



**HAL**  
open science

# Recherche à faible latence d'ondes gravitationnelles émises lors de coalescences de binaires compactes durant la troisième période d'observation de Advanced Virgo et Advanced LIGO

Florian Aubin

► **To cite this version:**

Florian Aubin. Recherche à faible latence d'ondes gravitationnelles émises lors de coalescences de binaires compactes durant la troisième période d'observation de Advanced Virgo et Advanced LIGO. Physique [physics]. Université Savoie Mont Blanc, 2020. Français. NNT : 2020CHAMA024 . tel-03336046v2

**HAL Id: tel-03336046**

**<https://theses.hal.science/tel-03336046v2>**

Submitted on 11 Jan 2022

**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.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 Mai 2016

Présentée par

**Florian AUBIN**

Thèse dirigée par **Frédérique MARION**

préparée au sein du

**Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules**  
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

## **Recherche à faible latence d'ondes gravitationnelles émises lors de coalescences de binaires compactes durant la troisième période d'observation d'Advanced Virgo et Advanced LIGO**

Thèse soutenue publiquement le **2 octobre 2020**,  
devant le jury composé de :

**Dr Astrid LAMBERTS**

Chargée de recherche, Observatoire de la Côte d'Azur, Examinatrice

**Dr Benoît MOURS**

Directeur de recherche, IPHC Strasbourg, Examineur

**Pr Éric NUSS**

Professeur des universités, Université de Montpellier, Rapporteur

**Dr Fabian SCHÜSSLER**

Ingénieur-Chercheur, Irfu CEA-Saclay, Examineur

**Dr Viola SORDINI**

Chargée de recherche, IP2I Lyon, Rapporteuse

**Dr Edwige TOURNEFIER**

Directrice de recherche, LAPP Annecy, Présidente







# Remerciements

Je souhaite ici remercier toutes les personnes que j'ai pu côtoyer durant ces trois années de thèses, et sans qui je n'aurais pas pu faire le travail présenté dans ce manuscrit.

Je veux tout d'abord remercier le jury d'avoir bien voulu participer à ma soutenance malgré la situation un peu particulière de l'année 2020. Un grand merci à Benoît Mours et Fabian Schüssler d'être venus en tant qu'examineurs, ainsi qu'à Astrid Lambert, qui, en raison de la crise sanitaire, n'a pas pu se déplacer, mais qui a tout de même pris la peine de suivre la soutenance à distance.

Je remercie aussi Edwige Tournefier pour avoir accepté la lourde responsabilité d'être présidente du jury.

Enfin, je remercie Éric Nuss et Viola Sordini, qui ont tous les deux accepté d'être mes rapporteurs. J'espère avoir pris en compte vos remarques et avoir répondu à vos questions comme vous le souhaitiez.

S'il y a bien deux personnes sans qui je n'aurais pas pu aller au bout de ma thèse, ce sont mes encadrants. Je remercie donc Benoît Mours, qui n'a pas officiellement encadré ma thèse mais qui a pendant longtemps joué ce rôle pour moi, et Frédérique Marion, ma directrice de thèse. Malgré des emplois du temps très chargés et de nombreuses responsabilités au sein de la collaboration, vous avez toujours pris le temps de répondre à mes questions et de m'expliquer ce que je ne comprenais pas.

Je tiens particulièrement à souligner le fait que sans les retours réguliers de Frédérique lors de ma phase de rédaction, qui a été marqué par le premier confinement sanitaire de 2020, je n'aurais sans doute pas pu terminer ce manuscrit.

Je remercie aussi Edwige Tournefier et Marco Delmastro pour m'avoir suivi durant ces trois années, et pour avoir été une oreille attentive en cas de besoin.

Je remercie toutes les personnes avec qui j'ai pu travailler, en commençant par tous les membres de l'équipe MBTA avec qui j'ai pu souvent échanger. Merci donc encore une fois Benoît, Frédérique et Viola, mais aussi à Gianluca Maria Guidi, Roberto Chierici, ou encore Orion Sauter.

Merci aussi à toute l'équipe Virgo du LAPP qui m'a accueilli durant ces trois années. Une pensée particulière pour Damir Buskusic, qui, durant mon stage de fin d'étude, m'a permis de mettre un pied dans la science des ondes gravitationnelles.

Je remercie aussi toutes les personnes du LAPP et du LAPTH avec qui j'ai eu le plaisir d'interagir durant ma thèse. Merci à l'administration et aux différents services techniques, sans qui le laboratoire ne pourrait pas fonctionner.

J'en profite aussi pour remercier les personnes qui m'ont permis de transmettre une partie de mon savoir. C'est quelque chose qui me tient particulièrement à cœur, et que j'ai eu l'occasion de faire par des activités de communication au grand public, ou par les cours que

j'ai pu donner à l'IUT d'Annecy.

Un immense merci aux doctorants du LAPP et LAPTH, anciens et nouveaux, pour tous ces moments inoubliables et tous les débats que nous avons pu avoir autour de nombreuses bières. Merci à Dimitri et Marc, pour ces (trop ?) nombreuses pauses et ses discussions très enrichissantes (sauf une fois au chalet). Merci bien évidemment à Anne, Jordan et MÉRIL, nos "anciens", qui ont su nous inspirer et nous aider. J'attends avec impatience le moment où l'on pourra refaire un jeu de société ensemble. Merci aussi aux "nouveaux", Alexandre, Anthony, Camille, Carole, Eleonora, Iuri, Joanna, Loïc, Luka, Matteo, Nicolas, Pablo, Paul et Victor. Bon courage à vous pour la suite de votre thèse.

Merci aussi à ceux qui ne sont pas doctorant, mais qui font tout de même partie de cette grande famille, Alix (bon courage pour la thèse), Laura, Monica et Romain.

J'en profite pour remercier les membres des autres laboratoires que j'ai pu croiser. Je pense bien entendu aux "gens du SYMME", Marine, Mathias, Tigran et tous ceux que j'oublie.

Je remercie mes amis qui, en raison de la crise sanitaire, n'ont pas pu assister à ma soutenance, mais l'ont pour beaucoup suivi à distance. Merci pour vos encouragements et vos retours positifs. À très bientôt je l'espère, sur Strasbourg, Lyon, ou partout ailleurs !

Je remercie ma famille pour tout le soutien qu'ils ont pu m'apporter. Merci aussi d'avoir pris le temps d'assister à ma soutenance, j'espère que vous avez pu en retenir quelque chose.

Merci à Serge, mon père. Il n'a pas dû être facile de nous élever seul, mon frère et moi, et pourtant tu as toujours été là pour nous soutenir dans la poursuite de nos études.

Pour terminer, j'aimerais adresser un dernier remerciement à tous ceux, enseignants, chercheurs ou vulgarisateurs, qui ont su me faire passer un peu de leur passion pour la science, et qui m'ont donné envie d'en apprendre toujours plus. J'espère que toi aussi, lecteur, tu pourras apprendre quelque chose en lisant ce manuscrit.

*Bonne lecture !*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>V</b>
<b>Table des matières</b>	<b>X</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Les ondes gravitationnelles</b>	<b>3</b>
1.1 Relativité Générale . . . . .	4
1.1.1 Des équations d'Einstein aux ondes gravitationnelles . . . . .	4
1.1.2 Propagation des ondes gravitationnelles . . . . .	5
1.2 Sources d'ondes gravitationnelles . . . . .	7
1.2.1 Émission des ondes gravitationnelles . . . . .	7
1.2.2 Cas des coalescences de binaires compactes . . . . .	8
1.2.3 Les autres sources possibles . . . . .	11
1.3 Signal attendu des coalescences de systèmes binaires compactes . . . . .	13
1.3.1 Évolution du système binaire . . . . .	13
1.3.2 Paramètres astrophysiques reconstruits à partir du signal d'onde gravitationnelle . . . . .	15
1.4 Motivation de la détection d'ondes gravitationnelles . . . . .	17
1.4.1 Physique fondamentale et test de la Relativité Générale . . . . .	17
1.4.2 Cosmologie . . . . .	19
1.4.3 Astrophysique . . . . .	19
1.5 Méthodes de détection . . . . .	22
1.5.1 Historique des méthodes de détection . . . . .	22
1.5.2 Interférométrie laser . . . . .	23
1.5.3 Le réseau mondial d'interféromètres . . . . .	27
1.5.4 Autres méthodes de détection envisagées . . . . .	30
1.6 Les événements de O1 et O2 . . . . .	32
1.6.1 Présentation générale des événements . . . . .	32
1.6.2 GW150914 : Le première observation directe . . . . .	32
1.6.3 GW170817 : La première détection avec contreparties électromagnétiques . . . . .	33
1.6.4 Prospective pour O3 . . . . .	36
1.7 Conclusion . . . . .	36
<b>2 La chaîne d'analyse à faible latence</b>	<b>37</b>
2.1 Le <i>pipeline</i> d'analyse MBTAOnline . . . . .	37
2.1.1 Principe du filtrage adapté . . . . .	38
2.1.2 Fonctionnement de MBTA . . . . .	41
2.1.3 Les autres recherches de signaux transitoires . . . . .	52

2.2	Le traitement d'un bruit de fond non-gaussien et non-stationnaire . . . . .	53
2.2.1	Importance de la réjection des bruits . . . . .	54
2.2.2	Les outils de réjection des bruits . . . . .	55
2.2.3	Tester les modifications apportées au <i>pipeline</i> . . . . .	58
2.2.4	Architecture globale du <i>pipeline</i> . . . . .	63
2.3	L'envoi d'alerte . . . . .	63
2.3.1	L'intérêt de rendre publique les alertes . . . . .	63
2.3.2	Les informations publiques . . . . .	64
2.3.3	La chaîne d'envoi d'alerte automatique et publique . . . . .	68
2.4	Conclusion . . . . .	68
<b>3</b>	<b>La période d'observation "O2"</b>	<b>69</b>
3.1	Analyse des résultats obtenus par MBTA durant la période d'observation O2	70
3.1.1	Les événements astrophysiques . . . . .	70
3.1.2	Les bruits transitoires . . . . .	71
3.2	Analyse technique du <i>pipeline</i> utilisé pendant O2 . . . . .	73
3.2.1	Les pertes de cycle utile . . . . .	73
3.2.2	Le manque d'espace disque . . . . .	73
3.2.3	Origines des pertes de cycle utile . . . . .	74
3.2.4	La latence du <i>pipeline</i> . . . . .	77
3.3	Vers une nouvelle version du <i>pipeline</i> pour O3 . . . . .	79
3.3.1	Correction des problèmes logiciels . . . . .	80
3.3.2	Remplacement de certaines coupures nettes par des outils plus progressifs	80
3.3.3	Recherche dans plusieurs détecteurs ayant des sensibilités hétérogènes	80
3.3.4	Développer et tester la nouvelle version avec des données de O2 . . . .	81
3.4	Conclusion . . . . .	82
<b>4</b>	<b>Traitement préliminaire des données</b>	<b>83</b>
4.1	Introduction au <i>gating</i> . . . . .	84
4.1.1	L'intérêt d'un outil agressif de traitement préliminaire des données . .	84
4.1.2	Utiliser l'évolution du <i>range</i> BNS pour déclencher le <i>gating</i> . . . . .	85
4.2	L'outil utilisé pendant O2 . . . . .	85
4.2.1	Le fonctionnement du <i>gating</i> de O2 . . . . .	85
4.2.2	L'impact du <i>gating</i> de O2 sur les données . . . . .	86
4.3	Le <i>gating</i> utilisé pendant O3 . . . . .	87
4.3.1	Fonctionnement du nouveau <i>gating</i> . . . . .	87
4.3.2	Effet sur les signaux ayant posé problème durant O2 . . . . .	88
4.4	Étude des risques du <i>gating</i> . . . . .	90
4.4.1	Réaction du <i>gating</i> face à un signal de type CBC . . . . .	90
4.4.2	Étude statistique de l'impact du <i>gating</i> sur des injections . . . . .	91
4.4.3	Solution au problème des signaux courts . . . . .	97
4.5	L'effet du nouveau <i>gating</i> sur des données de O3 . . . . .	100
4.5.1	Effet sur les bruits . . . . .	100
4.5.2	Impact sur le FAR des injections . . . . .	100
4.5.3	Effet sur la sensibilité de la recherche . . . . .	104
4.5.4	Conclusion sur les effets du <i>gating</i> . . . . .	105
4.6	Résumé des effets du nouveau <i>gating</i> pendant la période d'observation O3 . .	106
4.7	Conclusion . . . . .	107

<b>5</b>	<b>Les méthodes de réjection appliquées aux <i>triggers</i> d'un détecteur</b>	<b>109</b>
5.1	Sélection des <i>triggers</i> . . . . .	110
5.1.1	Statistique de classement et critères de réjection . . . . .	110
5.1.2	Sélection des <i>triggers</i> par seuil . . . . .	110
5.2	Pénaliser les <i>triggers</i> probablement non astrophysiques . . . . .	111
5.2.1	Nécessité d'outils de discrimination des bruits transitoires . . . . .	111
5.2.2	Identifier les <i>triggers</i> provenant de bruits transitoires . . . . .	111
5.2.3	Comparer la série temporelle du SNR observée avec l'autocorrélation du calque : test de l' $auto\chi^2$ . . . . .	113
5.2.4	Utilisation de l' $auto\chi^2$ durant O3 pour pondérer la statistique de clas- sement . . . . .	116
5.2.5	Effet sur les données . . . . .	119
5.2.6	Discussion et optimisations envisagées . . . . .	124
5.3	Identifier et pénaliser les périodes trop bruitées . . . . .	125
5.3.1	L'extraSNR, un outil utilisé durant O2 . . . . .	125
5.3.2	Nécessité d'un nouvel outil de discrimination des périodes bruitées de O3 . . . . .	126
5.3.3	Distributions de l'ExcessRate . . . . .	128
5.3.4	Pondérer la statistique de classement en fonction de la qualité des données de la période considérée . . . . .	130
5.3.5	Effet sur les données . . . . .	133
5.3.6	Discussion et optimisations envisagées . . . . .	141
5.4	Conclusion . . . . .	141
<b>6</b>	<b>Les méthodes de réjection appliquées aux <i>triggers</i> coïncidents à plusieurs détecteurs</b>	<b>143</b>
6.1	Recherche combinée des <i>triggers</i> communs à plusieurs détecteurs . . . . .	144
6.1.1	Calcul d'une statistique de classement combinée . . . . .	144
6.1.2	Classement des coïncidences : calcul du taux de fausse alarme . . . . .	145
6.2	Comparer les paramètres mesurés dans les différents détecteurs . . . . .	146
6.2.1	Principe du test de cohérence des paramètres . . . . .	146
6.2.2	Étude de Monte-Carlo pour générer les distributions attendues . . . . .	147
6.2.3	Corrélation entre les observables . . . . .	156
6.2.4	Effet sur des données . . . . .	158
6.2.5	Discussion et optimisations envisagées . . . . .	162
6.3	Étude de l'impact du temps d'accumulation du bruit de fond sur les valeurs de FAR . . . . .	163
6.3.1	Avantages et inconvénients d'allonger le temps d'accumulation du bruit de fond . . . . .	163
6.3.2	Effet sur quelques coïncidences provenant de bruits ou d'événements astrophysiques . . . . .	166
6.3.3	Effet sur des injections . . . . .	168
6.3.4	Discussion et optimisations envisagées . . . . .	170
6.4	Combinaison des différentes recherches de MBTA . . . . .	171
6.4.1	Principe de la méthode . . . . .	171
6.4.2	Estimation des poids par une étude Monte-Carlo . . . . .	172
6.4.3	Impact sur l'efficacité de détection . . . . .	174
6.4.4	Discussion de cette approche et optimisations envisagées . . . . .	177

6.5	Conclusion . . . . .	179
<b>7</b>	<b>La période d'observation "O3"</b>	<b>181</b>
7.1	Les nouveaux défis apportés par O3 . . . . .	182
7.1.1	L'adaptation du <i>pipeline</i> à un réseau de détecteurs avec des sensibilités hétérogènes . . . . .	182
7.1.2	La validation du <i>pipeline</i> pour O3 . . . . .	182
7.1.3	L'envoi d'alerte publique et automatique . . . . .	187
7.2	Les évolutions du <i>pipeline</i> durant O3 . . . . .	190
7.2.1	État de l'analyse au début de O3 . . . . .	190
7.2.2	Changements dans l'architecture du <i>pipeline</i> . . . . .	190
7.2.3	Changements impactant la recherche . . . . .	194
7.2.4	Architecture finale du <i>pipeline</i> . . . . .	195
7.3	L'état des détecteurs pendant O3 . . . . .	196
7.3.1	Évolution des <i>ranges</i> pendant O3 . . . . .	196
7.3.2	Stabilité des données et cycles utiles des détecteurs . . . . .	196
7.4	Bilan technique de MBTA . . . . .	198
7.4.1	Pertes de cycle utile . . . . .	199
7.4.2	Latence . . . . .	200
7.5	Bilan de l'analyse MBTAOnline . . . . .	201
7.5.1	Comparaison des résultats des analyses à faible latence . . . . .	201
7.5.2	Précision de l'analyse en ligne sur la mesure des masses . . . . .	205
7.5.3	Résumé des candidats de MBTA . . . . .	207
7.6	L'apport scientifique de la période d'observation O3a . . . . .	210
7.6.1	Présentation générale des résultats de O3 . . . . .	210
7.6.2	Quelques événements CBC particuliers . . . . .	211
7.7	Conclusion . . . . .	215
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>217</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>232</b>

# Introduction

**E**N 1916, Albert Einstein prédit les ondes gravitationnelles comme une manifestation de la théorie de la Relativité Générale. L'amplitude de ces ondes est très faible, si bien que seuls des événements astrophysiques extrêmement violents peuvent produire des signaux détectables sur Terre. Ces ondes prennent la forme de déformations de l'espace-temps qui se propagent à la vitesse de la lumière dans le vide. Afin de détecter l'effet de ces déformations, de grands interféromètres ont été construits en Amérique du Nord et en Europe par des collaborations scientifiques internationales, regroupées par la suite en une seule collaboration.

C'est grâce aux deux détecteurs LIGO, aux États-Unis, que le premier événement a pu être observé le 14 septembre 2015. Ce signal, nommé GW150914, est le fruit de la coalescence de deux objet compacts, des trous noirs stellaires. Par la suite, entre 2015 et 2017, d'autres événements de ce type ont été détectés par les détecteurs LIGO, puis également avec l'interféromètre européen Virgo qui a rejoint ces observations en août 2017.

