
- [13] F. Pirani. Invariant formulation of gravitational radiation theory. *Phys. Rev.*, 105 :1089–1099, 1957.
- [14] F. Pirani. On the Physical significance of the Riemann tensor. *Acta Phys. Polon.*, 15 :389–405, 1956.
- [15] Richard Isaacson. Gravitational Radiation in the Limit of High Frequency. II. Nonlinear Terms and the Effective Stress Tensor. *Phys. Rev.*, 166 :1272–1279, 1968.
- [16] Hermann Bondi. Plane gravitational waves in general relativity. *Nature*, 179 :1072–1073, 1957.
- [17] D. Bernoulli. Réflexion et éclaircissement sur les nouvelles vibrations de cordes exposées dans les mémoires de l'académie. *Histoire de l'Académie royale des sciences et belles-lettres de Berlin (HAB)*, 1755, 1747.

- [18] Jean le Rond D'Alembert. Recherches sur la courbe que forme une corde tendue mise en vibration, 1747.
- [19] J. Maxwell. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155 :459–512, 1865.
- [20] H. Bondi, F. Pirani, and I. Robinson. Gravitational waves in general relativity. 3. Exact plane waves. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A251 :519–533, 1959.
- [21] Bernard Schutz. *A first course in general relativity*. Cambridge Univ. Pr., Cambridge, UK, 1985.
- [22] Michele Maggiore. Gravitational waves. Volume 1 : Theory and experiments. *Gen. Rel. Grav.*, 41 :1667–1669, 2009.
- [23] D. Kennefick. Controversies in the History of the Radiation Reaction problem in General Relativity.
- [24] Daniel Kennefick. *Traveling at the speed of thought : Einstein and the quest for gravitational waves*. 2007.
- [25] Peter Saulson. Josh Goldberg and the physical reality of gravitational waves. *Gen. Rel. Grav.*, 43 :3289–3299, 2011.
- [26] Patrick Sutton. A Rule of Thumb for the Detectability of Gravitational-Wave Bursts. 2013.
- [27] Karl Schwarzschild. On the gravitational field of a mass point according to Einstein's theory. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, pages 189–196, 1916.
- [28] Hans Buchdahl. General Relativistic Fluid Spheres. *Phys. Rev.*, 116 :1027, 1959.
- [29] S. Chandrasekhar. Xlviii. the density of white dwarf stars. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 11 :592–596, 1931.
- [30] Subrahmanyan Chandrasekhar. The maximum mass of ideal white dwarfs. *Astrophys. J.*, 74 :81–82, 1931.
- [31] J. Oppenheimer and G. Volkoff. On Massive neutron cores. *Phys. Rev.*, 55 :374–381, 1939.
- [32] Scott Koranda, Nikolaos Stergioulas, and John L. Friedman. Upper limit set by causality on the rotation and mass of uniformly rotating relativistic stars. *Astrophys. J.*, 488 :799, 1997.
- [33] James Lattimer and Madappa Prakash. The equation of state of hot, dense matter and neutron stars. *Physics Reports*, 621 :127 – 164, 2016.
- [34] John Michell. On the Means of Discovering the Distance, Magnitude, &c. of the Fixed Stars, in Consequence of the Diminution of the Velocity of Their Light, in Case Such a Diminution Should be Found to Take Place in any of Them, and Such Other Data Should be Procured from Observations, as Would be Farther Necessary for That Purpose. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, 74 :35–57, 1784.
- [35] Chethan Krishnan. Quantum Field Theory, Black Holes and Holography. In *Croatian Black Hole School Trpanj, Peljesac, Croatia, June 21-25, 2010*, 2010.
- [36] Roy Kerr. Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics. *Phys. Rev. Lett.*, 11 :237–238, Sep 1963.
- [37] H. Reissner. Über die eigengravitation des elektrischen feldes nach der einsteinschen theorie. *Annalen der Physik*, 355 :106–120, 1916.
- [38] G. Nordström. On the energy of the gravitational field in einstein's theory. *Verhandl. Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap., Afdel. Natuurk., Amsterdam.*, 26 :1201–1208, 1918.
- [39] Minoru Oda. Cygx-1/a candidate of the black hole. *Space Science Reviews*, 20 :757–813, Nov 1977.