Le 17 août 2017, moins de deux semaines avant la fin de la période d'observation O2, GW170817 a été la première coalescence d'une binaire d'étoiles à neutrons qui a pu être observée. Cet événement est aussi le premier à avoir été conjointement observé par des ondes gravitationnelles et des ondes électromagnétiques, ouvrant ainsi la voie à une nouvelle forme d'astronomie multi-messagers. Bien que de telles détections soient rares, elles permettent un grands nombres d'observations, dont les analyses sont très riches en résultats scientifiques. GW170817 a ainsi permis, entre autres choses, de mesurer la vitesse de propagation des ondes gravitationnelles, de contraindre un peu plus les équations qui régissent l'état de la matière ultra-dense, ou encore d'estimer la constante de Hubble.

Afin de maximiser les chances de détection multi-messagers, des analyses à faibles latences sont réalisées à partir des données produites par les interféromètres. Elles recherchent des événements astrophysiques, notamment des coalescences de binaires compactes, avec comme but d'identifier les candidats les plus significatifs et de les envoyer le plus rapidement possibles aux observatoires capables de détecter des contreparties, électromagnétiques ou neutrinos.

Le travail présenté dans ce manuscrit décrit comment une de ces analyses, nommée MB-TAOnline, a été améliorée pour la période d'observation O3, qui a eu lieu entre avril 2019 et mars 2020, faisant suite à une pause de plus d'un an après O2. La gestion des bruits non-gaussiens et non-stationnaires faite par le *pipeline* durant O2 a montrée certaines limites, et parfois empêché la détection d'événements astrophysiques. De plus, pour O3, l'analyse en ligne a dû faire face à de nouvelles problématiques telles que l'utilisation d'un réseau d'interféromètres aux sensibilités hétérogènes, et l'envoi d'alertes désormais publiques et automatiques. Afin de répondre à ces exigences, la chaîne d'analyse a été revue et de nouveaux outils ont été créés pour résoudre certains des problèmes qui se sont posés dans le passé.

Dans le chapitre 1 nous reviendrons sur la théorie des ondes gravitationnelles, sur la forme du signal attendu et sur les méthodes de détection utilisées. Nous aborderons aussi les différents domaines de la physique pouvant profiter de la détection de ces ondes, puis nous rappellerons les principaux résultats de O1 et O2.

Le chapitre 2 est consacré à la chaîne d'analyse à faible latence. Dans un premier temps, nous détaillerons le principe du filtrage adapté et son utilisation dans MBTA, puis nous nous pencherons plus en détail sur les méthodes de traitement des bruits non-stationnaires et non-gaussiens. Nous terminerons avec une section portant sur l'envoi d'alerte publique et automatique mis en place pour O3.

Dans le chapitre 3 nous rappellerons les résultats de l'analyse MBTAOnline obtenus durant O2, puis nous détaillerons les problèmes techniques qui se sont posés à cette recherche en ligne. Nous introduirons ensuite le besoin d'une nouvelle version du *pipeline* pour O3.

Le chapitre 4 traite d'un outil appelé *gating* qui permet de retirer les données les plus bruyantes en amont de l'analyse. Nous comparerons alors la version de cet outil utilisée durant O2 avec la nouvelle version développée pour O3, puis nous discuterons des risques de perte d'événements astrophysiques inhérents à celui-ci. Nous terminerons par une étude quantitative des effets du nouveau *gating* sur du bruit typique et des signaux simulés, avant de résumer le comportement de cet outil durant O3.

Le chapitre 5 porte sur les méthodes de réjection des bruits appliqués indépendamment dans les données de chaque instrument. Après avoir rappelé comment les *triggers* produits par l'analyse MBTA sont sélectionnés, nous détaillerons les méthodes d'identification des bruits utilisées durant O3. Ces outils sont conçus dans le but d'identifier et de pénaliser soit les *triggers* probablement non-astrophysiques, soit les périodes trop bruitées, afin de réduire leur impact sur le bruit de fond et également de limiter les risques de fausses alarmes. Pour limiter les pertes de candidats astrophysiques, les deux principaux outils ajoutés pour O3 fonctionnent en modifiant directement la statistique de classement des *triggers*. Nous ferons là aussi une étude quantitative de leur effet sur le même jeu de données que celui utilisé dans le chapitre précédent.

Après avoir identifié un candidat commun à plusieurs détecteurs, MBTA construit des coïncidences. De nouveaux outils de réjection des bruits peuvent intervenir à ce stade, ceux-ci sont discutés dans le chapitre 6. Nous commencerons par détailler un moyen de prendre en compte les paramètres mesurés dans chaque détecteur pour modifier la statistique de classement. Puis nous traiterons de deux changements dans l'estimation du FAR des coïncidences : l'augmentation du temps nécessaire à l'accumulation du bruit de fond, et l'utilisation de facteurs de pondération des différentes recherches prenant en compte la probabilité de détection de chaque combinaison d'instruments. Une fois encore, chacun de ces outils sera quantitativement étudié à l'aide d'un jeu de données commun.

Dans le chapitre 7, nous dresserons le bilan de la période d'observation O3. Après avoir rappelé les nouveaux défis qui se sont posés à l'analyse, nous reviendrons sur les évolutions du *pipeline* MBTAOnline. Nous ferons ensuite le bilan de cette analyse, puis nous donnerons un bref aperçu des premiers résultats scientifiques produits grâce aux observations faites pendant O3.

Finalement, nous concluons en rappelant les pistes d'améliorations des outils présentés dans ce manuscrit. Puis nous évoquerons les futures évolutions envisagées pour le *pipeline*.

# Chapitre 1

## Les ondes gravitationnelles

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Relativité Générale</b>	<b>4</b>
1.1.1	Des équations d'Einstein aux ondes gravitationnelles	4
1.1.2	Propagation des ondes gravitationnelles	5
<b>1.2</b>	<b>Sources d'ondes gravitationnelles</b>	<b>7</b>
1.2.1	Émission des ondes gravitationnelles	7
1.2.2	Cas des coalescences de binaires compactes	8
1.2.3	Les autres sources possibles	11
<b>1.3</b>	<b>Signal attendu des coalescences de systèmes binaires compactes</b>	<b>13</b>
1.3.1	Évolution du système binaire	13
1.3.2	Paramètres astrophysiques reconstruits à partir du signal d'onde gravitationnelle	15
<b>1.4</b>	<b>Motivation de la détection d'ondes gravitationnelles</b>	<b>17</b>
1.4.1	Physique fondamentale et test de la Relativité Générale	17
1.4.2	Cosmologie	19
1.4.3	Astrophysique	19
<b>1.5</b>	<b>Méthodes de détection</b>	<b>22</b>
1.5.1	Historique des méthodes de détection	22
1.5.2	Interférométrie laser	23
1.5.3	Le réseau mondial d'interféromètres	27
1.5.4	Autres méthodes de détection envisagées	30
<b>1.6</b>	<b>Les événements de O1 et O2</b>	<b>32</b>
1.6.1	Présentation générale des événements	32
1.6.2	GW150914 : La première observation directe	32
1.6.3	GW170817 : La première détection avec contreparties électromagnétiques	33
1.6.4	Prospective pour O3	36
<b>1.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>36</b>

---

**L**ES ondes gravitationnelles sont une conséquence directe de la théorie de la Relativité Générale (RG) proposée par Albert Einstein en 1915. Leur observation récente a permis la naissance de l'astronomie gravitationnelle qui, avec les autres astronomies existantes, permet entre autres un suivi multi-messagers de certaines sources astrophysiques.

Dans ce premier chapitre, nous allons tout d'abord rappeler certaines bases de la RG

nécessaires à la compréhension du phénomène d'onde gravitationnelle. Ensuite, nous discuterons des sources possibles de ce type d'onde, puis nous analyserons plus en détail le cas des signaux provenant des coalescences de binaires compactes (CBC). Dans une quatrième partie, nous discuterons de l'intérêt scientifique de détecter ces ondes. Nous reviendrons ensuite rapidement sur les différentes méthodes de détection envisagées, ainsi que sur le réseau actuel d'interféromètres formant la collaboration LIGO-Virgo-KAGRA (LVK). Pour finir, nous rappellerons les événements ayant précédé le travail qui a donné lieu à ce manuscrit.

## 1.1 Relativité Générale

La RG est une théorie publiée par Albert Einstein entre 1915 et 1916 [1]. Elle étend le concept de Relativité Restreinte aux référentiels non-inertiels, et introduit le principe d'équivalence selon lequel la gravitation est localement analogue à une accélération.

Dans cette section, nous allons tout d'abord faire le lien entre les équations d'Einstein de la RG et les ondes gravitationnelles, puis nous discuterons de quelques propriétés intéressantes de ces ondes.

### 1.1.1 Des équations d'Einstein aux ondes gravitationnelles

La RG utilise le formalisme de sommation d'Einstein. Supposons un espace vectoriel  $V$ , de dimension finie  $n$ , et dont les vecteurs de bases sont notés  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \dots, \mathbf{e}_n \equiv (\mathbf{e}_i)$ . Tout vecteur  $\mathbf{v}$  de cet espace possède une représentation dans cette base qui s'exprime via ses coordonnées notées  $v^1, v^2, \dots, v^n \equiv (v^i)$  :

$$\mathbf{v} = \sum_{i=1}^n v^i \mathbf{e}_i \quad (1.1)$$

Avec la convention de sommation d'Einstein, cette expression devient simplement :

$$\mathbf{v} = v^i \mathbf{e}_i \quad (1.2)$$

De la même façon, un tenseur  $T$  de  $V \otimes V$  peut s'écrire :

$$T = T^{ij} e_{ij} \quad (1.3)$$

On note  $V^*$  le dual de  $V$ , qui possède une base duale de  $(\mathbf{e}_i)$ , notée  $(\mathbf{e}^i)$ , satisfaisant la règle  $\mathbf{e}^i \mathbf{e}_j = \delta_j^i$ , avec  $\delta_j^i$  le symbole de Kronecker. Un élément  $\mathbf{w}$  de coordonnées  $(w_i)$ , appartenant à  $V^*$ , s'écrit alors :

$$\mathbf{w} = w_i \mathbf{e}^i \quad (1.4)$$

Afin de simplifier les équations, on se placera pour le moment dans le système d'unités dites naturelles, où  $c = G = 1$ . Le système de coordonnées spatio-temporelles à quatre dimensions sera noté  $(x_\mu) \equiv (x_0 \ x_1 \ x_2 \ x_3)$  ou parfois  $(t \ x \ y \ z)$ , les trois coordonnées spatiales d'un point donné pouvant être rassemblées en un seul vecteur  $\mathbf{x} = (x^1, x^2, x^3) = (x, y, z)$ .

#### 1.1.1.1 Les équations d'Einstein

Dans la théorie d'Einstein, l'espace-temps est défini comme un espace à quatre dimensions, dans lequel l'intervalle infinitésimal qui sépare deux points est donné par :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.5)$$

Où  $g_{\mu\nu}$  est nommé tenseur métrique, et contient toutes les informations sur la courbure locale de l'espace-temps.

Cette approche permet de redéfinir la gravitation, non plus comme une force, mais comme une conséquence de la courbure de l'espace-temps. Les équations qui gouvernent cette théorie sont appelées équations d'Einstein et s'écrivent de la manière suivante (sans constante cosmologique qui est négligeable dans le cas des ondes gravitationnelles) :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu} \quad (1.6)$$

Où  $R_{\mu\nu}$  est le tenseur de Ricci,  $g_{\mu\nu}$  le tenseur métrique,  $R$  la courbure scalaire et  $T_{\mu\nu}$  le tenseur énergie-impulsion.

Cette équation décrit comment la géométrie de l'espace-temps (terme de gauche) est courbée par l'énergie, ou la masse, qu'il contient (terme de droite). Inversement, elle décrit aussi comment la trajectoire d'un objet est impactée par la forme de son contenant, c'est la gravitation.

### 1.1.1.2 Linéarisation et équation d'ondes

L'équation 1.6 se compose de  $4 \times 4 = 16$  équations différentielles partielles, elle n'est pas analytiquement soluble telle quelle.

Sous les bonnes hypothèses et dans certaines conditions bien précises, de ces équations peut être dérivée la description macroscopique de certains corps massifs, comme les trous noirs [2, 3], ou encore le modèle  $\Lambda$ -CDM de la cosmologie [4].

En particulier, les équations 1.6 peuvent être linéarisées en supposant de faibles variations de la métrique  $g_{\mu\nu}$  autour de sa valeur d'équilibre qu'est la métrique de Minkowski notée  $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ . On note alors la perturbation  $h_{\mu\nu}$  telle que :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

On peut alors définir le tenseur de trace inverse  $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h$ , où  $h = \eta^{\mu\nu}h_{\mu\nu}$ , et se placer sous la jauge dite harmonique de Lorentz telle que :

$$\partial_\mu \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (1.8)$$

L'équation 1.6 devient alors :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi T_{\mu\nu} \quad (1.9)$$

Où l'opérateur  $\square = \eta_{\mu\nu}\partial_\mu\partial_\nu$  est le d'Alembertien.

Dans le vide, loin de la source, on a  $T_{\mu\nu} = 0$ . L'équation 1.9 se réécrit alors comme une simple équation d'onde :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (1.10)$$

## 1.1.2 Propagation des ondes gravitationnelles

L'équation 1.10 prédit qu'une perturbation de la métrique peut se propager dans le vide, c'est ce phénomène que l'on nomme ondes gravitationnelles.

### 1.1.2.1 Solution dans le vide

Les solutions de l'équation 1.10 peuvent se mettre sous la forme d'une superposition d'ondes planes monochromatiques, se propageant à la vitesse de la lumière (ici  $c = 1$ ) :

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \mathcal{R}e \left[ A_{\mu\nu} e^{i\eta_{\mu\nu} \mathbf{kx}} \right] \quad (1.11)$$

Où  $\mathcal{R}e$  est la partie réelle,  $A_{\mu\nu}$  les amplitudes des ondes et  $\mathbf{k}$  le vecteur d'onde.

$A_{\mu\nu}$  est une matrice  $4 \times 4$  symétrique qui quantifie les variations de distances entre deux points de l'espace-temps suivant toutes les directions possibles. La forme de cette matrice peut être simplifiée en faisant le bon choix de jauge. En prenant la jauge dite transverse sans trace (TT), on obtient les conditions suivantes :

$$A_{0\mu} = A_{\mu}^{\mu} = \partial^{\mu} A_{\mu\nu} = 0 \quad (1.12)$$

On a alors  $\bar{h}_{\mu\nu}^{TT} = h_{\mu\nu}^{TT}$ , et

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{+} & h_{\times} & 0 \\ 0 & h_{\times} & -h_{+} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{i\eta_{\mu\nu} k_{\sigma} x^{\sigma}} \quad (1.13)$$

Cela revient alors à considérer ces ondes comme une variation de la métrique dans deux directions d'espace (ici  $x$  et  $y$ ), se propageant suivant la troisième ( $z$ ), au cours du temps. On a donc  $\mathbf{k} = (\omega, 0, 0, \frac{\omega}{c})$ , avec  $\omega$  la pulsation de l'onde.

### 1.1.2.2 Polarisation et effets physiques

L'équation 1.13 fait apparaître deux modes de polarisation, notés  $+$  et  $\times$ .

La figure 1.1 montre l'effet de ces polarisations sur un anneau de masses libres. Les champs gravitationnels de ces masses sont supposés négligeables, de manière à ce que l'équation 1.10 reste valable. Sur cette figure, nous pouvons voir que l'effet d'une onde gravitationnelle sur la matière correspond à une élongation, puis une contraction, des distances. La variation de distance  $\Delta L$  entre deux masses libres est proportionnelle à la distance au repos, noté  $L_0$ , et à l'amplitude  $h$  de l'onde :

$$\Delta L = L_0 \frac{h}{2} \quad (1.14)$$

FIGURE 1.1 – Effet, au cours du temps, des polarisations  $+$  et  $\times$  d'une onde gravitationnelle se propageant suivant l'axe  $z$ , sur des masses libres.

## 1.2 Sources d'ondes gravitationnelles

Afin de prédire les différents types de sources d'ondes gravitationnelles, et de connaître la forme des signaux qui en résultent, il faut résoudre l'équation 1.9.

### 1.2.1 Émission des ondes gravitationnelles

Plaçons nous alors dans le cas où la source, qui s'étend sur une distance  $\Delta$ , se trouve à une distance comobile  $\chi$  de l'observateur, telle que  $\chi \gg \Delta$ . Nous supposons aussi que les composants de cette source sont non-relativistes, c'est à dire que leur vitesse  $v$  est très inférieure à celle de la lumière ( $v \ll c$ ).

Avec ces approximations, il est possible de développer les solutions de l'équation 1.9 sous la forme de fonctions de Green retardées. On trouve alors :

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) = \frac{4}{\chi} \int_{source} T_{\mu\nu}(t - \chi, \mathbf{x}') d^3 \mathbf{x}' \quad (1.15)$$

Dans le cas où la source est petite par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_g \approx v/c \times \Delta$  de l'onde gravitationnelle (l'hypothèse non-relativiste impose  $\lambda_g \gg \Delta$ ),  $\bar{h}_{\mu\nu}$  peut être développé en moments multipôlaire. Le premier moment non-nul est alors le moment quadripolaire :

$$Q_{ij}(t) = \int_{source} T_{00}(t, \mathbf{x}) x_i x_j d^3 \mathbf{x} \quad (1.16)$$

Où  $T_{00}$  est la densité d'énergie de la source.

Afin de revenir à la quantité définie en équation 1.13, il convient d'appliquer la jauge TT à ce moment. On définit alors le moment quadripolaire transverse sans trace comme :

$$Q_{ij}^{TT}(t, \mathbf{x}) = \Pi_{ij}^{kl}(\mathbf{x}) \int_{source} T_{00}(t, \mathbf{x}) \left( x_k x_l - \frac{1}{3} \delta_{kl} \mathbf{x}^2 \right) d^3 \mathbf{x} \quad (1.17)$$

Où le terme de droite est le moment quadripolaire sans trace et le terme de gauche  $\Pi_{ij}^{kl}$  est le projecteur transverse sans trace qui s'exprime de la manière suivante :

$$\Pi_{ij}^{kl} = P_i^k P_j^l - \frac{1}{2} P_{ij} P^{kl} \quad \text{avec} \quad P_{ij}(\mathbf{x}) = \delta_{ij} - \frac{x_i x_j}{\mathbf{x}^2} \quad (1.18)$$

On peut alors exprimer l'amplitude de l'onde gravitationnelle en fonction de la dérivée temporelle seconde du moment quadripolaire :

$$h_{ij}^{TT}(t, \mathbf{x}) = \frac{2}{\chi} \ddot{Q}_{ij}^{TT}(t - \chi, \mathbf{x}) \quad (1.19)$$

Ainsi, d'après cette équation, seul des objets ayant des moments quadripolaires qui dépendent du temps peuvent générer des ondes gravitationnelles. Ce moment étant directement relié à la densité d'énergie du système, cela implique que de tels objets doivent avoir une distribution asymétrique d'énergie, et perdent une partie de cette énergie par rayonnement gravitationnel.

Afin de continuer les calculs et d'estimer des ordres de grandeur, repassons dans le système de coordonnées internationales, l'équation 1.19 doit donc être multipliée par un facteur  $\frac{G}{c^4} \approx 10^{-44} \text{ m}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ s}^2$  :

$$h_{ij}^{TT}(t, \mathbf{x}) = \frac{2G}{\chi c^4} \ddot{Q}_{ij}^{TT} \left( t - \frac{\chi}{c}, \mathbf{x} \right) \quad (1.20)$$

L'amplitude de l'onde est inversement proportionnelle à la distance entre la source et l'observateur. Un objet à une distance astrophysique de l'observateur ne pourra donc être détecté que si la dérivée seconde de son moment quadripolaire est élevée, c'est à dire s'il irradie suffisamment d'énergie sous forme gravitationnelle. De tels objets doivent donc contenir suffisamment d'énergie au repos, sous forme de masse, pour être capable d'en émettre une quantité détectable.

On définit le flux  $\mathcal{F}$  comme la puissance  $P$  radiée par unité d'angle solide  $\Omega$  :

$$\mathcal{F} = \frac{dP}{d\Omega} = \frac{\chi^2 c^3}{32\pi G} \langle \dot{h}_{ij}^{TT} \dot{h}_{TT}^{ij} \rangle \quad (1.21)$$

Où l'opérateur  $\langle \rangle$  est la moyenne temporelle sur plusieurs périodes de l'onde.

Après intégration, on trouve la puissance radiée dans toutes les directions :

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{G}{5c^5} \langle \ddot{Q}_{ij}^{TT} \ddot{Q}_{TT}^{ij} \rangle \quad (1.22)$$

En considérant une source de masse  $M$ , de taille  $\Delta$  et produisant une onde de pulsation  $\omega$ , on peut faire l'approximation  $\ddot{Q}_{ij}^{TT} \approx \epsilon M \Delta^2 \omega^3$ , avec  $\epsilon$  un paramètre d'asymétrie de la distribution d'énergie du système ( $0 \leq \epsilon \leq 1$ , et  $\epsilon = 0$  pour une distribution sphérique). L'équation 1.22 se réécrit alors sous la forme :

$$P = \frac{dE}{dt} \approx \frac{G}{c^5} \epsilon^2 M^2 \Delta^4 \omega^6 \quad (1.23)$$

En introduisant  $R_S = \frac{2GM}{c^2}$  le rayon de Schwarzschild de l'objet, et  $v \approx \omega \Delta$  une vitesse de rotation caractéristique, cette équation se met sous une nouvelle forme :

$$P = \frac{dE}{dt} \approx \frac{c^5}{G} \epsilon^2 \left( \frac{R_S}{\Delta} \right)^2 \left( \frac{v}{c} \right)^6 \quad (1.24)$$

L'équation 1.24 se maximise donc lorsque l'objet considéré est très asymétrique ( $\epsilon \approx 1$ ), compact ( $\Delta \approx R_S$ ) et relativiste ( $v \approx c$ ). Pour qu'une source astrophysique produise des ondes gravitationnelles détectables sur Terre, elle doit correspondre à ces critères. Cela fait des coalescences de binaires compactes d'excellents candidats.

### 1.2.2 Cas des coalescences de binaires compactes

Les phénomènes qui vont nous intéresser dans ce manuscrit sont les coalescences de binaires compactes (CBC). Plusieurs types d'astres peuvent participer à ces coalescences, nous nous concentrerons ici sur le cas des étoiles à neutrons et des trous noirs stellaires. On définit alors trois types de CBC :

- Les binaires d'étoiles à neutrons, ou BNS (*Binary Neutron Stars*);
- Les binaires constituées d'une étoile à neutrons et d'un trou noir, ou NSBH (*Neutron Star - Black Hole*);
- Les binaires de trous noirs, ou BBH (*Binary Black Holes*).

À partir de l'équation 1.20, il est possible de prédire avec une certaine précision la forme de l'onde gravitationnelle produite par ce type de source. Pour le moment, nous ferons quelques approximations afin de simplifier les calculs :

- Comme précédemment, nous supposons que la source se trouve à très grande distance de l'observateur ;
- Nous supposons toujours que la vitesse relative des astres compacts est faible devant celle de la lumière ;
- Nous nous placerons dans le cas où les astres décrivent des orbites circulaires l'un autour de l'autre.

Nous pouvons définir  $m_1$  et  $m_2$  les masses des deux objets (avec  $m_1 \geq m_2$ ),  $M = m_1 + m_2$  la masse totale, et  $\mu = \frac{m_1 m_2}{M}$  la masse réduite.

Soit  $t_c$  le temps de la coalescence, et  $\Phi_0$  la phase de l'onde à  $t_c$ . Soit  $\iota$  l'inclinaison orbitale de la source, i.e. l'angle entre la direction de l'observateur et le plan dans lequel orbitent les deux objets compacts, il est possible de montrer que l'onde gravitationnelle produite par ce système s'écrit [5] :

$$h_+(t) = \frac{1 + \cos^2(\iota)}{2\chi} A(t) \cos(\Phi(t)) \quad (1.25a)$$

$$h_\times(t) = -\frac{\cos(\iota)}{\chi} A(t) \sin(\Phi(t)) \quad (1.25b)$$

Où  $A$  est l'amplitude à la source, en mètres :

$$A(t) = \frac{5^{1/4} (GM)^{5/4}}{c^{11/4}} (t_c - t)^{-1/4} \quad (1.26)$$

Et  $\Phi$  est la phase de l'onde à l'instant  $t$  :

$$\Phi(t) = \Phi_0 - 2 \left[ \frac{1}{5} \mathcal{M}^{-1} (t - t_c) \right]^{5/8} \quad (1.27)$$

Ces deux équations font apparaître un paramètre important du système, la masse dite "chirp". Cette masse, notée  $\mathcal{M}$ , s'exprime en fonction des masses individuelles :

$$\mathcal{M} = \mu^{3/5} M^{2/5} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} \quad (1.28)$$

Une rapide application numérique pour une source ayant une masse chirp de trente masses solaires, positionnée à une distance d'un gigaparsec et sans inclinaison, donne un ordre de grandeur pour  $h$  de  $10^{-19}$  une seconde avant la coalescence. C'est la variation de distance relative qu'on l'on peut attendre entre deux points au passage d'une telle onde (cf équation 1.14), cela illustre donc bien la difficulté de détecter ces ondes.

La symétrie du système implique que la fréquence de l'onde gravitationnelle est au premier ordre le double de celle de rotation du système. En écrivant la loi de conservation de l'énergie, on peut montrer que cette fréquence est solution de [5] :

$$\dot{f}_{OG} = \frac{96}{5} \pi^{8/3} \left( \frac{GM}{c^3} \right)^{5/3} f_{OG}^{11/3} \quad (1.29)$$

On trouve alors :

$$f_{OG}(t_c - t) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{5}{256} \frac{1}{t_c - t} \right)^{3/8} \left( \frac{GM}{c^3} \right)^{-5/8} \quad (1.30)$$

De cette équation, on peut réécrire l'amplitude des ondes gravitationnelles en fonction de leur fréquence :

$$A(t) = 4 \left( \frac{GM}{c^2} \right)^{5/3} \left( \frac{\pi f_{OG}}{c} \right)^{2/3} \quad (1.31)$$

Il est souvent intéressant de se ramener à une BNS typique de masse chirp  $1.21 M_{\odot}$  ( $m_1 = m_2 = 1.4 M_{\odot}$ ). Nous pouvons alors ré-exprimer la fréquence de l'onde à partir de celle produite par une telle source de référence, une seconde avant la fusion :

$$f_{OG}(t_c - t) \approx 134 \text{Hz} \left( \frac{1.21}{\mathcal{M}} \right)^{5/8} \left( \frac{1s}{t_c - t} \right)^{3/8} \quad (1.32)$$

Nous verrons dans la suite que les détecteurs actuels ont une bande passante allant de la dizaine de hertz au kilohertz. Dans le cas d'une source BNS de masse chirp de  $1.21 M_{\odot}$ , l'équation précédente permet d'établir que la fréquence de l'onde entre dans cette bande passante plus de 1000 secondes avant la coalescence. Alors que pour une source BBH de masse chirp égale à  $30 M_{\odot}$ , les 10 Hz ne sont dépassés qu'environ 4 secondes avant la fusion.

La figure 1.2 montre le signal obtenu pour une BNS composée de deux étoiles à neutrons de chacune  $1.4 M_{\odot}$ , à une distance de 100 Mpc de l'observateur, sans inclinaison ( $\iota = 0$ ). Le signal est ici coupé à une fréquence minimale de 200 Hz, et s'arrête avant la fusion des deux étoiles.

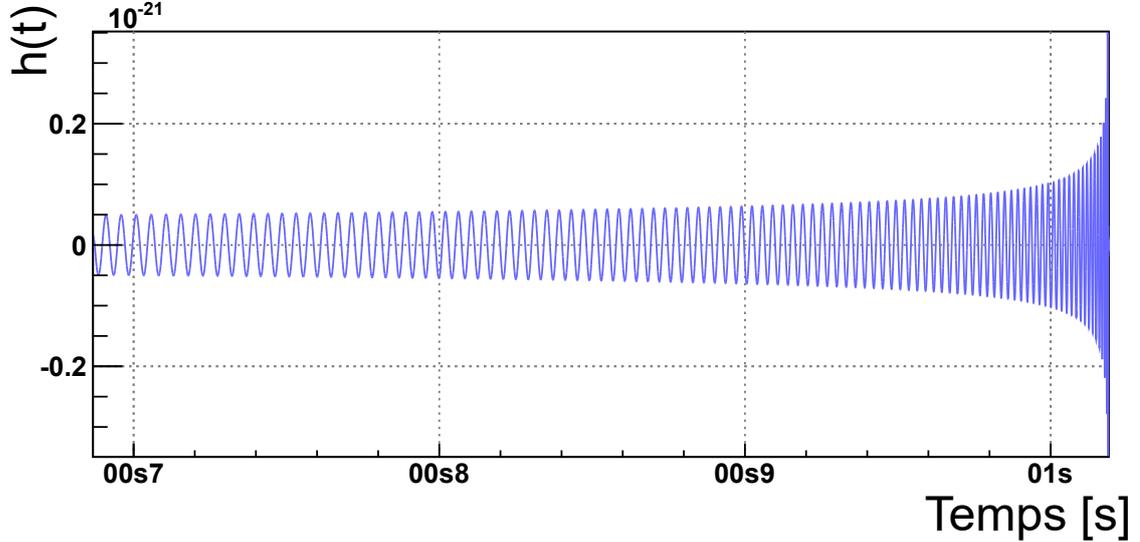


FIGURE 1.2 – Forme d'onde émise par une BNS composée de deux étoiles de  $1.4 M_{\odot}$  chacune, située à 100 Mpc de l'observateur, sans inclinaison. Le signal représenté commence à une fréquence de 200 Hz et s'arrête avant la fusion.

Les équations 1.26 et 1.30 semblent indiquer que l'amplitude et la fréquence de l'onde diverge au moment de la coalescence. Cela provient en réalité des approximations faites précédemment, en particulier celle qui suppose ces objets non-relativistes. Peu avant la fusion les objets atteignent des vitesses proches de celle de la lumière, cette approximation n'est donc plus valable.

Afin de prendre cela en compte, il est possible de développer les équations précédentes en puissance de  $v/c$ , on nomme les ordres successifs de ce développement les ordres Post-Newtoniens (PN). Un tel développement fait alors apparaître le rapport entre les masses des deux objets, ainsi que leur spins, dans la forme d'onde donnée par l'équation 1.25.

### 1.2.3 Les autres sources possibles

En plus des CBC dont nous venons de discuter, il existe d'autres sources possibles d'ondes gravitationnelles. Par définition, toute distribution asymétrique d'énergie en mouvement génère ce type d'onde.

#### Autres sources de binaires compactes

D'autres types d'astres compacts que des étoiles à neutrons et des trous noirs stellaires peuvent fusionner, les équations précédentes sont alors, dans une certaine mesure, toujours valables.

Ainsi, il est théoriquement possible d'observer des coalescences faisant intervenir des trous noirs de masses intermédiaires ( $m > 100 M_{\odot}$ ) ou des trous noirs super-massifs, comme ceux au centre de la plupart des galaxies [6]. Ce type d'événement peut faire intervenir des masses très asymétriques, rendant encore plus important l'effet des termes PN d'ordres supérieurs dont nous avons discuté précédemment. Cependant, l'équation 1.30 implique que des coalescences d'objets très massifs balaient des bandes de fréquences plus basses que les CBC classiques, de l'ordre du millihertz, ces deux populations ne seront donc pas détectables par les mêmes instruments.

Certaines théories prédisent d'autres types d'objets compacts, qui eux aussi peuvent fusionner entre eux. Nous pouvons par exemple citer les trous noirs primordiaux, les étoiles à bosons ou encore les étoiles à quarks [7, 8, 9]. Tous ces objets hypothétiques peuvent avoir des masses similaires à des CBC plus classiques, il est donc difficile de les différencier de ces derniers.

Enfin, deux naines blanches orbitant l'une autour de l'autre peuvent aussi créer des ondes observables. Bien que ces astres soient moins denses que ceux dont nous avons déjà discuté, il est fort probable qu'il y en ait un grand nombre relativement proche de la Terre, ce qui en permettrait la détection. Cela pourrait même constituer un avant-plan astrophysique pour les futurs détecteurs spatiaux [6].

#### Fond stochastique de CBC

En fonction des capacités des détecteurs utilisés, une partie des CBC, quelles que soient leurs sources, ne pourra pas être détectée car trop éloignée, ou dans une position non optimale. L'énergie produite par tous ces CBC va s'additionner dans différentes bandes de fréquences, et venir constituer un bruit astrophysique. On nomme la résultante de toutes les sources non-résolues "fond stochastique".

À partir de cela, on peut définir la densité relative spectrale d'énergie  $\Omega_{GW}(f)$ , rapportée à la densité critique de l'Univers, qui est contenue dans les ondes gravitationnelles de ce fond stochastique. Afin de quantifier cette densité, un produit de corrélation est réalisé entre les données des différents détecteurs pour rechercher les traces communes de ce fond. Pour le moment les analyses n'ont pu mettre que des limites supérieures sur  $\Omega_{GW}(f)$ . Dans la bande de fréquence allant du hertz au kilohertz, cette valeur de densité relative est attendue aux alentours de  $10^{-9}$  [10, 11, 12].

### Sources de type *burst*

Les sources dites "*bursts*" regroupent tous les signaux brefs qui, contrairement aux CBC plus classiques, ne sont pas bien modélisés. En pratique, de tels signaux peuvent être générés par tous les phénomènes faisant intervenir des variations rapides de très grandes densités d'énergie : des CBC aux paramètres atypiques, des supernovæ, des effondrements d'étoiles à neutrons en trous noirs, des variations brutales (ou *glitch*) dans la rotation d'un pulsar, ou encore des rencontres d'objets cosmologiques tels que d'hypothétiques cordes cosmiques.

Les fréquences attendues pour de telles sources dépendent de leur nature et des modèles considérés. Les exemples cités dans le paragraphe précédent peuvent a priori être observés dans la bande de fréquence des détecteurs actuels [13, 14].

### Sources continues

Il est possible que certains objets stables dans le temps émettent des ondes gravitationnelles de manière plus ou moins continue.

Par exemple, dans le cas d'une étoile à neutrons tournant rapidement sur elle-même, ce type d'onde pourrait être émis par les asymétries dans la distribution de masse de l'étoile, provenant par exemple de petites irrégularités à sa surface [15, 16]. L'astre en rotation va alors perdre une partie de son énergie par rayonnement gravitationnel, ce qui va très lentement réduire sa vitesse de rotation. La forme attendue du signal d'onde gravitationnelle est assez bien connue, dans le cas d'un corps isolé, la fréquence de l'onde peut être exprimée à l'aide d'un développement limité :

$$f(t) \approx \left(1 + \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c}\right) f_0 + \dot{f}t \quad (1.33)$$

Avec  $f_0$  une fréquence constante, qui dépend des paramètres intrinsèques de la source,  $\mathbf{v}$  le vecteur vitesse de la Terre dans le référentiel centré sur le barycentre du système Terre-Soleil, et  $\mathbf{n}$  le vecteur unitaire reliant ce barycentre à la source. Le terme  $\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c}$  traduit l'effet Doppler induit par le mouvement de la Terre.

Ce type de signal est attendu dans la bande de fréquence des détecteurs actuels, avec tout de même une amplitude plus faible que les CBC. Les ondes produites par ces sources sont recherchées en utilisant la méthode du filtrage adapté (cf chapitre 2). La taille gigantesque de l'espace des paramètres qui doit être exploré impose de faire des choix, plusieurs types d'analyses sont utilisées. Il y a tout d'abord des analyses en aveugle, qui limitent leur espace des paramètres et qui recherchent des sources inconnues. Il y a aussi des recherches ciblées, qui visent des directions particulières, ou même des pulsars connus (allant jusqu'à supposer leur direction, leur fréquence  $f_0$  et la dérivé de la fréquence  $\dot{f}$ ). Pour le moment, aucune source n'a pu être détectée, mais des limites supérieures sur les amplitudes ont pu être déterminées. Par exemple, dans le cas du pulsar du Crabe, la limite maximale sur l'amplitude a été estimée par une recherche ciblée à environ  $2 \times 10^{-26}$  (avec un intervalle de confiance de 95%) [17, 18].

### Sources cosmologiques

Enfin, il existe aussi un certain nombre de sources cosmologiques qui peuvent produire des ondes gravitationnelles sur une plage de fréquence très variée. Parmi toutes ces sources, nous pouvons citer les cordes cosmiques, les bulles de Higgs, mais aussi le fond diffus cosmologique gravitationnel [19, 20].

De par leur très faible interaction avec la matière, les ondes gravitationnelles primordiales, produites environ  $10^{-30}$  seconde après le Big Bang, pourraient contenir la trace la plus

ancienne de cet événement et de la période d'inflation qui a suivi [21]. Cependant, l'effet du *redshift* sur ces ondes rendent leur détection très complexe. Bien qu'elles pourraient être présentes sur toutes les plages de fréquence, leur spectre décroît avec la fréquence, les rendant difficiles à détecter avec les détecteurs actuels.

## 1.3 Signal attendu des coalescences de systèmes binaires compactes

Précédemment, nous avons vu comment deux corps compacts orbitant l'un autour de l'autre produisent une onde gravitationnelle.

### 1.3.1 Évolution du système binaire

En émettant ces ondes, les objets compacts qui composent la source vont se rapprocher, le système va donc évoluer. Ces objets vont accélérer, pour atteindre des vitesses de plusieurs dizaines de pourcents de celle de la lumière, puis vont fusionner. Ce phénomène fait partie des plus violents de l'Univers, pouvant libérer en quelques instants une énergie de plusieurs masses solaires (dans le cas de GW150914, environ  $3 M_{\odot}$ ).