-
- [40] A. Ghez, B. Klein, M. Morris, and E. Becklin. High proper motion stars in the vicinity of Sgr A* : Evidence for a supermassive black hole at the center of our galaxy. *Astrophys. J.*, 509 :678–686, 1998.
- [41] Lars Bildsten. Gravitational radiation and rotation of accreting neutron stars. *Astrophys. J.*, 501 :L89, 1998.
- [42] Greg Ushomirsky, Curt Cutler, and Lars Bildsten. Deformations of accreting neutron star crusts and gravitational wave emission. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 319 :902, 2000.
- [43] Curt Cutler. Gravitational waves from neutron stars with large toroidal B fields. *Phys. Rev.*, D66 :084025, 2002.
- [44] Nils Andersson. A New class of unstable modes of rotating relativistic stars. *Astrophys. J.*, 502 :708–713, 1998.
- [45] J. Friedman and Bernard Schutz. Secular instability of rotating Newtonian stars. *Astrophys. J.*, 222 :281, 1978.
- [46] Adalberto Giazotto, Silvano Bonazzola, and Ericourgoulhon. On gravitational waves emitted by an ensemble of rotating neutron stars. *Phys. Rev.*, D55 :2014–2023, 1997.
- [47] Patrick R. Brady, Teviet Creighton, Curt Cutler, and Bernard F. Schutz. Searching for periodic sources with LIGO. *Phys. Rev.*, D57 :2101–2116, 1998.
- [48] Nils Andersson and Kostas Kokkotas. The R mode instability in rotating neutron stars. *Int. J. Mod. Phys.*, D10 :381–442, 2001.
- [49] Kostas Glampedakis and Leonardo Gualtieri. Gravitational waves from single neutron stars : an advanced detector era survey. 2017.
- [50] R. Wagoner. Gravitational radiation from Accreting neutron stars. *Astrophys. J.*, 278 :345–348, 1984.
- [51] R. A. Hulse and J. H. Taylor. Discovery of a pulsar in a binary system. *Astrophys. J.*, 195 :L51–L53, 1975.
- [52] Luc Blanchet, Bala R. Iyer, Clifford M. Will, and Alan G. Wiseman. Gravitational wave forms from inspiralling compact binaries to second postNewtonian order. *Class. Quant. Grav.*, 13 :575–584, 1996.
- [53] Joel Weisberg and Joseph Taylor. Relativistic binary pulsar B1913+16 : Thirty years of observations and analysis. *ASP Conf. Ser.*, 328 :25, 2005.
- [54] Thibault Damour and Nathalie Deruelle. Radiation Reaction and Angular Momentum Loss in Small Angle Gravitational Scattering. *Phys. Lett.*, A87 :81, 1981.
- [55] Christian Ott. The Gravitational Wave Signature of Core-Collapse Supernovae. *Class. Quant. Grav.*, 26 :063001, 2009.
- [56] Maurice van Putten. Non-thermal high-energy emissions from black holes by a relativistic capillary effect. *Astrophys. J.*, 685 :L63–L66, 2008.
- [57] M. van Putten. Proposed source of gravitational radiation from a torus around a black hole. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :091101, 2001.
- [58] J. Papaloizou and J. Pringle. Non-radial oscillations of rotating stars and their relevance to the short-period oscillations of cataclysmic variables. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 182 :423–442, 1978.
- [59] Maurice van Putten. Directed searches for broadband extended gravitational-wave emission in nearby energetic core-collapse supernovae. *Astrophys. J.*, 819 :169, 2016.