Le corps final, a priori un trou noir, aura été fortement excité par la rapidité de ce phénomène. Il va donc ensuite entrer dans une phase de relaxation, jusqu'à tendre vers un état plus stable [22].

La figure 1.3 illustre chacune de ces phases, et leur contribution à l'onde globale émise par la CBC.

#### 1.3.1.1 Partie spirale

L'équation 1.25, et ses développements aux ordres PN supérieurs, permettent de bien modéliser la première partie de l'onde : la partie spirale, ou "*inspiral*".

Les deux objets orbitent l'un autour de l'autre, d'abord séparés par une distance assez importante et à une vitesse non relativiste, puis se rapprochent et accélèrent. Au fur et à mesure que leur vitesse augmente, les ordres PN deviennent de plus en plus importants.

L'orbite des deux corps n'est pas nécessairement circulaire. Un paramètre d'excentricité peut alors être ajouté au système, mais l'émission d'ondes gravitationnelles tend à le réduire [5].

Le système évolue dans cette phase tant que les deux objets sont assez éloignés l'un de l'autre, la dernière orbite stable du système est appelée ISCO (*Innermost Stable Circular Orbit*). Dans le cas où l'un des deux objets n'est pas un trou noir, les effets de marée dus aux forces gravitationnelles extrêmes peuvent alors entraîner des déformations importantes, qui peuvent aller jusqu'à la dislocation de l'objet en question. Après avoir passé l'ISCO, les deux objets plongent l'un vers l'autre, et le système fusionne. Dans le cas d'une orbite circulaire, le rayon de l'ISCO peut être estimé à partir de la masse totale de la binaire :

$$r_{ISCO} = \frac{6GM}{c^2} \quad (1.34)$$

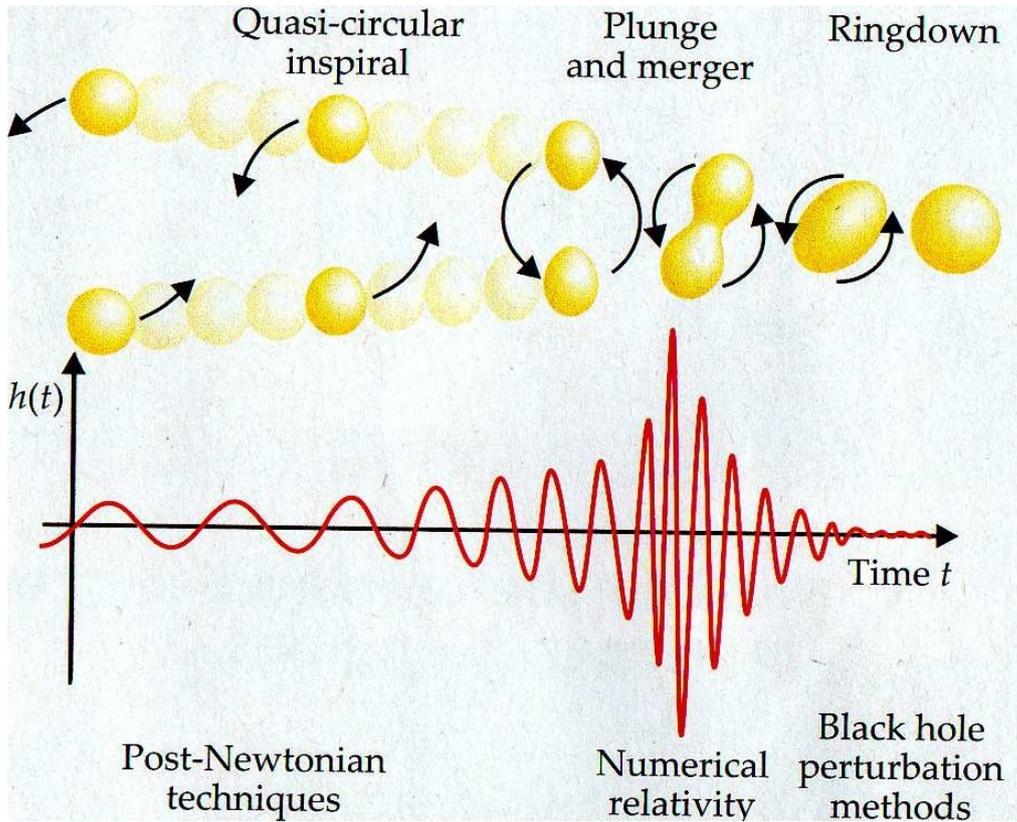


FIGURE 1.3 – Évolution d'un système CBC, forme d'onde et techniques de modélisation. Crédit : Myridis [22]

En appliquant la troisième loi de Kepler, nous pouvons calculer la fréquence maximale de l'onde dans cette phase, jusqu'à laquelle l'équation 1.30 reste valable :

$$f_{ISCO} \approx 2.2\text{kHz} \frac{1M_{\odot}}{M} \quad (1.35)$$

Dans le cas d'une BNS de masse totale égale à  $2.8 M_{\odot}$ , cette fréquence est de l'ordre de 800 Hz et est atteinte moins d'une centième de seconde avant la coalescence. Le signal contenu dans la partie spiralete suffit généralement à détecter ce type de source. Dans le cas d'un BBH de masse totale de  $50 M_{\odot}$ , l'ISCO est atteinte à une fréquence de 45 Hz, moins d'une seconde avant la coalescence. Cependant, ce type de signaux entre dans la bande passantes des détecteurs peu de temps avant de passer cette limite, les autres parties du signal peuvent alors représenter une partie non négligeable de l'onde observée.

### 1.3.1.2 Plongeon et fusion

Une fois que les deux corps sont assez proches l'un de l'autre, ils plongent l'un vers l'autre et entrent dans la phase de fusion, ou "*merger*".

Les approximations faites précédemment ne sont alors plus valables, le système n'est plus dans un régime adiabatique, ce qui le rend très difficile à modéliser. En pratique, cette partie du signal est approchée en résolvant les équations d'Einstein à l'aide de simulations numériques [22].

### 1.3.1.3 Désexcitation

Après que les deux corps compacts ont fusionné, l'objet résultant (a priori un trou noir) entre dans une phase de désexcitation, ou "*ringdown*". Originellement très asymétrique, il va tendre vers une forme sphérique pour finir par ne plus émettre d'onde gravitationnelle.

La source doit être traitée différemment. Afin de modéliser le signal émis dans cette dernière phase, des perturbations sont appliquées à la métrique de Kerr, la forme de l'onde prend alors la forme d'une superposition de sinusoides amorties [23, 24].

### 1.3.1.4 Forme d'onde complète

Finalement, l'onde gravitationnelle émise par une CBC est la somme de toutes ces composantes. La figure 1.4 représente l'onde émise par un système BBH de masse  $m_1 = 65 M_\odot$  et  $m_2 = 30 M_\odot$ , de spins alignés  $s_1 = 0.3$  et  $s_2 = 0.7$ , à une distance de 1 Gpc, et sans inclinaison. Le signal est coupé à une fréquence minimale de 20 Hz.

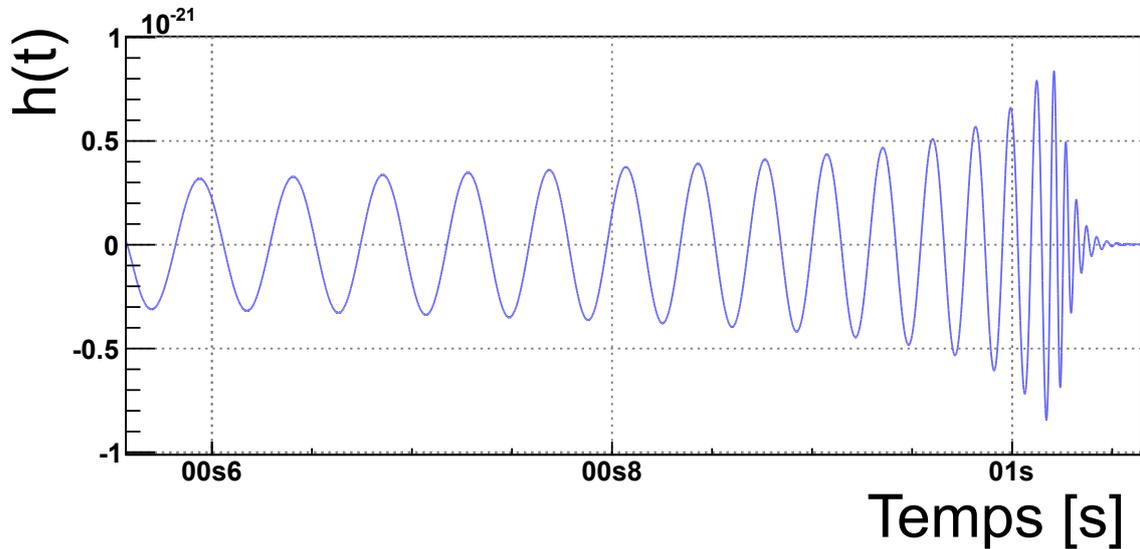


FIGURE 1.4 – Forme d'onde émise par une BBH, de masses individuelles  $m_1 = 65 M_\odot$  et  $m_2 = 30 M_\odot$ , de spins alignés  $s_1 = 0.3$  et  $s_2 = 0.7$ , située à 1 Gpc de l'observateur, sans inclinaison. Le signal représenté commence à une fréquence de 20 Hz.

## 1.3.2 Paramètres astrophysiques reconstruits à partir du signal d'onde gravitationnelle

La détection de telles ondes permet de remonter aux paramètres des sources qui en sont à l'origine, et ainsi de mieux contraindre les modèles qui décrivent leur formation et leur évolution.

### 1.3.2.1 Effet du *redshift*

Pour le moment, nous n'avons considéré que des CBC à des distances suffisamment faibles pour négliger l'impact de l'expansion de l'Univers sur les ondes qu'elles émettent. Cependant, comme nous le verrons dans la suite, les détecteurs actuels ont une portée de quelques gigaparsecs, soit des *redshifts* proche de l'unité. Dans le futur, certains détecteurs pourront

atteindre des *redshifts* de l'ordre de la dizaine.

Pour rappel, la métrique FLRW (*Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker*), supposant un Univers isotropique et homogène, introduit un facteur d'échelle  $a$ , dont la variation au cours du temps traduit l'expansion de l'Univers.

Soit un observateur à une distance donnée d'une source de lumière, on note  $\Delta t$  le temps que met cette lumière à lui parvenir. L'expansion de l'Univers durant le trajet de l'onde va entraîner un décalage vers le rouge de la longueur d'onde émise par la source. Le *redshift*  $z$  se définit alors de la manière suivante :

$$1 + z = \frac{a(t_{obs})}{a(t_s)} \quad (1.36)$$

Où  $t_s$  est l'instant d'émission de cette lumière, et  $t_{obs}$  est l'instant d'observation tel que  $t_{obs} = t_s + \Delta t$ .

Ainsi, tout intervalle (spatial ou temporel) entre deux événements, à une distance donnée de l'observateur, sera dilaté de cette quantité  $1 + z$  une fois mesuré. Cela vaut aussi pour la fréquence de l'onde mesurée sur Terre.

$$f_{GW}^{obs} = \frac{f_{GW}^s}{1 + z} \quad (1.37)$$

L'amplitude  $A$  (équation 1.31) peut alors se réécrire dans le temps de l'observateur :

$$\begin{aligned} A(t_{obs}) &= 4 \left( \frac{GM}{c^2} \right)^{5/3} \left( \frac{\pi(1+z)f_{GW}^{obs}}{c} \right)^{2/3} \\ &= \frac{4}{1+z} \left( \frac{GM(1+z)}{c^2} \right)^{5/3} \left( \frac{\pi f_{GW}^{obs}}{c} \right)^{2/3} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Ainsi que la phase  $\Phi$  (équation 1.27) :

$$\begin{aligned} \Phi(t_{obs}) &= \Phi_0 - 2 \left[ \frac{1}{5} \mathcal{M}^{-1} \frac{(t - t_c)_{obs}}{1+z} \right]^{5/8} \\ &= \Phi_0 - 2 \left[ \frac{1}{5} (\mathcal{M}(1+z))^{-1} (t - t_c)_{obs} \right]^{5/8} \end{aligned} \quad (1.39)$$

L'équation 1.25 se réécrit alors en remplaçant la distance comobile  $\chi$  par la distance de luminosité  $D_L = (1+z)\chi$  et la masse *chirp*  $\mathcal{M}$  par la masse *chirp* redshiftée  $\mathcal{M}_z = (1+z)\mathcal{M}$  :

$$h_+(t_{obs}) = \frac{1 + \cos^2(\iota)}{2D_L} A(t_{obs}) \cos(\Phi(t_{obs})) \quad (1.40a)$$

$$h_\times(t_{obs}) = -\frac{\cos(\iota)}{D_L} A(t_{obs}) \sin(\Phi(t_{obs})) \quad (1.40b)$$

### 1.3.2.2 Mesure des paramètres de la source

À partir d'une observation d'onde gravitationnelle, plusieurs paramètres de la source peuvent être mesurés. Les équations précédentes font intervenir la masse *chirp* redshiftée et la distance de luminosité. Nous verrons cependant un peu plus tard que cette dernière est plus compliquée à estimer qu'il n'y paraît.

En ajoutant les ordres PN supérieurs, l'expression de  $h$  fait aussi intervenir les masses et les spins individuels des objets compacts. Soient  $J_1$  et  $J_2$  les moments angulaires de chacun des objets, leur paramètre de spin  $s$  se définit comme :

$$s_{1,2} = \frac{J_{1,2}}{m_{1,2}^2} \quad (1.41)$$

Dans le cadre de la métrique de Kerr, qui décrit de tels objets,  $s$  est compris entre  $-1$  et  $1$  [3].

Plus précisément, ce sont le rapport entre ces masses, noté  $q$ , et le spin effectif  $\chi_{eff}$  qui interviennent dans les équations. Ces deux paramètres sont définis de la manière suivante :

$$q = \frac{m_2}{m_1} \leq 1 \quad (1.42)$$

$$\chi_{eff} = \frac{s_1 \cos t_1 + q s_2 \cos t_2}{1 + q} \quad (1.43)$$

Où  $t_{1,2}$  est l'angle de désalignement entre la composante normale au plan du système binaire et le moment angulaire orbital de l'objet compact (plus tôt, nous avons supposé  $t = 0$ ).

Ces paramètres individuels n'apparaissent cependant qu'aux ordres supérieurs du développement PN, et sont, dans la plupart des cas, importants pour décrire correctement l'évolution de la phase. Ainsi, le paramètre dont la mesure est la plus précise est la masse *chirp* redshiftée, vient ensuite la masse totale redshiftée, puis le rapport des masses, et finalement les spins.

## 1.4 Motivation de la détection d'ondes gravitationnelles

La détection des ondes gravitationnelles provenant de différentes sources permet des avancées dans plusieurs domaines de la physique.

Dans cette section, nous allons aborder quelques domaines de recherche qui peuvent profiter de la détection de telles ondes, dans la bande de fréquence allant du hertz au kilohertz. Nous présenterons aussi quelques résultats obtenus à l'aide des détections qui ont eu lieu avant le début de cette thèse.

### 1.4.1 Physique fondamentale et test de la Relativité Générale

Le premier de ces domaines est la physique fondamentale, que ce soit dans l'optique de tester la RG et d'en chercher des possibles déviations, ou alors d'étudier certains corps compacts pour comprendre la structure de la matière ultra-dense.

## Mesure de la vitesse de propagation

La théorie de la RG prédit que les ondes gravitationnelles se déplacent à la vitesse de la lumière dans le vide. Certaines théories alternatives prédisent cependant que ces ondes pourraient se déplacer à une vitesse différente.

En utilisant un événement détecté conjointement par ondes gravitationnelles et électromagnétiques, il est possible de comparer le temps d'arrivée des deux ondes et d'en déduire leur différence de vitesse de propagation. Cette mesure a été faite avec GW170817, événement dont nous discuterons un peu plus tard, et la vitesse de propagation des ondes gravitationnelles a pu être contrainte à [25] :

$$-3 \times 10^{-15} \leq \frac{v_{OG} - c}{c} \leq +7 \times 10^{-16} \quad (1.44)$$

La précision de cette mesure vient donc très fortement conforter les prédictions de la RG.

## Contraintes sur la masse du graviton

De manière analogue aux forces du Modèle Standard de la physique des particules, un boson peut être associé aux ondes gravitationnelles. Cette particule hypothétique, nommé graviton, est utilisée dans beaucoup de théories visant à concilier physique quantique et RG. Certaines de ces théories prédisent une masse à cette particule, ce qui conduit à modifier l'équation de propagation des ondes gravitationnelles (équation 1.10).

En étudiant les événements détectés avant la rédaction de ce manuscrit, la masse de cette particule a pu être contrainte à  $m_g \leq 4.7 \times 10^{-23} \text{ eV}/c^2$  [26].

## Mesure de la polarisation

Dans le cas général d'une théorie métrique de la gravitation, les ondes gravitationnelles peuvent avoir six polarisations : deux tensorielles, deux vectorielles et deux scalaires. La théorie de la RG ne prédit cependant que des composantes tensorielles.

Pour mesurer cet effet, il est nécessaire d'utiliser des détecteurs avec différentes orientations. Pour cette raison, aucune mesure fortement contraignante n'a encore été faite. En supposant qu'il n'existe qu'un seul type de polarisation, les premiers résultats privilégient que celui-ci soit d'origine tensoriel [26].

## Recherche de déviations de la Relativité Générale

La théorie de la RG permet de prédire les formes d'onde attendues, ainsi que l'effet de l'expansion de l'Univers sur leur propagation. En comparant les prédictions aux observations, il est alors possible d'essayer de détecter des déviations, qui tendraient à privilégier d'autres modèles.

Là encore, aucune de ces hypothétiques déviations n'a été détectée à l'heure actuelle [26].

## Étude de la gravité en champs fort

Les observations mettant en jeu des trous noirs peuvent permettre de mieux comprendre les effets de la gravité en champs fort, ainsi que la structure externe de ces objets. Il est possible que le signal d'onde gravitationnelle émis durant la coalescence se réfléchisse sur l'horizon des événements du trou noir final et produise des échos détectables de l'onde [27].

### Équation d'état des étoiles à neutrons

La détection d'ondes gravitationnelles peut aussi par exemple aider à contraindre l'équation d'état de la matière dans certaines conditions très spécifiques. Plusieurs modèles de physique nucléaire cherchent à prédire comment se comporte la matière au sein des étoiles à neutrons.

Grâce à la détection de GW170817, et aux limites supérieures mises sur les effets de marée et de la déformabilité, il a été possible de contraindre un peu plus l'équation d'état de la matière dans ces objets, et ainsi d'éliminer certains modèles [28].

### 1.4.2 Cosmologie

Les ondes gravitationnelles représentent aussi un outil très prometteur pour sonder l'Univers à des distances cosmologiques.

#### Mesure de la constante de Hubble

Comme nous l'avons fait remarquer plus tôt, il est possible de mesurer les distances de luminosité des sources à l'aide des ondes gravitationnelles. En estimant alors leur *redshift*, les ondes gravitationnelles deviennent un instrument de mesure de la constante de Hubble  $H_0$ , qui relie les vitesses d'éloignement des corps à leur distances. On appelle les sources capables d'une telle mesure des chandelles standards.

Il existe principalement deux moyens de mesurer le *redshift* : soit par mesure directe à partir d'observations électromagnétiques, soit par déduction des paramètres des sources (en utilisant des catalogues de galaxies à *redshift* connu, ou par étude de population en supposant des distributions de masses à la source et en les comparant aux observations). La première méthode, qui suppose de connaître exactement la position de la source, est la plus précise. Ainsi, après l'observation de GW170817, il a été possible de mesurer une valeur de  $H_0 = 68_{-7}^{+14}$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> [29, 30].

Cette valeur est encore trop peu précise pour rivaliser avec les mesures de Planck et SHoES [31, 32]. Mais avec plus d'observations, cette précision pourra s'améliorer et peut-être aider à comprendre pourquoi ces deux mesures donnent des résultats en tension.

### 1.4.3 Astrophysique

Les ondes gravitationnelles sont de nouveaux messagers qui permettent l'étude d'objets jusqu'alors invisibles aux méthodes conventionnelles.

#### Formation des systèmes binaires

Les mécanismes de formation des systèmes binaires menant à des CBC sont encore mal connus. Deux scénarios sont privilégiés : la formation stellaire et la formation dynamique. Concernant la première, le système binaire d'astres compacts provient d'un système binaire d'étoiles massives, qui l'une après l'autre sont devenues des étoiles à neutrons ou des trous noirs. Dans le cas de la formation dynamique, un des deux corps provient d'un autre système, et s'apparie à l'autre corps, en remplaçant parfois un précédent compagnon. Ce type de formation est attendu dans des zones denses où il y a beaucoup d'étoiles.

À partir des paramètres des sources observées, il est possible d'évaluer leur compatibilité avec les différents mécanismes de formation, et d'en entrevoir de nouveaux. Nous pouvons

par exemple citer la formation hiérarchique, qui permet de former des trous noirs à hautes masses par coalescences successives [33].

### Études de populations

En multipliant les détections, il est possible d'engranger des informations sur les populations des sources d'ondes gravitationnelles. Dans le cas des trous noirs, c'est pour la plupart d'entre-eux, qui n'émettent pas de lumière ou de matière, la seule méthode de détection efficace.

Parmi les différentes études de populations envisagées, nous pouvons citer l'estimation des distributions de masses des étoiles à neutrons et des trous noirs. Concernant ces derniers, la distribution associée est encore très mal connue. Avant les premières détections par ondes gravitationnelles, seuls une vingtaine de trous noirs stellaires avaient été observés, avec des masses ne dépassant pas les  $20 M_{\odot}$ . Les modèles de distribution de masses de ces trous noirs envisageaient une coupure au delà des  $50 M_{\odot}$ . En utilisant les premières détections par ondes gravitationnelles, ces modèles, ainsi que ceux des spins, ont pu être affinés, et le seront encore par la suite avec les futures détections.

Ces détections ont aussi permis d'estimer le taux d'événements CBC à  $53.2^{+58.5}_{-28.8} \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$  pour les BBH.

En multipliant les détections à plus grande distance, il sera possible d'affiner ces mesures et d'estimer leur variations avec le *redshift* [34].

### Suivi et détection de potentielles sources électromagnétiques ou neutrinos

Un des enjeux majeurs de la détection des ondes gravitationnelles est le suivi multi-messagers des sources. De par leur nature, ces ondes sont émises bien avant la coalescence, se propagent à la vitesse de la lumière et interagissent très peu avec la matière, elles permettent donc potentiellement de détecter et suivre des sources électromagnétiques et neutrinos avant que ces messagers n'arrivent sur Terre.

Comme nous le verrons un peu plus tard, les détecteurs d'ondes gravitationnelles sont sensibles dans une grande partie du ciel. Ces méthodes de détection offrent la possibilité de positionner la source du signal avec une certaine précision, permettant alors d'indiquer où rechercher des possibles contreparties.

Les détecteurs actuels, couvrant une bande de fréquence allant de la dizaine de hertz au kiloHertz, ne peuvent détecter une source CBC que quelques secondes avant la coalescence (équation 1.30). Cela demande donc de réagir très vite dans le cas d'une détection, et rend l'analyse à faible latence très importante pour le suivi multi-messagers. Dans le futur, certains détecteurs pourront suivre les sources CBC bien avant leur coalescence (jusqu'à plusieurs années), ce qui permettra de prédire les signaux CBC dans les détecteurs actuels, ainsi que les émissions de rayon gamma, ou GRB (*Gamma-Ray Bursts*), et la kilonova qui peuvent être produits lorsque la source contient de la matière baryonique.

### Compréhension des mécanismes à l'origine des supernovæ

Les supernovæ marquent la mort d'étoiles massives. Ce type d'événement est connu pour émettre en quelque secondes une grande quantité d'énergie ( $\sim 3 \times 10^{53} \text{ erg} \approx 0.15 M_{\odot} c^2$ ) sous la forme de neutrinos et, pour les plus intenses d'entre-eux, un GRB.

Lors de tels événements, les couches externes de l'étoile commencent par s'effondrer sur son cœur ferreux. Cela peut produire une asymétrie importante dans la masse de l'objet, ce

qui a pour effet d'émettre des ondes gravitationnelles. Plusieurs types de supernovæ existent et la forme des ondes qu'elles émettent dépendent du modèle considéré, ce qui rend difficiles les recherches ciblées telles qu'elles sont réalisées dans le cas des CBC. Au contraire, il vaut mieux rechercher de façon générique des excès d'énergie dans les données. Les supernovæ par instabilité de paires ou celles de type Ia, qui sont parfois si violentes qu'elles ne laissent aucun résidu, pourraient produire des ondes attendues à des fréquences aux alentours du hertz.

Les supernovæ par effondrement de cœur sont a priori à l'origine de la majorité des étoiles à neutrons et des trous noirs stellaires. L'énergie qu'elles peuvent émettre sous forme d'ondes gravitationnelles est estimée entre  $10^{-12}$  et  $10^{-8} M_{\odot}c^2$ , dans une bande de fréquence comprise entre 10 et 2000 Hz, en fonction du modèle et de la source considérée. Bien que ces ondes aient sans doute une amplitude bien plus faible que celles émises par les CBC, la bande de fréquence est compatible avec ces derniers, et donc avec les détecteurs actuels. Le nombre de supernovæ attendu dans une sphère de rayon de 15 Mpc autour de la Terre est d'environ 1 par an. Une détection conjointe de neutrinos, et un suivi électromagnétique, offrirait un moyen de tester les modèles existants et d'en apprendre plus sur les mécanismes qui en sont à l'origine.

Actuellement, il n'y a pas eu de détection de supernova par ondes gravitationnelles [35, 36].

### Étude des coalescences d'étoiles à neutrons

Un phénomène encore peu connu il y a quelques années et qui a pu être observé grâce aux ondes gravitationnelles est la coalescence de deux étoiles à neutrons.

Une observation des ondes gravitationnelles émises par ce type de source permet de localiser la source dans le ciel et ainsi d'aider au suivi électromagnétique et neutrino. De plus, l'onde gravitationnelle est émise avant la coalescence, et avec les détecteurs actuels, elle peut-être détectée plusieurs dizaines de secondes avant l'arrivée des premières contreparties. Cela fait des ondes gravitationnelles des très bons outils pour déclencher d'autres méthodes d'observations, et motive la recherche à faible latence de ces corps.

L'observation conjointe d'une BNS apporte une grande quantité d'informations et permet de nombreux résultats scientifiques. Nous en avons déjà cité plusieurs, comme la mesure de la vitesse de propagation des ondes gravitationnelles, la contrainte de l'équation d'état de la matière ultra-dense, ou encore la mesure de la constante de Hubble. À cette liste peuvent en s'ajouter d'autres découvertes.

Avant GW170817, l'origine des nombreux sursauts gamma courts, représentant environ 30% de tous les GRB observés, restait une énigme. Cet événement a permis de confirmer l'hypothèse qu'au moins une partie de ces GRB provenait de la fusion d'étoiles à neutrons. L'observation de ce GRB et la mesure de son retard par rapport à la fin de l'onde gravitationnelle (de 1.7 seconde) ont permis d'étudier les mécanismes de production de ce type de rayonnement et la structure interne du jet de particules relativistes qui a été émis lors de la collision [25].

Après l'émission de ce GRB, d'autres observations ont été faites dans tout le spectre électromagnétique, des rayons X au ondes radios. Ces observations ont permis de mettre en lumière pour la première fois le processus de kilonova. Cette "explosion" de matière qui se produit lors de la rencontre de deux étoiles à neutrons constitue un milieu très riche en neutrons, propice à la nucléosynthèse par processus-r [37]. L'observation de GW170817 semble indiquer qu'une masse de l'ordre de  $5 \times 10^{-2} M_{\odot}$  d'éléments lourds a été produite

lors de cette kilonova, fournissant alors une possible explication de l'origine de la plupart des éléments lourds trouvables sur Terre, tels que l'or ou l'uranium [38].

De futures observations multi-messagers de BNS ou de NSBH pourront venir renforcer ces découvertes et sans doute en permettre de nouvelles.

## 1.5 Méthodes de détection

Comme nous l'avons déjà abordé précédemment, les amplitudes des ondes gravitationnelles émises par des sources CBC à des distances astrophysiques sont très faibles, de l'ordre de  $10^{-20}$ . Cela rend la détection de ce type d'onde très difficile, et explique pourquoi il a fallu un siècle entre leur prédiction par Albert Einstein, et la première détection par la collaboration LIGO-Virgo.

Dans cette section, nous allons rapidement détailler les méthodes de détections, et définir quelques grandeurs importantes pour l'analyse de données.

### 1.5.1 Historique des méthodes de détection

Avant de détailler la méthode de détection actuellement utilisée, commençons tout d'abord par un bref historique des autres méthodes envisagées par le passé.

#### 1.5.1.1 Détection indirecte

La première preuve expérimentale de l'existence des ondes gravitationnelles provient d'une observation indirecte.

PSR B1913+16 est un pulsar binaire, i.e. un couple d'étoiles à neutrons dont l'une émet un signal radio continu, reçu de manière périodique à la faveur de la rotation de l'étoile. Il a été découvert en 1974 par Russell Allan Hulse et Joseph Hooton Taylor.

En étudiant le signal émis par ce pulsar, les astronomes, dont Joel M. Weisberg, ont pu mettre en évidence une diminution de la période orbitale de la binaire. Cela indique que les deux objets se rapprochent l'un de l'autre, et perdent une partie de leur énergie de mouvement. En comparant les mesures aux prédictions de la RG par émission d'ondes gravitationnelles, ils ont pu obtenir la figure 1.5.

Sur cette figure, il apparaît clairement que la RG permet de prédire avec exactitude les observations de Huang, Taylor et Weisberg [39]. Cette découverte a permis à Hulse et Taylor d'obtenir le prix Nobel de Physique en 1993.

#### 1.5.1.2 Détection par résonance

Au début des années 1960, Joseph Weber propose le premier détecteur direct d'ondes gravitationnelles.

L'idée est la suivante : rechercher des ondes à la fréquence de résonance d'un matériau donné. Ainsi, Weber fait construire plusieurs cylindres d'aluminium de 1 m de diamètre et 2 m de longueur, dont la fréquence de résonance est de 1657 Hz. Au passage d'une onde gravitationnelle, l'énergie déposée dans le cylindre va exciter le premier ordre de cette résonance. En utilisant des capteurs piézoélectriques très sensibles, Weber estime que ces

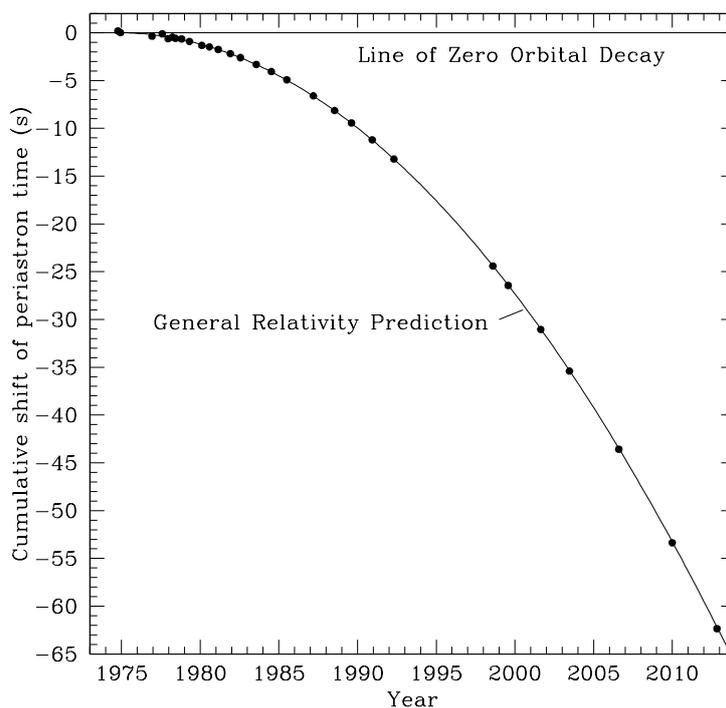


FIGURE 1.5 – Décroissance orbitale de PSR B1913+16. Les points indiquent les différentes observations prises sur 40 ans, et la ligne représente la décroissance par radiation gravitationnelle prédite par la RG. Crédit : Huang et Weisberg [39].

détecteurs sont capables de mesurer des déformations de l'ordre de  $10^{-16}$  m. D'après lui, cet instrument serait capable de détecter des supernovæ ou des BNS dans la galaxie. Afin de s'affranchir des bruits ambiants, plusieurs de ces cylindres avaient été placés à différents endroits dans le monde [40, 41].

Cependant, bien qu'en 1969 Weber ait estimé avoir collecté des preuves tangibles du phénomène [42], aucun de ces résultats n'a pu être reproduit par la suite.

D'autres détecteurs envisagent d'utiliser le phénomène de résonance, mais aucun n'est pour le moment parvenu à obtenir des résultats significatifs.

## 1.5.2 Interférométrie laser

Parallèlement à ces travaux, plusieurs chercheurs eurent l'idée d'utiliser l'interférométrie laser dans la détection des ondes gravitationnelles. C'est sur ce principe que fonctionnent les détecteurs terrestres actuels.

### 1.5.2.1 Principe de l'interférométrie et application à l'astronomie gravitationnelle

L'interférométrie laser est une technique consistant à séparer en deux un faisceau laser, puis faire parcourir une certaine distance à chaque faisceau, avant de les recombiner.

La vitesse de la lumière étant constante dans un milieu donné, un décalage entre les distances parcourues par les deux faisceaux lasers se traduit en un déphasage. Après recombinaison, il est alors possible de revenir à cette différence de distance en étudiant la figure

d'interférence.

Cette méthode peut être appliquée à la détection d'onde gravitationnelle. En utilisant des interféromètres de Michelson-Morley tels que schématisés dans la figure 1.6, il est possible de mesurer la variation relative de distance entre les deux bras, prédite par l'équation 1.14. En se plaçant par défaut dans une configuration dite de frange noire, nous pouvons mesurer au cours du temps les variations de déphasage entre les faisceaux à l'aide d'un photodétecteur à la sortie de l'interféromètre. Il est ensuite possible de traduire ce déphasage en variation de distance, puis en amplitude d'onde gravitationnelle.

Les interféromètres utilisés dans la détection d'onde gravitationnelle ont des longueurs de bras  $L$  de l'ordre du kilomètre. En supposant un ordre de grandeur de  $10^{-21}$  pour  $h$ , dans la meilleure configuration possible, la variation de distance observable est de  $10^{-18}$  m, soit environ un millièème de la taille du proton.

Afin de maximiser les chances de détection d'une si petite quantité, les interféromètres utilisés sont plus complexes que celui de la figure 1.6. Plusieurs instruments supplémentaires servent à réduire les bruits ambiants, et à augmenter la précision de la mesure. Nous pouvons par exemple citer les cavités Fabry-Perot dans chacun des bras qui allongent leur distance effective de plus d'un facteur 250, ou encore les suspensions des miroirs qui réduise d'environ 14 ordres de grandeur les vibrations sismiques [43].

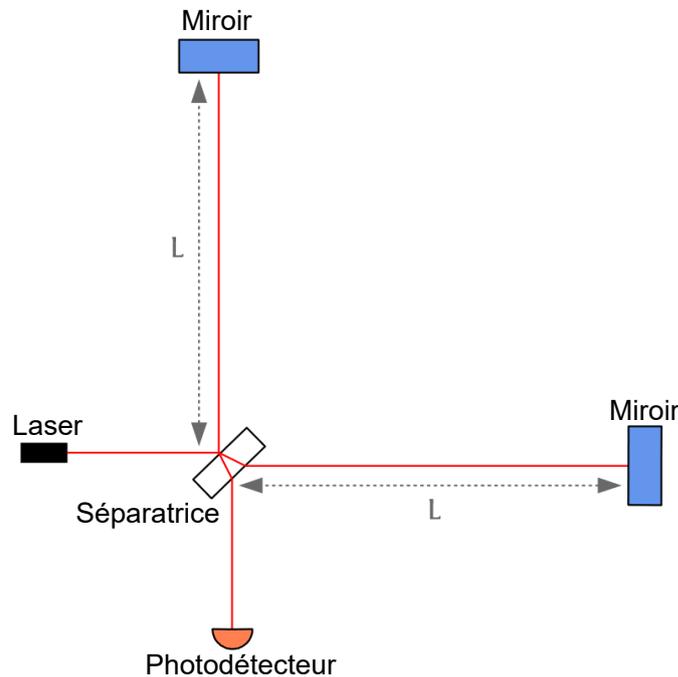


FIGURE 1.6 – Schéma simplifié d'un interféromètre de Michelson-Morley.

### 1.5.2.2 Réponse d'antenne

Malgré leur extraordinaire capacité à mesurer des distances extrêmement faibles, la figure 1.6 montre que ce type d'instrument est non-isotrope, et possède des angles morts. Pour chacune des deux polarisations  $+$  et  $\times$  d'un signal de type CBC, il est possible de

caractériser la réponse d'antenne du détecteur en fonction de la direction de la source.

On nomme réponse d'antenne la réponse de l'interféromètre en fonction de la direction de la source. Afin de décrire ces diagrammes, nous nous placerons dans le système de coordonnées sphériques géocentriques de la figure 1.7. Sur cette figure, le détecteur est au centre du repère  $(x y z)$ , l'onde provient de la direction repérée par les angles polaire  $\theta$  et azimutal  $\phi$ , l'angle  $\psi$  décrit le mélange entre les polarisation  $+$  et  $\times$  qui compose l'onde.