- [60] Rafael Angel Araya-Gochez. Gravitational waves from hyper-accretion onto nascent black holes. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 355 :336, 2004.
- [61] Anthony Piro and Eric Pfahl. Fragmentation of Collapsar Disks and the Production of Gravitational Waves. *Astrophys. J.*, 658 :1173, 2007.
- [62] Anthony Piro and Christian Ott. Supernova fallback onto Magnetars and Propeller-Powered Supernovae. *Astrophys. J.*, 736 :108, 2011.
- [63] S. Chandrasekhar. Ellipsoidal Figures of Equilibrium. *Journal of Fluid Mechanics*, page 252, 1969.
- [64] D. Lai, F. Rasio, and S. Shapiro. Ellipsoidal figures of equilibrium - compressible models. *Astrophys. J.*, 88 :205–252, September 1993.
- [65] Anthony L. Piro, Bruno Giacomazzo, and Rosalba Perna. The Fate of Neutron Star Binary Mergers. *Astrophys. J.*, 844 :L19, 2017.
- [66] Simone Dall’Osso, Bruno Giacomazzo, Rosalba Perna, and Luigi Stella. Gravitational waves from massive magnetars formed in binary neutron star mergers. *Astrophys. J.*, 798 :25, 2015.
- [67] Dong Lai and Stuart Shapiro. Gravitational radiation from rapidly rotating nascent neutron stars. *Astrophys. J.*, 442 :259, 1995.
- [68] Alessandra Corsi and Peter Meszaros. GRB afterglow plateaus and Gravitational Waves : multi-messenger signature of a millisecond magnetar? *Astrophys. J.*, 702 :1171–1178, 2009.
- [69] J. P. Ostriker and J. E. Gunn. On the nature of pulsars. 1. Theory. *Astrophys. J.*, 157 :1395–1417, 1969.
- [70] Paul D. Lasky, Cristiano Leris, Antonia Rowlinson, and Kostas Glampedakis. The braking index of millisecond magnetars. *Astrophys. J.*, 843 :L1, 2017.
- [71] Albert Einstein and N. Rosen. On Gravitational waves. *J. Franklin Inst.*, 223 :43–54, 1937.
- [72] C. DeWitt. WADC Technical Report 57-216. In C.M. DeWitt, editor, *Conference on the Role of Gravitation in Physics at the University of North Carolina*. 1957.
- [73] J. Weber. Evidence for discovery of gravitational radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 22 :1320–1324, 1969.
- [74] M. E. Gertsenshtein and V. I. Pustovoit. On the Detection of Low Frequency Gravitational Waves. *Sov. Phys. JETP*, 16 :433, 1962.
- [75] Robert Forward. Multidirectional, multipolarization antennas for scalar and tensor gravitational radiation. *Gen. Rel. Grav.*, 2 :149–159, 1971.
- [76] Rainer Weiss and Dirk Muehlner. Electronically coupled broadband gravitational antenna. *Quarterly Progress Report, Research Laboratory of Electronics*, 105, 1972.
- [77] R Vogt, F Raab, Drever.R, K Thorne, and R Weiss. Proposal to the nsf for initial ligo. 1993.
- [78] C. et al Bradaschia. Virgo : proposal for the construction of a large interferometric detector of gravitational waves. 1989.
- [79] Busklic Damir. *Ondes gravitationnelles, aspects théoriques et expérimentaux*. Cours à l’école de Physique Théorique de Jijel, February 2009.
- [80] Bernard F. Schutz. Networks of gravitational wave detectors and three figures of merit. *Class. Quant. Grav.*, 28 :125023, 2011.
- [81] T. Accadia et al. Virgo : a laser interferometer to detect gravitational waves. *JINST*, 7 :P03012, 2012.
- [82] R Gouaty. *Analyse de la sensibilité du détecteur d’ondes gravitationnelles Virgo*. PhD thesis, Université de Savoie, Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des particules, 2006.