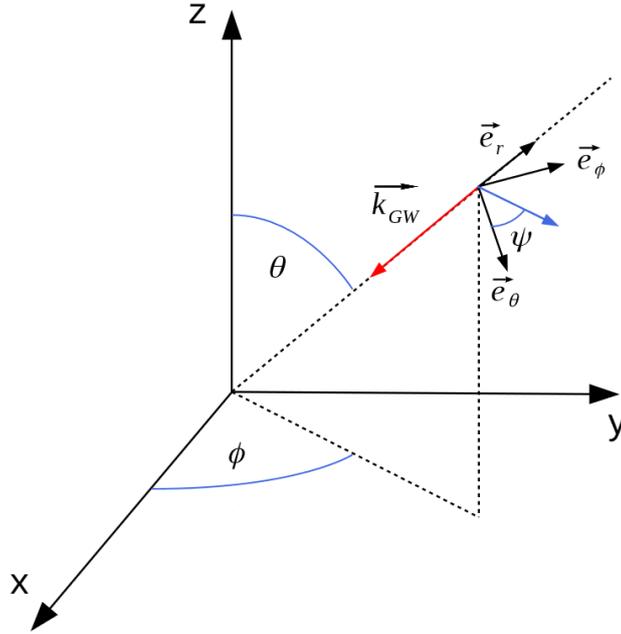


FIGURE 1.7 – Système de coordonnées géocentriques utilisé pour décrire la réponse d'antenne d'un détecteur.  $\theta$  est l'angle polaire,  $\phi$  l'angle azimutal et  $\psi$  l'angle de polarisation.

Dans le cas d'un signal CBC, l'onde captée par le détecteur est un mélange des polarisations  $+$  et  $\times$  définies en équation 1.40, paramétré par ces angles [44] :

$$h(t) = F_+(\theta, \phi, \psi)h_+(t) + F_\times(\theta, \phi, \psi)h_\times(t) \quad (1.45)$$

Où  $F_+$  et  $F_\times$  sont les réponses d'antennes du détecteur considéré :

$$F_+(\theta, \phi, \psi) = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos^2(\theta) \right) \cos(2\phi) \cos(2\psi) - \cos(\theta) \sin(2\phi) \sin(2\psi) \quad (1.46a)$$

$$F_\times(\theta, \phi, \psi) = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos^2(\theta) \right) \cos(2\phi) \sin(2\psi) + \cos(\theta) \sin(2\phi) \cos(2\psi) \quad (1.46b)$$

La figure 1.8 illustre les réponses d'antennes pour un angle de polarisation  $\psi$  nul. Sur cette figure, il apparaît clairement que la direction optimale de détection est celle suivant l'axe  $z$ , normale au plan du détecteur.

À partir de ces réponses d'antennes, nous pouvons définir un paramètre  $\Theta$  qui regroupe toute les dépendances angulaires du système :

$$\Theta = \sqrt{F_+^2 \frac{(1 + \cos^2 \iota)^2}{4} + F_\times^2 \cos^2 \iota} \leq 1 \quad (1.47)$$

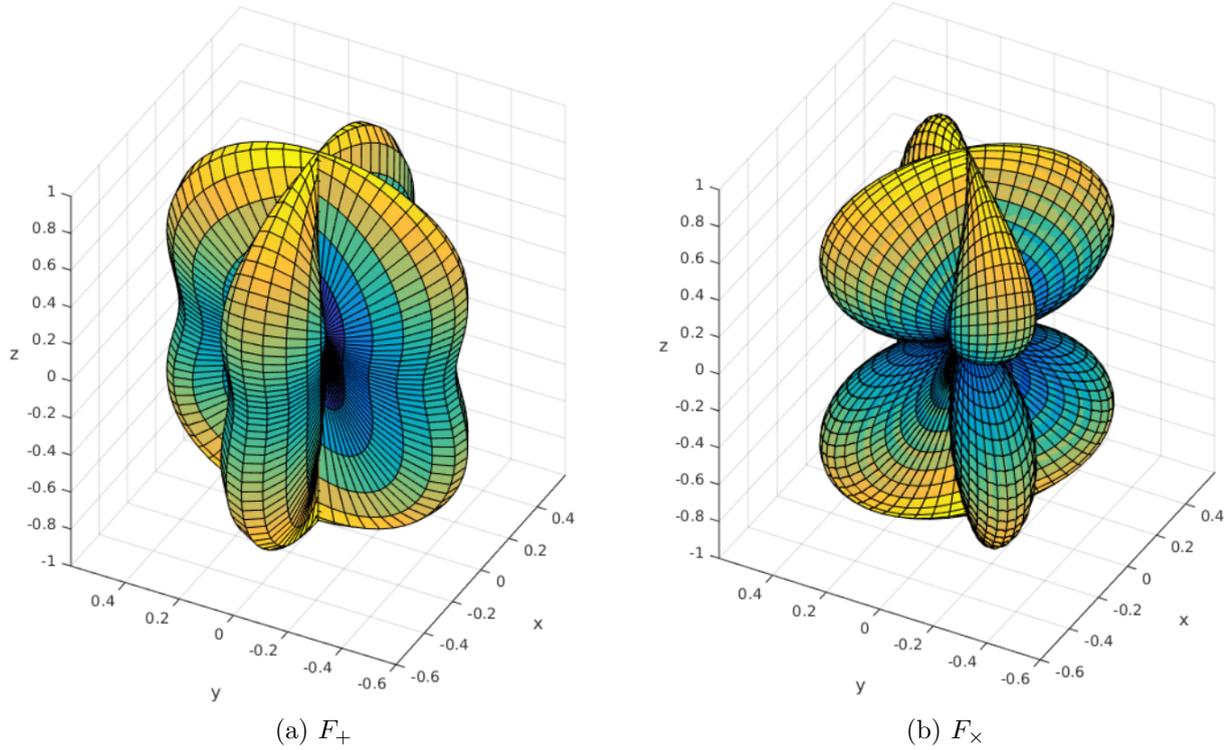


FIGURE 1.8 – Réponses d'antennes d'un détecteur de type interféromètre. Le détecteur est supposé au centre, un des bras suivant l'axe  $x$  et l'autre suivant l'axe  $y$ . La forme et la couleur représentent la valeur de la quantité  $F$  (bleu pour nulle, et jaune pour maximale).

Nous pouvons alors détailler l'équation 1.45 en faisant intervenir ce paramètre :

$$\begin{aligned} h(t) &= \frac{A(t)}{D_L} \left[ F_+ \frac{1 + \cos^2 \iota}{2} \cos \Phi(t) + F_x \cos \iota \sin \Phi(t) \right] \\ &= \frac{A(t)}{D_L} \Theta \cos(\Phi(t) - \Psi) \end{aligned} \quad (1.48)$$

Où  $\Psi$  est une phase constante qui est solution du système :

$$\begin{cases} \cos \Psi &= \frac{(1 + \cos^2 \iota) F_+}{2\Theta} \\ \sin \Psi &= \frac{(\cos \iota) F_x}{\Theta} \end{cases} \quad (1.49)$$

Ce facteur  $\Theta$  apparaît alors dans l'amplitude de l'onde. Cela se traduit par une modification de la distance mesurée via cette amplitude par rapport à la distance de luminosité. Cette distance dite effective se définit comme suit, et dépend donc de la position de la source dans le ciel et de l'inclinaison du système :

$$D_{eff} = \frac{D_L}{\Theta} \geq D_L \quad (1.50)$$

La distance entre la source et la Terre mesurée à partir du signal d'onde gravitationnelle mesuré dans un détecteur est donc cette distance effective. Afin de revenir à la distance de luminosité, il convient de bien mesurer les différents angles du système et d'isoler les polarisations  $+$  et  $\times$  de l'onde. Pour ce faire, un seul détecteur ne suffit pas, c'est en partie pour cela qu'un réseau d'interféromètres a été construit, et que d'autres instruments sont en construction.

### 1.5.2.3 Sensibilité et portée moyenne de détection

Bien que les détecteurs utilisés dans la recherche d'ondes gravitationnelles soient construits de manière à minimiser les bruits, certains bruits fondamentaux ou techniques persistent. Nous pouvons par exemple citer le bruit quantique du laser (inhérent au principe d'incertitude d'Heisenberg), ou encore le bruit thermique des suspensions et des optiques. Il est alors possible de quantifier l'effet de ces bruits sur la capacité de détection d'un interféromètre.

On définit la densité spectrale de puissance bilatérale  $S_n^{bi}$  comme la transformée de Fourier de l'autocorrélation des données, qui sont supposées ne contenir que du bruit, noté  $n$  :

$$S_n^{bi}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} n^*(t)n(t-\tau)dt \right] e^{-2i\pi f\tau} d\tau \quad (1.51)$$

Dans le cas de données réelles, aux fréquences positives, cette équation devient :

$$S_n(f) = \begin{cases} 0 & \text{si } f \leq 0 \\ S_n^{bi}(-f) + S_n^{bi}(f) = 2S_n^{bi}(f) & \text{si } f > 0 \end{cases} \quad (1.52)$$

La densité spectrale de puissance unilatérale  $S_n(f)$ , communément appelé PSD (*Power Spectral Density*), quantifie la puissance due au bruit dans le signal produit par un détecteur. Plus elle est basse, plus le détecteur est sensible. On nomme "courbe de sensibilité" la densité spectrale d'amplitude, ou ASD (*Amplitude Spectral Density*), d'un détecteur, qui n'est autre que la racine carrée de la PSD.

À partir de la PSD, il est possible d'estimer l'horizon, ou la distance maximale, de détection pour une source CBC dominée par la partie spiralete [44] :

$$\text{Horizon} = \frac{1}{\rho} \frac{(GM)^{5/6}}{\pi^{2/3} c^{3/2}} \sqrt{\frac{5}{6} \int_{f_{min}}^{f_{ISCO}} \frac{f^{-7/3}}{S_n(f)} df} \quad (1.53)$$

Où  $\rho$  est le SNR (*Signal-to-Noise Ratio*) de la détection (cf chapitre 2),  $f_{min} = 10$  Hz est la fréquence minimale de la PSD, et  $f_{ISCO}$  est la fréquence de la dernière orbite stable, définie en équation 1.35.

On définit le *range* comme le rayon de la sphère de même volume que celui couvert par la réponse d'antenne du détecteur [44] :

$$\text{Range} = \frac{1}{2.26} \times \text{Horizon} \quad (1.54)$$

En règle générale, les détecteurs sont caractérisés par leur *range* dit BNS, qui suppose une source CBC de type BNS, de masses  $m_1 = m_2 = 1.4 M_\odot$  et  $\mathcal{M} \approx 1.2 M_\odot$ , détectée avec un SNR  $\rho = 8$ .

## 1.5.3 Le réseau mondial d'interféromètres

Afin de mieux mesurer les paramètres des sources d'ondes gravitationnelles, il convient d'utiliser plusieurs interféromètres en réseau. Cela permet, entre autre, de réduire l'impact des angles morts, ou de mieux mesurer l'angle de polarisation  $\psi$ , la position de la source et sa distance. Utiliser plusieurs instruments permet aussi de s'affranchir d'une partie des bruits locaux et d'éviter les temps morts si l'un des instrument ne peut pas prendre de données.

### 1.5.3.1 Les différents interféromètres en fonctionnement

Il existe actuellement quatre interféromètres, dont trois qui participent à la recherche d'ondes gravitationnelles. La figure 1.9 permet de visualiser leur position sur Terre.



FIGURE 1.9 – Carte des interféromètres terrestres utilisés actuellement ou dans le futur dans la détection d'ondes gravitationnelles. Crédits : Shawhan [45]

#### GEO600

GEO600 est le plus petit des quatre. Construit par une collaboration germano-britannique, chacun de ses bras mesure 600 m de long. Sa petite taille, relativement aux autres, le rend moins sensible, il ne participe donc généralement pas directement aux détections d'événements. Il reste tout de même en fonctionnement, et sert principalement à la recherche et aux développements des nouvelles techniques utilisées plus tard sur les autres structures.

#### LIGO Hanford et Livingston

LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) Hanford, souvent noté H1, et Livingston, L1, sont les deux interféromètres américaines de la collaboration LIGO. Ils sont construits suivant un modèle identique, avec des bras de 4 km de long, à deux endroits opposés des USA. Afin de s'assurer de détecter les événements dans chacun des détecteurs, et donc de réduire l'impact des bruits locaux, ils ont été construits de façon telle à avoir une réponse d'antenne similaire.

C'est avec ces instruments que les premières détections ont pu être faites en 2015, permettant à trois membres de la collaboration LIGO d'obtenir en 2017 le prix Nobel de physique.

#### Virgo

Virgo, noté V1, est l'interféromètre européen construit par la collaboration éponyme, dont les bras mesurent chacun 3 km. Il a été choisi de le placer dans une configuration telle que sa réponse d'antenne est tournée à  $45^\circ$  par rapport aux deux détecteurs LIGO. Une détection multiple impliquant ce détecteur permet donc une meilleure mesure des paramètres géométriques du système, et de la polarisation de l'onde.

Faisant suite aux premières prises de données communes avec les premières versions des détecteurs dans les années 2000, Virgo a rejoint les LIGO à partir d'août 2017 pour participer à de nouvelles prises de données communes.

## KAGRA

KAGRA (*Kamioka Gravitational Wave Detector*), ou K1, est un interféromètre japonais, lui aussi avec des bras d'une longueur de 3 km. Il diffère des instruments précédents par sa technologie. Il a ainsi été construit sous terre, pour diminuer les bruits sismiques, et ses optiques fonctionnent sous cryogénie, de manière à diminuer l'impact des bruits thermiques. La construction de ce détecteur est terminée, mais il est à l'heure actuelle toujours en phase de test, et n'a pas participé aux récentes prises de données.

### 1.5.3.2 La collaboration LIGO-Virgo-KAGRA

Afin de faciliter les échanges entre les différents groupes de recherche, une collaboration commune a été créée. Ne regroupant à l'origine que LIGO et Virgo, KAGRA a rejoint cette collaboration en octobre 2019.

La collaboration LIGO-Virgo-KAGRA (LVK) se partage les données produites par les interféromètres et en réalise les analyses en commun. Après un temps réservé qui permet à la collaboration de publier les résultats scientifiques associées à une période d'observation, les données sont rendus publiques au bout de plusieurs mois.

Ce mode de fonctionnement permet de coordonner les prises de données. Il a donc été décidé de fonctionner par périodes d'observation, nommées OX, entrecoupées par des périodes de pause servant à l'amélioration des instruments. Ces périodes sont parfois découpées par une courte pause, on les note alors OXa, OXb, etc...

Durant O1 (de septembre 2015 à janvier 2016) et la majorité de O2 (de novembre 2016 à août 2017), seuls les deux LIGO étaient en fonctionnement. Virgo les a rejoint pour le dernier mois de O2. Le travail présenté dans ce manuscrit commence juste après O2, et couvre toute la période incluant O3 (entre avril 2019 et mars 2020).

Entre les périodes de prises de données, les détecteurs sont mis à jour en y incluant de nouvelles technologies. La figure 1.10 montre les sensibilités et la figure 1.11 les *ranges* (BNS) atteints ou attendus pour chaque période OX. Durant O2, les *ranges* moyens pour H1 et L1 étaient respectivement d'environ 60 et 100 Mpc, et V1 atteignait les 25 Mpc au mois d'août. Durant O3, ces *ranges* ont été de l'ordre de 115 Mpc pour H1, 135 Mpc pour L1 et 55 Mpc pour V1 (cf chapitre 7).

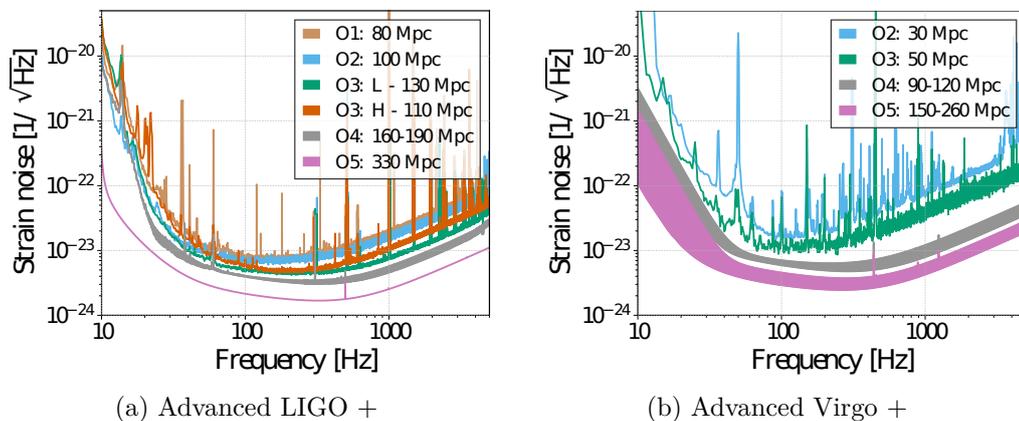


FIGURE 1.10 – Sensibilités atteintes ou attendues des détecteurs LIGO et VIRGO avancés. Crédits : Abbott et al. [46]

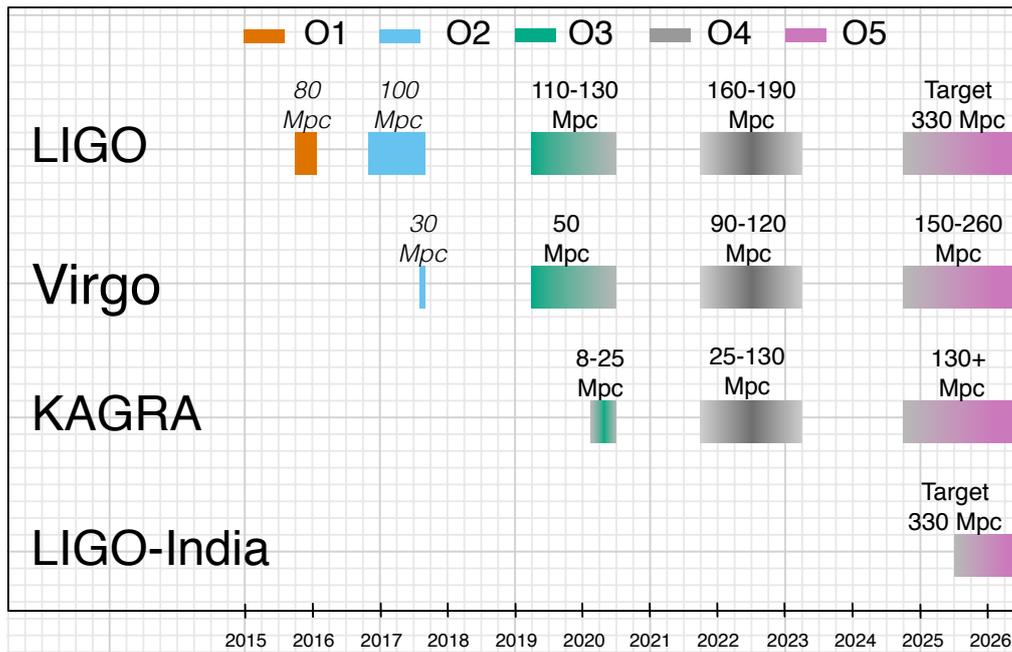


FIGURE 1.11 – *Ranges* atteints ou attendus dans les détecteurs avancés durant les différentes périodes d'observations. Crédits : Abbott et al. [46]

### 1.5.3.3 Les futurs projets d'interféromètres terrestres

D'autres instruments fonctionnant sur le principe de l'interférométrie sont envisagés.

#### LIGO-India

La collaboration LIGO prévoit un troisième interféromètre en Inde, il se nommera LIGO-India. L'instrument, dont la construction de l'infrastructure vient de commencer, devrait être prêt pour 2024, avec un design similaire à celui des LIGO.

#### Les interféromètres de 3ème génération

On nomme les versions d'origines de LIGO et Virgo des interféromètres de 1ère génération. Les versions avancées, notées A pour *Advanced*, qui ont permis les détections de O1, O2 et O3, font partie de la 2ème génération. Des versions encore plus avancées, notées A+, devront être prêtes pour O4 et O5, c'est la génération 2.5.

Bien que la sensibilité des détecteurs progresse, elle arrivera à un moment à des limites imposées par les structures actuelles. Afin de passer une nouvelle étape dans la détection des ondes gravitationnelles, des instruments de 3ème génération pourraient voir le jour. Ces instruments, ET (*Einstein Telescope*) en Europe, et CE (*Cosmic Explorer*) aux USA, ne seront pas opérationnels avant plusieurs années. Leurs designs ne sont pas définitifs, mais ils devraient prendre la forme d'interféromètres souterrains, du moins pour ET, longs de plusieurs dizaines de kilomètres. Grâce à eux, les chercheurs espèrent être capables de détecter des sources à des *redshifts* de plus de 20, et à des fréquences minimales de l'ordre du hertz. Il sera alors peut-être possible de détecter toutes les fusions d'étoiles à neutrons de l'Univers observable [47].

### 1.5.4 Autres méthodes de détection envisagées

Afin d'explorer d'autres bandes de fréquences, de nouvelles méthodes de détection sont envisagées. La figure 1.12 montre leur courbe de sensibilité attendue et les sources qu'elles

pourraient détecter.

## LISA

LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*) est un projet de détecteur spatial, porté par l'ESA (*European Space Agency*) et la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*), dont le lancement est prévu pour le début des années 2030. Cet instrument sera composé de trois satellites, séparés de 2.5 millions de kilomètres, et orbitant en triangle autour du Soleil au point de Lagrange L1 du système Terre-Soleil. Chaque satellite émettra un laser en direction des deux autres, qui à l'arrivée contiendra l'information des ondes gravitationnelles qui auront perturbé sa propagation.

Cet instrument est conçu de manière à couvrir une bande de fréquence allant du millihertz au hertz. Il pourra ainsi participer aux détections d'autres sources, comme par exemple des coalescences mettant en jeu les trous noirs super-massifs au centre de certaines galaxies. Il pourra aussi permettre de suivre la phase *inspiral* des CBC stellaires, et de prévoir la détection de leur fusion dans les interféromètres de 3ème génération.

## La chronométries des pulsars

Certaines méthodes de détection envisagées se basent sur l'observation de pulsars, c'est par exemple le cas de IPTA (*International Pulsar Timing Array*). En mesurant les variations des périodes de plusieurs pulsars, dans toutes les directions et positionnés à des distances astronomiques de la Terre, de telles méthodes pourraient permettre de détecter des ondes gravitationnelles avec des fréquences de l'ordre du nanohertz.

Cela pourrait permettre de mesurer l'impact du fond stochastique sur LISA, produit par des coalescences des trous noirs super-massifs non résolues. Un tel instrument pourrait aussi éventuellement détecter des traces des ondes gravitationnelles primordiales produites juste après le Big Bang.

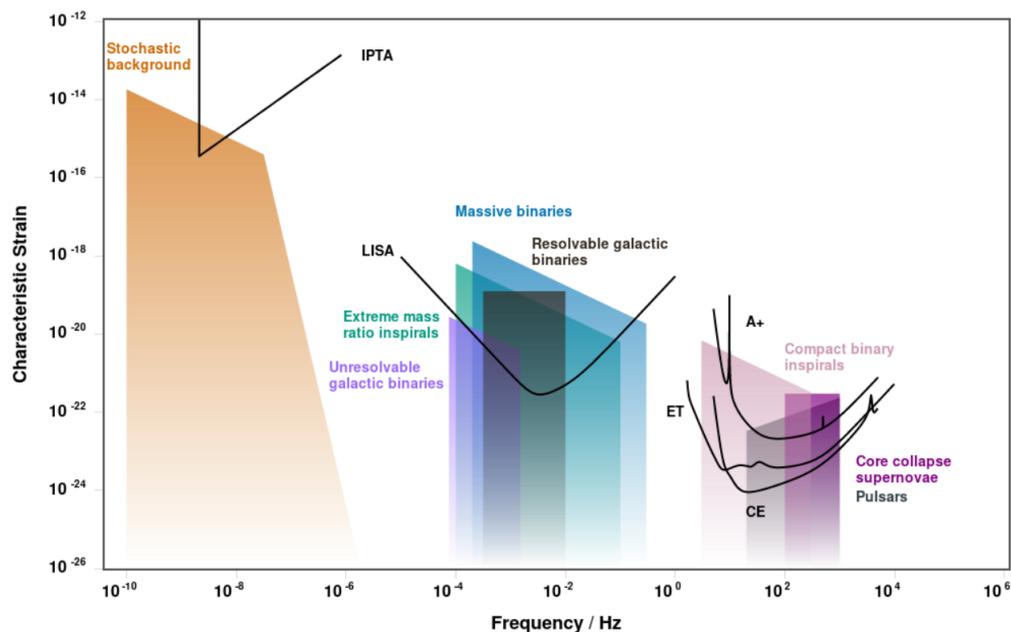


FIGURE 1.12 – Courbes de sensibilités et sources attendues des futurs détecteurs d'ondes gravitationnelles. Crédits : Moore et al. [48]

## 1.6 Les événements de O1 et O2

### 1.6.1 Présentation générale des événements

Les périodes d'observation O1 et O2 ont permis les premières détections d'événements CBC. Durant ces deux périodes, dix binaires de trous noirs et une binaire d'étoiles à neutrons ont été détectées par la collaboration LIGO-Virgo. Le tableau 1.1 récapitule les paramètres de ces événements.

Ces détections ont mis en lumière des populations jusqu'alors inconnues, et ont permis la réalisation et la publication de différentes études, que nous avons en partie déjà abordées.

Nous allons maintenant discuter plus en détail de certains d'entre eux.

Événement	$m_1(M_\odot)$	$m_2(M_\odot)$	$\chi_{eff}$	$D_L(\text{Mpc})$	$\Omega(\text{deg}^2)$	$M_f(M_\odot)$
GW150914	$35.6^{+4.7}_{-3.1}$	$30.6^{+3.0}_{-4.4}$	$-0.01^{+0.12}_{-0.13}$	$440^{+150}_{-170}$	182	$63.1^{+3.4}_{-3.0}$
GW151012	$23.2^{+14.9}_{-5.5}$	$13.6^{+4.1}_{-4.8}$	$0.05^{+0.31}_{-0.20}$	$1080^{+550}_{-490}$	1523	$35.6^{+10.8}_{-3.8}$
GW151226	$13.7^{+8.8}_{-3.2}$	$7.5^{+2.2}_{-2.5}$	$0.18^{+0.20}_{-0.12}$	$450^{+180}_{-190}$	1033	$20.5^{+6.4}_{-1.5}$
GW170104	$30.8^{+7.3}_{-5.6}$	$20.0^{+4.9}_{-4.6}$	$-0.04^{+0.17}_{-0.21}$	$990^{+440}_{-430}$	921	$48.9^{+5.1}_{-4.0}$
GW170608	$11.0^{+5.5}_{-1.7}$	$7.6^{+1.4}_{-2.2}$	$0.03^{+0.19}_{-0.07}$	$320^{+120}_{-110}$	392	$17.8^{+3.4}_{-0.7}$
GW170729	$50.2^{+16.2}_{-10.2}$	$34.0^{+9.1}_{-10.1}$	$0.37^{+0.21}_{-0.25}$	$2840^{+1400}_{-1360}$	1041	$79.5^{+14.7}_{-10.2}$
GW170809	$35.0^{+8.3}_{-5.9}$	$23.8^{+5.1}_{-5.2}$	$0.08^{+0.17}_{-0.17}$	$1030^{+320}_{-390}$	308	$56.3^{+5.2}_{-3.8}$
GW170814	$30.6^{+5.6}_{-3.0}$	$25.2^{+2.8}_{-4.0}$	$0.07^{+0.12}_{-0.12}$	$600^{+150}_{-220}$	87	$53.2^{+3.2}_{-2.4}$
GW170817	$1.46^{+0.12}_{-0.10}$	$1.27^{+0.09}_{-0.09}$	$0.00^{+0.02}_{-0.01}$	$40^{+7}_{-15}$	16	$2.74^{+0.04}_{-0.01}$
GW170818	$35.4^{+7.5}_{-4.7}$	$26.7^{+4.3}_{-5.2}$	$-0.09^{+0.18}_{-0.21}$	$1060^{+320}_{-380}$	39	$59.4^{+4.9}_{-3.8}$
GW170823	$39.5^{+11.2}_{-6.7}$	$29.0^{+6.7}_{-7.8}$	$0.09^{+0.22}_{-0.26}$	$1940^{+970}_{-900}$	1666	$65.4^{+10.1}_{-7.4}$

TABLE 1.1 – Paramètres et intervalles de confiance à 90% des candidats de O1 et O2.  $m_1$  et  $m_2$  sont les masses des deux corps composant la binaire,  $\chi_{eff}$  est le paramètre de spin effectif,  $D_L$  est la distance de luminosité,  $\Omega$  est la position de la source dans le ciel avec un intervalle de confiance à 90%, et  $M_f$  est la masse du corps final issu de la coalescence. Les paramètres de masses sont mesurés à la source, i.e. non redshiftés. Crédit : Abbott et al. [49].

### 1.6.2 GW150914 : Le première observation directe

GW150914 est le premier événement CBC détecté par les deux instruments LIGO. Il s'agit d'une binaire de trous noirs, de masses individuelles d'environ  $30 M_\odot$ , détectée en ligne le 14 septembre 2015, par le *pipeline* cWB (*Coherent WaveBurst*), puis confirmé par la suite par gstlal et PyCBC.

Cet événement est particulier de par son intensité. En effet, il atteint un SNR combiné d'environ 24, permettant de visualiser le signal à l'œil nu dans les données produites par les détecteurs telles qu'elles sont présentées dans la figure 1.13.

GW150914 a permis de démontrer l'existence de trous noirs stellaires de masses supérieures à  $25 M_\odot$ , ainsi que la possibilité que deux d'entre eux puissent fusionner en un temps inférieur au temps de Hubble (estimé à environ 14 milliards d'années). GW150914 a aussi permis de démontrer l'existence des ondes gravitationnelles, ouvrant ainsi la voie à un nouveau type d'astronomie [50].

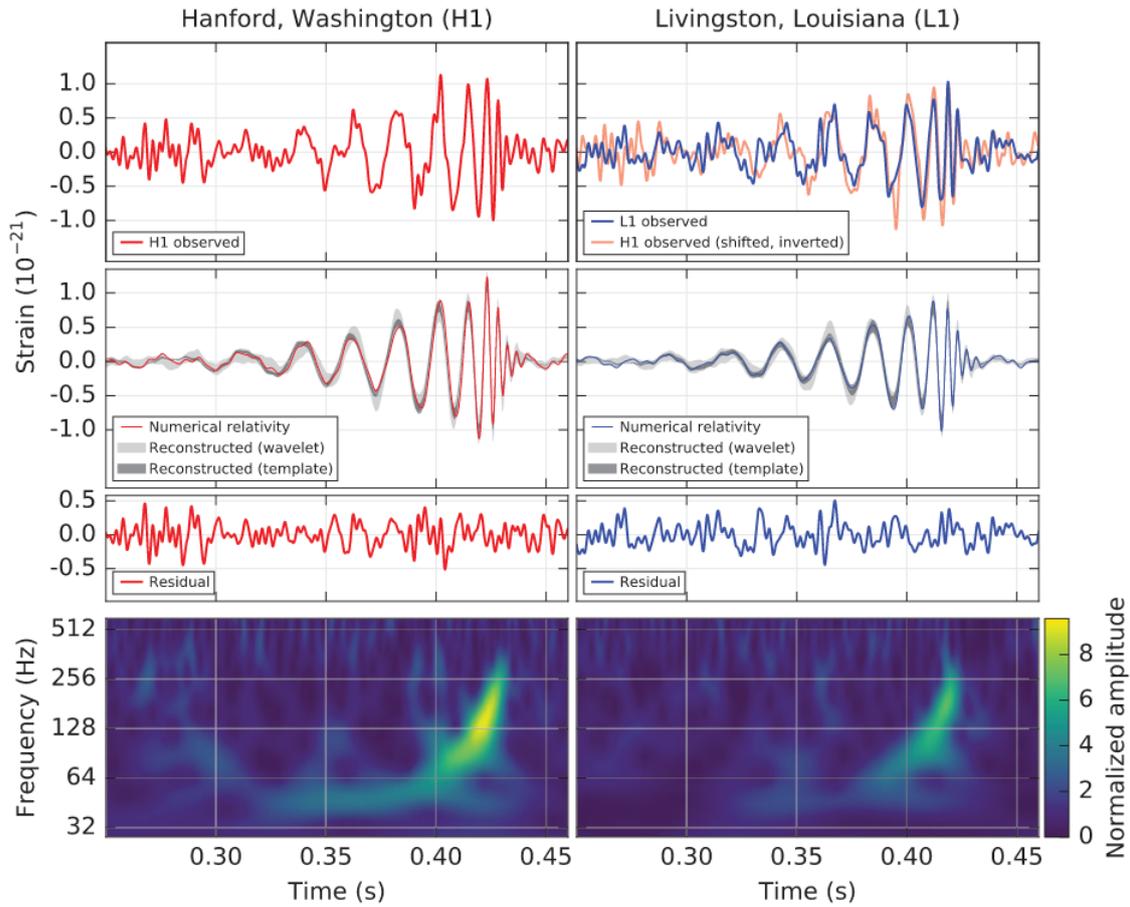


FIGURE 1.13 – Signaux temporels et fréquentiels associés à GW150914. La partie de gauche traite des données de H1, et la partie de droite des données de L1. Les graphiques représentent, de haut en bas, les données produites par les détecteurs, la forme d’onde du signal, les résidus après soustraction de cette forme d’onde aux données, et un graphique temps-fréquence où l’amplitude est donnée par la couleur. Crédits : Abbott et al. [50]

### 1.6.3 GW170817 : La première détection avec contreparties électromagnétiques

GW170817 est la première coalescence d’une binaire d’étoiles à neutrons observée. Le signal d’ondes gravitationnelles a été mesuré avec un rapport signal sur bruit de 32 et un taux de fausse alarme de un tous les 80000 ans. Le signal a été détecté dans un premier temps uniquement dans H1, en raison d’un bruit très intense au même instant dans L1, qui a par la suite été retiré pour voir apparaître une coïncidence. Cet événement ayant eu lieu dans un angle mort du détecteur Virgo, il n’a pas été repéré par ce dernier, ce qui a permis une bonne localisation de la source.

À partir du signal d’ondes gravitationnelles uniquement, certaines propriétés de la source ont pu être mesurées. Les masses des deux étoiles ont été estimées entre  $1.17 M_{\odot}$  et  $1.60 M_{\odot}$ , pour une masse totale de  $2.74^{+0.04}_{-0.01} M_{\odot}$ . Le spin effectif (cf équation 1.43) a pu être mesuré à  $\chi_{eff} \in [-0.01, 0.17]$ , pour un intervalle de confiance à 95%, soit une valeur compatible avec une valeur nulle. Des limites hautes ont aussi pu être placées sur les déformations des étoiles dues aux effets de marée.

La première carte du ciel fournie uniquement par les détections d’ondes gravitationnelles couvrait  $28 \text{ deg}^2$  et la source avait été estimée à une distance de luminosité de  $40^{+8}_{-14} \text{ Mpc}$

de la Terre. Ces valeurs ont par la suite été revues pour obtenir celles qui figurent dans le tableau 1.1.

La nature de l'objet produit par la coalescence est encore une énigme. S'il s'agit d'un trou noir, celui-ci serait le plus léger jamais observé. Bien que l'analyse des ondes gravitationnelles n'ait pas permis de mettre en lumière une partie de type *ringdown* dans le signal, cette hypothèse n'est pas exclue [51].

Un GRB court a été observé 1.7 seconde après la réception de la fin du signal d'ondes gravitationnelles. Il en est ressorti que ces deux signaux provenaient d'une source commune. Par la suite, cette source a été observée conjointement par de multiples approches électromagnétiques, allant des rayons gamma aux ondes radio, sur des échelles de temps s'étalant de la minute aux mois. Cela représente une découverte majeure de l'astronomie, marquant ainsi l'arrivée des ondes gravitationnelles dans l'astronomie multi-messagers. La figure 1.14 permet de visualiser les différentes observations, ainsi que les dates auxquelles elles ont été réalisées [52].

Comme nous l'avons déjà souligné, de nombreux domaines de la physique ont pu profiter de ces observations. Cet événement a permis d'estimer la constante de Hubble, de mettre en lumière l'existence des kilonovae, de donner une origine aux sursauts gamma courts, de mieux comprendre les étoiles à neutrons, ou encore de contraindre très fortement la vitesse des ondes gravitationnelles dans le vide [25, 28, 51].

Grâce à GW170817, une estimation du taux d'événements BNS a pu être réalisée. La valeur obtenue est de  $1540_{-1220}^{+3200} \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$ , ce qui rend possible d'autres observations de ce genre durant les périodes d'observations prévues après O2. Cela a motivé la collaboration LIGO-Virgo à peaufiner ses analyses à faible latence, et à rendre publique ses alertes en automatisant le plus possible la procédure afin de maximiser la probabilité de détection multi-messagers d'autres sources de ce genre.