-
- [83] F. Acernese et al. Advanced Virgo : a second-generation interferometric gravitational wave detector. *Class. Quant. Grav.*, 32 :024001, 2015.
- [84] J. Aasi et al. Advanced LIGO. *Class. Quant. Grav.*, 32 :074001, 2015.
- [85] H Lück and the GEO600 Team. The geo600 project. *Classical and Quantum Gravity*, 14 :1471, 1997.
- [86] C. Affeldt et al. Advanced techniques in GEO 600. *Class. Quant. Grav.*, 31 :224002, 2014.
- [87] Yoichi Aso, Yuta Michimura, Kentaro Somiya, Masaki Ando, Osamu Miyakawa, Takanori Sekiguchi, Daisuke Tatsumi, and Hiroaki Yamamoto. Interferometer design of the KAGRA gravitational wave detector. *Phys. Rev.*, D88 :043007, 2013.
- [88] LIGO-India. LIGO-India, Proposal of the Consortium for Indian Initiative in Gravitational-wave Observations (IndIGO). ligo-dcc :M1100296-v2, 2011.
- [89] J. Aasi et al. The characterization of Virgo data and its impact on gravitational-wave searches. *Class. Quant. Grav.*, 29 :155002, 2012.
- [90] Daniel George, Hongyu Shen, and E. Huerta. Glitch Classification and Clustering for LIGO with Deep Transfer Learning. 2017.
- [91] B. Abbott et al. GW150914 : The Advanced LIGO Detectors in the Era of First Discoveries. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :131103, 2016.
- [92] B. Abbott et al. Characterization of transient noise in Advanced LIGO relevant to gravitational wave signal GW150914. *Class. Quant. Grav.*, 33 :134001, 2016.
- [93] Benjamin Abbott et al. Prospects for Observing and Localizing Gravitational-Wave Transients with Advanced LIGO, Advanced Virgo and KAGRA. *Living Rev. Rel.*, 21 :3, 2018.
- [94] B. P. Abbott et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :061102, 2016.
- [95] B. Abbott et al. The Rate of Binary Black Hole Mergers Inferred from Advanced LIGO Observations Surrounding GW150914. *Astrophys. J.*, 833 :L1, 2016.
- [96] B. Abbott et al. Supplement : The Rate of Binary Black Hole Mergers Inferred from Advanced LIGO Observations Surrounding GW150914. *Astrophys. J. Suppl.*, 227 :14, 2016.
- [97] B. Abbott et al. Tests of general relativity with GW150914. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :221101, 2016.
- [98] B. P. Abbott et al. GW151226 : Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :241103, 2016.
- [99] B. P. Abbott et al. Binary Black Hole Mergers in the first Advanced LIGO Observing Run. *Phys. Rev.*, X6 :041015, 2016.
- [100] Benjamin P. Abbott et al. GW170104 : Observation of a 50-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence at Redshift 0.2. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :221101, 2017.
- [101] Benjamin Abbott et al. GW170814 : A three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. 2017.
- [102] B. Abbott et al. GW170608 : Observation of a 19-solar-mass Binary Black Hole Coalescence. *Astrophys. J.*, 851 :L35, 2017.
- [103] Maximiliano Isi and Alan Weinstein. Probing gravitational wave polarizations with signals from compact binary coalescences. LIGO-P1700276, 2017.
- [104] Neil Cornish and Tyson Littenberg. Bayeswave : Bayesian inference for gravitational wave bursts and instrument glitches. *Classical and Quantum Gravity*, 32 :135012, 2015.

- [105] M. Soares-Santos et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. I. Discovery of the Optical Counterpart Using the Dark Energy Camera. *Astrophys. J.*, 848 :L16, 2017.
- [106] P. Cowperthwaite et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. II. UV, Optical, and Near-infrared Light Curves and Comparison to Kilonova Models. *Astrophys. J.*, 848 :L17, 2017.
- [107] M. Nicholl et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/VIRGO GW170817. III. Optical and UV Spectra of a Blue Kilonova From Fast Polar Ejecta. *Astrophys. J.*, 848 :L18, 2017.
- [108] R. Chornock et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/VIRGO GW170817. IV. Detection of Near-infrared Signatures of r-process Nucleosynthesis with Gemini-South. *Astrophys. J.*, 848 :L19, 2017.
- [109] Raffaella Margutti et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/VIRGO GW170817. V. Rising X-ray Emission from an Off-Axis Jet. *Astrophys. J.*, 848 :L20, 2017.
- [110] K. Alexander et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/VIRGO GW170817. VI. Radio Constraints on a Relativistic Jet and Predictions for Late-Time Emission from the Kilonova Ejecta. *Astrophys. J.*, 848 :L21, 2017.
- [111] P. Blanchard et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/VIRGO GW170817. VII. Properties of the Host Galaxy and Constraints on the Merger Timescale. *Astrophys. J.*, 848 :L22, 2017.
- [112] W. Fong et al. The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/VIRGO GW170817. VIII. A Comparison to Cosmological Short-duration Gamma-ray Bursts. *Astrophys. J.*, 848 :L23, 2017.
- [113] B. Abbott et al. Estimating the Contribution of Dynamical Ejecta in the Kilonova Associated with GW170817. *Astrophys. J.*, 850 :L39, 2017.
- [114] B. Abbott et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. *Nature*, 551 :85–88, 2017.
- [115] B. Abbott et al. GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, 119 :161101, 2017.
- [116] Tanner Prestegard. *Unmodeled search for long-lasting gravitational-wave signals with LIGO and studies of underground seismic noise for future gravitational-wave detectors*. PhD thesis, University of Minnesota, 2016.
- [117] Samuel Franco. *Searching for long transient gravitational waves in the LIGO-Virgo data*. PhD thesis, Paris 11, 7 2014.
- [118] Eric Thrane et al. Long gravitational-wave transients and associated detection strategies for a network of terrestrial interferometers. *Phys. Rev.*, D83 :083004, 2011.
- [119] Nelson Christensen. LIGO S6 detector characterization studies. *Class. Quant. Grav.*, 27 :194010, 2010.
- [120] J. Aasi et al. Characterization of the LIGO detectors during their sixth science run. *Class. Quant. Grav.*, 32 :115012, 2015.
- [121] Tanner Prestegard, Eric Thrane, Nelson Christensen, Michael Coughlin, Ben Hubbert, Shivaraj Kandhasamy, Evan MacAyeal, and Vuk Mandic. Identification of noise artifacts in searches for long-duration gravitational-wave transients. *Class. Quant. Grav.*, 29 :095018, 2012.

-
- [122] Michal Was. *Searching for gravitational waves associated with gamma-ray bursts int 2009-2010 ligo-virgo data*. PhD thesis, Paris 11, 2011.
- [123] B. Abbott et al. All-sky search for long-duration gravitational wave transients with initial LIGO. *Phys. Rev.*, D93 :042005, 2016.
- [124] Rahul Biswas, Patrick R. Brady, Jolien D. E. Creighton, and Stephen Fairhurst. The Loudest event statistic : General formulation, properties and applications. *Class. Quant. Grav.*, 26 :175009, 2009. [Erratum : *Class. Quant. Grav.* 30,(2013)079502].
- [125] Benjamin Abbott et al. All-sky search for short gravitational-wave bursts in the first Advanced LIGO run. *Phys. Rev.*, D95 :042003, 2017.
- [126] A. Albert et al. Search for High-energy Neutrinos from Gravitational Wave Event GW151226 and Candidate LVT151012 with ANTARES and IceCube. *Phys. Rev.*, D96 :022005, 2017.
- [127] Benjamin Abbott et al. Search for intermediate mass black hole binaries in the first observing run of Advanced LIGO. *Phys. Rev.*, D96 :022001, 2017.
- [128] B. Abbott et al. Search for Gravitational Waves Associated with Gamma-Ray Bursts During the First Advanced LIGO Observing Run and Implications for the Origin of GRB 150906B. *Astrophys. J.*, 841 :89, 2017.
- [129] B. Abbott et al. Constraints on cosmic strings using data from the first Advanced LIGO observing run. *Phys. Rev.*, D97(10) :102002, 2018.
- [130] Benjamin Abbott et al. All-sky search for long-duration gravitational wave transients in the first Advanced LIGO observing run. *Class. Quant. Grav.*, 35(6) :065009, 2018.
- [131] G Farin. *Curves and Surfaces for CAGD, Fourth Edition : A Practical Guide*. Academic Press, 1996.
- [132] E Thrane and M Coughlin. Searching for gravitational-wave transients with a qualitative signal model : seedless clustering strategies. *Phys. Rev. D*, 88 :083010, 2013.
- [133] Eric Thrane and Michael Coughlin. Seedless clustering in all-sky searches for gravitational-wave transients. *Phys. Rev. D*, 89 :063012, 2014.
- [134] Michael Coughlin, Patrick Meyers, Shivaraj Kandhasamy, Eric Thrane, and N. Christensen. Prospects for searches for long-duration gravitational-waves without time slides. *Phys. Rev. D*, 92 :043007, Aug 2015.
- [135] Eric Thrane and Michael Coughlin. Detecting Gravitation-Wave Transients at 5sigma : A Hierarchical Approach. *Phys. Rev. Lett.*, 115 :181102, 2015.
- [136] V. Nacula, S. Klimenko, and G. Mitselmakher. Transient analysis with fast Wilson-Daubechies time-frequency transform. *J. Phys. Conf. Ser.*, 363 :012032, 2012.
- [137] S. Klimenko et al. Method for detection and reconstruction of gravitational wave transients with networks of advanced detectors. *Phys. Rev. D*, 93 :042004, 2016.
- [138] B. Abbott et al. Observing gravitational-wave transient GW150914 with minimal assumptions. *Phys. Rev.*, D93 :122004, 2016. [Addendum : *Phys. Rev.* D94,(2016)069903].
- [139] S. Klimenko, S. Mohanty, Malik Rakhmanov, and Guenakh Mitselmakher. Constraint likelihood analysis for a network of gravitational wave detectors. *Phys. Rev.*, D72 :122002, 2005.
- [140] Patrick Sutton et al. X-Pipeline : An Analysis package for autonomous gravitational-wave burst searches. *New J. Phys.*, 12 :053034, 2010.
- [141] Michal Was, Patrick J. Sutton, Gareth Jones, and Isabel Leonor. Performance of an externally triggered gravitational-wave burst search. *Phys. Rev. D*, 86 :022003, 2012.

- [142] Mark Edwards. *On the search for intermediate duration gravitational waves using the spherical harmonic basis*. Thesis, University of Cardiff, 2013.
- [143] Kipp C. Cannon. Efficient algorithm for computing the time-resolved full-sky cross power in an interferometer with omnidirectional elements. *Phys. Rev. D*, 75 :123003, Jun 2007.
- [144] Mark Edwards and Patrick Sutton. A new glitch-rejection algorithm forged in the spherical harmonic basis. *J. Phys. Conf. Ser.*, 363 :012025, 2012.
- [145] A. Goldstein et al. An Ordinary Short Gamma-Ray Burst with Extraordinary Implications : Fermi-GBM Detection of GRB 170817A. *Astrophys. J.*, 848 :L14, 2017.
- [146] V. Savchenko, C. Ferrigno, E. Kuulkers, A. Bazzano, E. Bozzo, S. Brandt, J. Chenevez, T.J.-L. Courvoisier, R. Diehl, A. Domingo, L. Hanlon, E. Jourdain, A. Von Kienlin, P. Laurent, F. Lebrun, A. Lutovinov, A. Martin-Carrillo, S. Mereghetti, L. Natalucci, J. Rodi, J.-P. Roques, R. Sunyaev, and P. Ubertini. INTEGRAL Detection of the First Prompt Gamma-Ray Signal Coincident with the Gravitational-wave Event GW170817. *Astrophys. J.*, 848 :L15, 2017.
- [147] B. Abbott et al. Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger : GW170817 and GRB 170817A. *Astrophys. J.*, 848 :L13, 2017.
- [148] D. Coulter et al. Swope Supernova Survey 2017a (SSS17a), the Optical Counterpart to a Gravitational Wave Source. *Science*, 2017.
- [149] B. Metzger, D. Giannios, T. A. Thompson, N. Bucciantini, and E. Quataert. The Proto-Magnetar Model for Gamma-Ray Bursts. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 413 :2031, 2011.
- [150] B. Abbott et al. Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger. *Astrophys. J.*, 848 :L12, 2017.
- [151] B. Abbott et al. Properties of the binary neutron star merger GW170817. 2018.
- [152] Masaru Shibata and Keisuke Taniguchi. Merger of binary neutron stars to a black hole : Disk mass, short gamma-ray bursts, and quasinormal mode ringing. *Phys. Rev. D*, 73 :064027, Mar 2006.
- [153] B. Abbott et al. Search for post-merger gravitational waves from the remnant of the binary neutron star merger GW170817. 2017.
- [154] Peter Welch. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. 15 :70 – 73, 07 1967.
- [155] Alan V. Oppenheim, Ronald W. Schaffer, and John R. Buck. *Discrete-time Signal Processing (2Nd Ed.)*. Prentice-Hall, Inc., Upper Saddle River, NJ, USA, 1999.
- [156] M. et al Galassi. Gnu scientific library reference manual, 2018.
- [157] M. Little and N. Jones. Sparse bayesian step-filtering for high-throughput analysis of molecular machine dynamics.
- [158] A. Criminisi, P. Perez, and K. Toyama. Region filling and object removal by exemplar-based image inpainting. *Trans. Img. Proc.*, 13 :1200–1212, September 2004.
- [159] A Criminisi, P Perez, and K Toyama. Region filling and object removal by exemplar-based image inpainting. *IEEE Trans. on Image Processing*, 13 :1200–1212, 2004.
- [160] Pierre Buysens, Maxime Daisy, David Tschumperlé, and Olivier Lézoray. Exemplar-based Inpainting : Technical Review and new Heuristics for better Geometric Reconstructions. *IEEE Transactions on Image Processing*, 24 :1809 – 1824, 2015.
- [161] Jenne Diriggers and other. Improving astrophysical parameter estimation via offline noise subtraction for advanced ligo. In preparation.

- [162] Nicolas Arnault. *Controle Global de la partie centrale du détecteur d'ondes gravitationnelles Virgo. Recherche de signaux impulsionnels :application aux coïncidences entre interféromètre*. PhD thesis, Paris 11, 2002.

Remerciements

Enfin quelques pages libres après la centaine imposée qui précède. Dernière partie de mon manuscrit et pourtant première qui sera lue (et sûrement la seule). La tradition veut que je remercie tous ceux sans qui je ne pourrai lever la main lorsque quelqu'un demande s'il y a un docteur dans la salle.

Je devrais donc me lancer dans un monologue barbant comme pour une remise d'Oscars : Je tiens à remercier particulièrement mes parents sans qui je ne serai pas là aujourd'hui etc ...

Mais c'est sans compter que le fond du plus haut étage de l'extension du bâtiment 208 ressemble plus à une taverne qu'à un tapis rouge. Taverne dans laquelle on trouve nombre de bières plus exotiques les unes des autres.

Vous trouverez en pression des valeurs sûres, indémodables, disponibles à l'année.

Je pense en premier lieu à Patrice et Fabien, bières vieilles en fût de calva. Ne vous fier pas à leur robe passée, elles conservent une impressionnante jeunesse toujours pétillante. Mais c'est surtout leurs expériences et ce qu'elles ont vécu qui vous fera revenir à elles en toute occasion.

Vous avez également Florent, IPA(pa), bière itech mais avec modération (on ne va pas donner un portable à une bière quand même). Bien qu'elle domine tous les domaines où on peut la trouver, elle reste néanmoins accessible. C'est une bière qu'il fait bon d'avoir devant soi.

Si vous êtes de nature sociale ou que vous avez envie de parler vous prendrez bien un peu de Nicolas ou de Sarah. Ces bières bien que de nature très différente sont redoutables pour votre moment détente : après un verre plus question de travailler !

La Nicolas, bière préférée du Roy et affinée en fût de vin. C'est la bière indispensable qu'il faut avoir à la main : elle vous ouvrira nombre de portes donnant accès aux secrets bien gardés. A boire absolument en lisant les dernières nouvelles.

Si vous l'appréciez, vous devez également goûter sa version plus féminine : Sarah (disponible en bouteille). Plus sucrée au goût, elle est tout aussi puissante. Attention néanmoins à éviter les mélanges. Passer un après-midi avec ces deux-là et c'est des lendemains compliqués qui s'annoncent.

Si vous êtes de nature plus timide, essayer la Nicolas version Arnaud. Une fois bue, elle vous montera à la tête et vous éclairera en vous donnant d'incroyables talents d'orateur. Vous serez capable d'expliquer tout à n'importe qui dans n'importe quelle langue. Excellente bière pour accompagner pizza et pâtes italiennes. A consommer sans modération car sans alcool évidemment.

Si vous êtes lassés la pression essayer donc les bières d'exception disponibles en bouteille. Pas facile à trouver et disponible qu'un certain temps. Ce sont des bières à apprécier et déguster comme il se doit parce que nul ne sait quand est la prochaine fois que vous en trouverez de nouveau.

Commencer par une Angélique, bière toute douce, idéale pour aligner des miroirs. J'en ai vu certain la boire avec un whisky écossais pour lui donner une touche de folie.

Si vous aimez, vous apprécierez la version allemande de cette bière : la Pierre. Bière d'expérience, idéale pour accompagner vos saussices au petit déjeuner. Attention toutefois à ne pas vous faire prendre si vous la buvez au volant de votre ferrarix.

Je vous recommande aussi la version espagnole : la Julia. Bière polyglotte que l'on trouve aussi bien en Italie qu'à Orsay. Une fois montée à la tête, elle changera votre vision des choses transformant une suite de problèmes en véritable succès.

Je vous conseille également une Imen, préparée en monaco, vous irez jusqu'au bout de la nuit sans penser au lendemain.

L'ambiance de ce petit pub du 208 s'exporte aussi à l'extérieur.

Je pense particulièrement à Victor et Delphine. Bières conviviales à déguster lors d'un repas entre amis ou plus simplement lorsque vous refaites le monde. Bières passe-partout, elles vous accompagneront tout simplement partout.

Il y a également Olivier et Nada, excellente bière de conseils, idéale pour relire des trucs sans intérêt, mais aussi lors d'apéros à rallonge ou de soirées improvisées.

Dans le même style, vous avez Papa et Maman, bière familiale, indispensable pour vos événements. Elle saura accompagner tout vos moments et les interminables repas en famille.

Enfin parmi toutes ces bières, il y en a deux que j'affectionne particulièrement.

Tout d'abord la Marie-Anne, petite IPA à fort caractère. Elle peut faire peur au premier abord. Mais elle saura vous surprendre. Cette bière faite maison n'a pas de recette et même Nelson ne parvient pas à la reproduire. Ne cherchez pas à la dompter au risque de vous casser les dents. Idéale pour accompagner vos nuits blanches, c'est une bière robuste qui saura vous dire avec rigueur là où vous n'en avez pas eu. Elle accompagnera à merveille vos débats brûlants dont les participants montent vite en température. Mais ne vous trompez pas, si cette bière vous suit partout, c'est pour mieux vous élever.

Enfin Sylviane, ma préférée de toutes. Brune de fort caractère, avec qui l'on passerait bien sa vie. La simple vue de sa robe vous fait monter l'alcool à la tête. Loin d'être calme, elle accompagnera néanmoins tous vos moments avec une incroyable fidélité. Idéale pour préparer vos projets, elle vous suivra partout. Et même si vous n'avez jamais le dernier mot (il reste toujours une goutte au fond du verre) Elle n'hésitera pas à se faire marche pour mieux vous élever.

C'est au milieu de cette joyeuse ambiance que se sont déroulées mes trois années de thèse au LAL. Et bien que je change de bar à la rentrée prochaine, je laisse confiant tout ce beau monde avec la certitude que les verres seront toujours pleins.

Pour finir, je souhaite également remercier mon jury de thèse qui a pris le temps de lire, écouter, examiner et conseiller mon manuscrit et ma soutenance. Merci donc à Elias, Tania, David, Gianluca et Achille

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

Mots clés : Ondes gravitationnelles, relativité générale, LIGO, Virgo, Gravitation

Résumé : Cette thèse présente les résultats de la recherche de signaux d'ondes gravitationnelles transitoires de longue durée dans les données des deux premiers runs d'observation des détecteurs advanced LIGO et advanced Virgo. Ces ondes sont principalement émises par des étoiles à neutrons ou des trous noirs impliqués dans des phénomènes violents. Pour certaines sources, une modélisation impliquant une dynamique complexe et des instabilités hydrodynamiques peut prédire grossièrement la forme d'onde. Mais de manière générale, seulement l'information approximative sur la durée et la bande de fréquence est utilisée pour définir les limites de l'espace des paramètres de la recherche. Une méthode d'analyse temps-fréquence robuste aux incertitudes de la

modélisation des signaux a donc été développé. En combinant les données de deux détecteurs de façon cohérente, la méthode permet de différencier les signaux recherchés du bruit de fond non gaussien des détecteurs. En l'absence de détection, nous avons placé des limites supérieures sur l'énergie émise et le taux attendu pour ces sources. Une recherche du signal attendu après la fusion de deux étoiles à neutrons observé en août 2017 (GW170817) a également été faite dans l'hypothèse où une étoile à neutrons supra-massive a été formée. Aucun signal n'a été identifié et on peut montrer que des détecteurs un ordre de grandeur plus sensibles auraient été nécessaires pour détecter un tel signal.

Title : Search for long duration transient gravitational waves using the data from advanced LIGO and advanced Virgo.

Keywords : Gravitational waves, General relativity, LIGO, Virgo, Gravitation

Abstract : This thesis shows the results of the search of long duration transient gravitational waves using the data from the first two observation runs of advanced LIGO and advanced Virgo detectors. These long duration gravitational waves are mainly emitted by neutron stars or black hole involved in extreme phenomena. For some sources, a modeling involving a complex dynamics and hydrodynamic instabilities can predict roughly the waveform. Nevertheless, for the general case, only a partial informations on the duration and frequency band are used to limits the parameters space. A time-frequency analysis, sturdy enough to modeling incertitude, has been developed and applied to the data. Combining data from two detectors

in a coherent way, the analysis can distinguish between signal and detector's non gaussian background noise. In the absence of detection, we have placed upper limits on the energy emitted and the expected rate for these sources. A search for the expected signal emitted by the object created after the neutron stars coalescence and merger observed in August 2017 (GW170817) was also made assuming a supra-massive neutron star was created and survived hundred of seconds after the merger. No signal has been found and we have shown that detectors of an order of magnitude more sensible would have been required to detect a signal from this source.