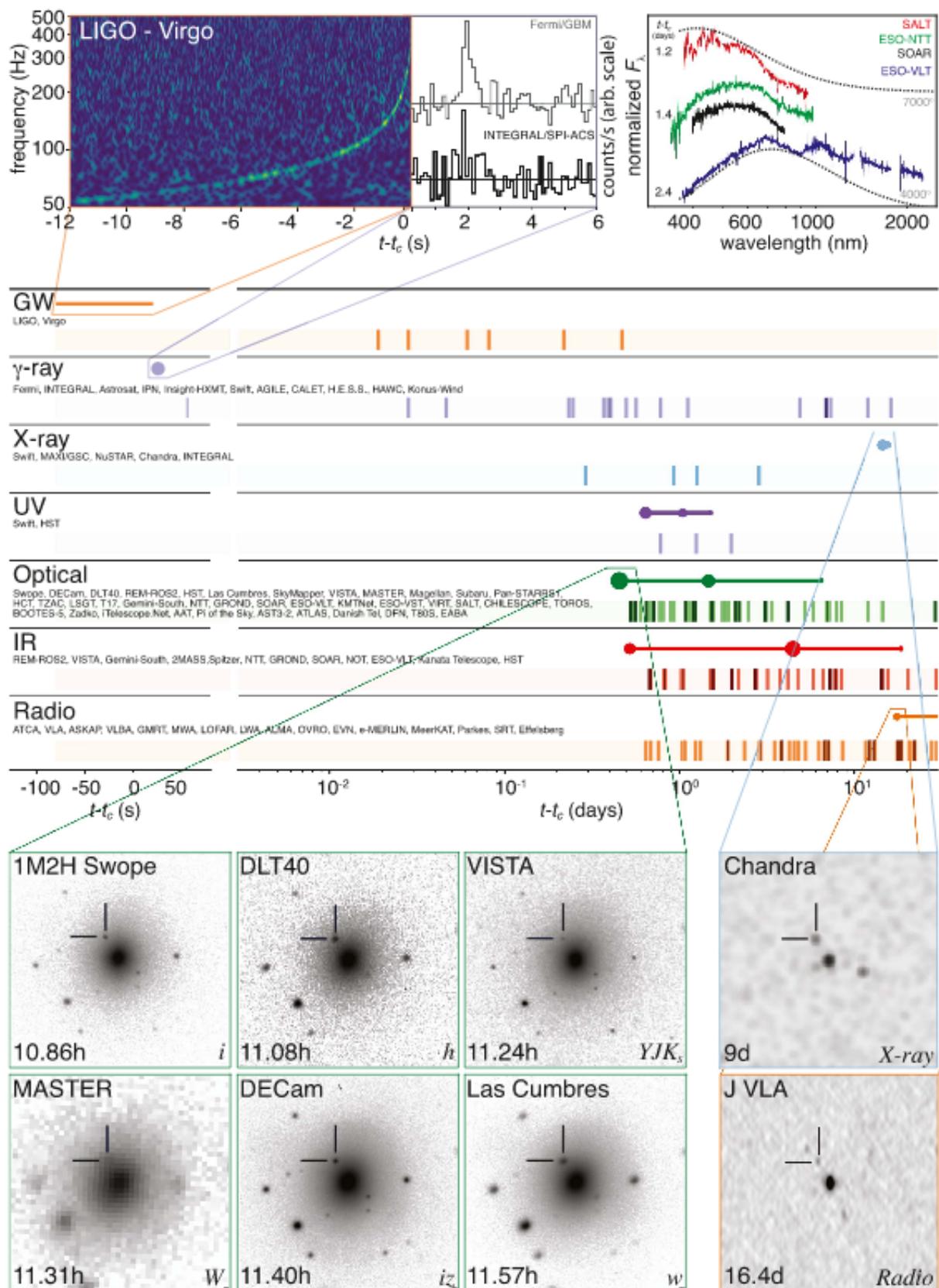


FIGURE 1.14 – Chronologie du suivi multi-messager de GW170817. Chaque méthode de détection est positionnée sur l'axe temporel, gradué en secondes puis en jours par rapport au temps de la coalescence. Pour chaque méthode, la ligne supérieure représente les moments des observations, et les traits en dessous marquent les envois d'alertes. Crédits : Abbott et al. [52]

### 1.6.4 Prospective pour O3

Après la période d'observation O2, les détecteurs sont entrés dans une nouvelle phase d'amélioration avant de démarrer O3 en avril 2019. Les attentes pour cette nouvelle période d'observation ont été plusieurs fois mises à jour, nous discuterons ici des dernières estimations.

Les *ranges* attendus pour O3, visibles en figure 1.11, sont compris entre 110 et 130 Mpc pour les LIGO et aux alentours de 50 Mpc pour Virgo. Il était aussi envisageable que KAGRA puisse rejoindre les prises de données avec un *range* allant jusqu'à 25 Mpc.

Avec ces valeurs de *ranges*, le volume accessible durant toute la durée prévue de O3 (i.e. un an) pour rechercher des BNS est de l'ordre de  $3.3 \times 10^6$  Mpc<sup>3</sup>yr, soit une estimation de  $1_{-1}^{+12}$  détections. La médiane des dimensions, dans un intervalle de confiance de 90%, des zones qui devraient être couvertes par les cartes du ciel des événements BNS est de l'ordre  $270_{-20}^{+34}$  deg<sup>2</sup>, avec entre 9 et 13% de ces événements localisés dans une région inférieure à 20 deg<sup>2</sup>.

Concernant les BBH, le volume accessible sur un an est lui estimé à  $3.4 \times 10^8$  Mpc<sup>3</sup>yr, pour  $17_{-11}^{+22}$  détections. La médiane de la zone couverte par les cartes du ciel est attendue à  $280_{-23}^{+30}$  deg<sup>2</sup>, avec là aussi entre 9 et 13% des sources localisées dans une région inférieure à 20 deg<sup>2</sup>.

Concernant les NSBH, il est plus difficile de faire ce type d'estimation car aucune source n'a pu être observée avant O3. Le nombre de sources attendues est de l'ordre de  $0_{-0}^{+19}$ , avec des cartes du ciel couvrant une zone dont la médiane, à 90% d'intervalle de confiance, devrait valoir  $330_{-31}^{+24}$  deg<sup>2</sup> [46].

## 1.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé les bases des ondes gravitationnelles, de l'aspect théorique aux méthodes de détection, en passant par l'intérêt scientifique qu'elles offrent. Nous avons principalement traité du cas des CBC stellaires, dont les ondes détectables sont comprises dans une bande de fréquence allant de la dizaine de hertz au kilohertz.

Avec la méthode interférométrique, chaque détecteur possède ses propres directions optimales de détection et sa propre sensibilité. Afin de décorréler les paramètres géométriques des instruments de ceux de la source, et ainsi bien mesurer la distance et la position de la source, il est nécessaire d'utiliser un réseau de plusieurs détecteurs.

Nous allons maintenant présenter les outils statistiques utilisés pour détecter les ondes gravitationnelles, et la manière dont la collaboration LVK traite les candidats CBC.

# Chapitre 2

## La chaîne d’analyse à faible latence

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le <i>pipeline</i> d’analyse MBTAOnline . . . . .</b>	<b>37</b>
2.1.1	Principe du filtrage adapté . . . . .	38
2.1.2	Fonctionnement de MBTA . . . . .	41
2.1.3	Les autres recherches de signaux transitoires . . . . .	52
<b>2.2</b>	<b>Le traitement d’un bruit de fond non-gaussien et non-stationnaire</b>	<b>53</b>
2.2.1	Importance de la réjection des bruits . . . . .	54
2.2.2	Les outils de réjection des bruits . . . . .	55
2.2.3	Tester les modifications apportées au <i>pipeline</i> . . . . .	58
2.2.4	Architecture globale du <i>pipeline</i> . . . . .	63
<b>2.3</b>	<b>L’envoi d’alerte . . . . .</b>	<b>63</b>
2.3.1	L’intérêt de rendre publique les alertes . . . . .	63
2.3.2	Les informations publiques . . . . .	64
2.3.3	La chaîne d’envoi d’alerte automatique et publique . . . . .	68
<b>2.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>68</b>

---

**D**E nombreuses recherches peuvent être faites à partir des données collectées par les interféromètres de la collaboration LVK.

Dans ce chapitre, nous détaillerons le fonctionnement du *pipeline* d’analyse en ligne MBTAOnline (*Multi-Band Template Analysis Online*), qui a été utilisé dans le travail présenté tout au long de ce manuscrit. Nous aborderons notamment la problématique des bruits non-gaussiens et non stationnaires, ainsi que les techniques utilisées par MBTA pour les traiter. Nous terminerons en introduisant un des enjeux majeur de O3 : l’envoi d’alertes publiques et automatiques.

### 2.1 Le *pipeline* d’analyse MBTAOnline

Les sources les plus attendues dans les détecteurs terrestres sont celles produisant des signaux dits transitoires, limités dans le temps. Ces signaux peuvent être bien modélisés, comme ceux produit par les CBC, ou non, on parle alors de *bursts*.

Certaines de ces sources peuvent aussi produire des contreparties électromagnétiques ou neutrinos, elles aussi limitées dans le temps. Les analyses de signaux transitoires se divisent en deux sous groupes. Le premier regroupe les analyses en ligne, qui cherchent à détecter rapidement les signaux afin d’augmenter les chances d’observations multi-messagers, et qui

envoient des alertes, à des observatoires partenaires de la collaboration durant O1 et O2, et publiquements durant O3. Le second est constitué d'analyses hors ligne, basées sur certains des *pipelines* de l'analyse en ligne, qui cherchent à extraire un maximum d'événements des données.

MBTAOnline est un des *pipelines* de la collaboration LVK qui recherchent des CBC en temps réel dans les données produites par les interféromètres. Il fonctionne suivant le principe du filtrage adapté [53]. L'analyse utilise des ressources de calcul de la collaboration Virgo, situées sur le site de l'interféromètre à Cascina en Italie.

Une version hors ligne de ce *pipeline* est en développement depuis la fin de O3, utilisant les ressources du CC (Centre de Calcul) de l'IN2P3 (*Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules*) à Lyon. Elle devrait participer aux analyses de O3b.

### 2.1.1 Principe du filtrage adapté

Commençons tout d'abord par présenter le filtrage adapté ainsi que la manière dont il est utilisé par MBTA.

#### 2.1.1.1 Définition du SNR

La méthode d'analyse dite du "filtrage adapté" utilise le fait que les données  $s$  mesurées par les détecteurs se décomposent en bruit  $n$  (que nous supposons pour le moment gaussien et stationnaire) et en signal astrophysique  $h$  :

$$s(t) = n(t) + h(t) \quad (2.1)$$

Où  $h(t)$  peut s'écrire :

$$h(t) = \alpha T(t - t_0) \quad (2.2)$$

Avec  $T$  le signal attendu normalisé arrivant au temps  $t = 0$  dans la bande de fréquence du détecteur.  $\alpha$  et  $t_0$  sont respectivement un facteur de normalisation et un décalage temporel.

En pratique, il est plus aisé de se placer dans le domaine des fréquences en réalisant la transformée de Fourier de l'équation 2.1

$$\tilde{s}(f) = \tilde{n}(f) + \tilde{h}(f) \quad (2.3)$$

L'équation 2.2 donne alors :

$$\tilde{h}(f) = \alpha \tilde{T}(f) e^{2i\pi f t_0} \quad (2.4)$$

Les paramètres du signal  $h$  ne sont a priori pas connus. On utilise un calque  $Q$ , de forme connue, que nous allons rechercher dans les données  $s$ .

On définit alors le "signal"  $S$  comme l'intercorrélation entre  $Q$  et  $s$ . L'égalité de Parseval impliquant l'équivalence de ce calcul dans les domaines temporel et fréquentiel, nous nous placerons dans le domaine fréquentiel :

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{s}(f) \tilde{Q}^*(f) df \quad (2.5)$$

La valeur attendue du signal  $S$  est son espérance mathématique  $\langle S \rangle$ . Le bruit  $n$  étant gaussien, son espérance est nulle.  $h$  et  $Q$  sont des signaux déterministes, égaux donc à leur espérance. L'équation 2.5 donne alors :

$$\langle S \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \tilde{s}(f) \rangle \tilde{Q}^*(f) df = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(f) \tilde{Q}^*(f) df \quad (2.6)$$

De façon analogue à l'équation 2.5, il est possible de définir un "bruit" statistique  $N$  :

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{n}(f) \tilde{Q}^*(f) df = S - \langle S \rangle \quad (2.7)$$

Nous noterons que  $\langle N \rangle = 0$ . En utilisant les équations 1.51 et 1.52 qui introduisent la PSD des bruits du détecteur, notée  $S_n$ , nous pouvons calculer  $\langle N^2 \rangle$  :

$$\begin{aligned} \langle N^2 \rangle &= \langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2 \\ &= \left\langle \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{n}(f) \tilde{n}^*(f') \tilde{Q}(f) \tilde{Q}^*(f') df df' \right\rangle \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \tilde{n}(f) \tilde{n}^*(f') \rangle df' |\tilde{Q}(f)|^2 df \\ &= \int_0^{+\infty} S_n(f) |\tilde{Q}(f)|^2 df \end{aligned} \quad (2.8)$$

Afin de simplifier les notations, on définit un produit scalaire  $(A, B)$  tel que :

$$(A, B) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(f) \tilde{B}^*(f) S_n(f) df \quad (2.9)$$

Nous pouvons donc réécrire  $S$ ,  $\langle S \rangle$  et  $\langle N^2 \rangle$  sous la forme :

$$S = \left( \frac{\tilde{s}}{S_n}, \tilde{Q} \right) \quad ; \quad \langle S \rangle = \left( \frac{\tilde{h}}{S_n}, \tilde{Q} \right) \quad ; \quad \langle N^2 \rangle = \frac{1}{2} (\tilde{Q}, \tilde{Q}) \quad (2.10)$$

Le rapport signal sur bruit, ou SNR,  $\rho$  se définit alors comme :

$$\rho^2 = \frac{\langle S \rangle^2}{\langle N^2 \rangle} = 2 \frac{\left( \frac{\tilde{h}}{S_n}, \tilde{Q} \right)^2}{(\tilde{Q}, \tilde{Q})} \quad (2.11)$$

Le calque  $Q$  est dit optimal s'il maximise ce SNR. À cette fin, le numérateur se maximise en utilisant les inégalités de Cauchy-Schwarz :

$$\begin{aligned} (A, B)^2 &\leq (A, A)(B, B) \\ (A, B)^2 &= (A, A)(B, B) \quad \text{si } A \text{ et } B \text{ sont colinéaires.} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Il faut donc prendre  $Q$  proportionnel à  $\tilde{h}/S_n$ . À partir de l'équation 2.4, nous pouvons choisir :

$$\tilde{Q}(f) = 2\alpha \frac{\tilde{T}(f)}{S_n(f)} e^{2i\pi f t_0} \quad (2.13)$$

Remplaçons maintenant cette expression dans l'équation 2.5 pour voir apparaître la transformé de Fourier de  $\frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)}$  :

$$S(t_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{s}(f) \tilde{Q}^*(f) df = 4\alpha \mathcal{R}e \left[ \int_0^{+\infty} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{-2i\pi f t_0} df \right] \quad (2.14)$$

La quantité  $S$ , définie réelle, est ce que nous appellerons plus tard la série temporelle du SNR, ou MFO (*Matched Filtering Output*). Elle dépend du calque  $T$ , et est définie à chaque

instant  $t_0$ . Elle atteint sa valeur maximale lorsque le signal astrophysique  $h$  contenu dans les données  $s$  coïncide temporellement avec le calque optimal normalisé  $T$ .

On définit le SNR optimal  $\rho_{opt}$  comme le SNR obtenu avec le calque optimal défini en équation 2.13 :

$$\rho_{opt}^2 = 2\alpha^2 \left( \frac{\tilde{T}}{S_n}, \frac{\tilde{T}}{S_n} \right) \quad (2.15)$$

Avec la bonne normalisation de  $T$ , il est possible de fixer  $\left( \frac{\tilde{T}}{S_n}, \frac{\tilde{T}}{S_n} \right) = \frac{1}{2}$ . Nous trouvons alors que  $\langle N^2 \rangle = 1$ , le bruit suit une loi normale centrée réduite, et le SNR optimal se réécrit comme :

$$\rho_{opt}^2 = \langle S \rangle^2 = \alpha^2 \quad (2.16)$$

Par construction, le SNR maximal qui pourra être mesuré sera celui correspondant au maximum de la série temporelle MFO définie plus haut. On note simplement ce SNR  $\rho$  :

$$\rho = \max(S) \quad (2.17)$$

### 2.1.1.2 Approche bayésienne

Avant tout, afin de s'affranchir de la PSD dans les notations, redéfinissons le produit scalaire  $(A, B)$  tel que :

$$(A, B) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{A}(f)\tilde{B}^*(f)}{S_n(f)} df \quad (2.18)$$

La technique du filtrage adapté peut aussi être interprétée de façon bayésienne. Pour cela, la vraisemblance  $\mathcal{L}$  se définit comme le rapport de la probabilité  $\mathcal{P}(s|S)$  d'observer les données  $s$  sachant qu'elles contiennent un signal astrophysique, et de la probabilité  $\mathcal{P}(s|N)$  d'observer ces mêmes données sachant qu'elles ne contiennent que du bruit [54] :

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{P}(s|S)}{\mathcal{P}(s|N)} \quad (2.19)$$

De par les approximations et la convention de normalisation précédentes, la distribution  $\mathcal{P}(s|N)$  suit une loi normale centrée réduite. L'équation 2.1 implique une équivalence entre la présence d'un signal  $h$  dans les données  $s$ , et la présence uniquement de bruit  $n$  dans les résidus  $s - h$ ,  $\mathcal{P}(s|S)$  est donc de la forme de  $\mathcal{P}(s - h|N)$ . Nous pouvons donc réécrire  $\mathcal{L}$  comme un rapport de deux exponentielles :

$$\mathcal{L} = \frac{e^{-(s-h, s-h)/2}}{e^{-(s, s)/2}} \quad (2.20)$$

En posant, de manière analogue à l'équation 2.2,  $h = \alpha h_0$  tel que  $(h_0, h_0) = 1$ , nous pouvons réécrire l'équation précédente :

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L} &= (s, h) - \frac{1}{2}(h, h) \\ &= \alpha(s, h_0) - \frac{\alpha^2}{2} \end{aligned} \quad (2.21)$$

En cherchant la valeur de  $\alpha$  qui maximise la vraisemblance  $\mathcal{L}$ , on trouve  $\alpha = (s, h_0)$ . Cela permet d'écrire la relation d'équivalence suivante entre la vraisemblance  $\mathcal{L}$  et le SNR  $\rho$  :

$$\ln \mathcal{L}_{max} = \frac{1}{2}(s, h_0)^2 = \frac{1}{2}\rho_{opt}^2 \quad (2.22)$$

Cette écriture nous permet d'appliquer le lemme de Neyman-Pearson, qui nous dit que le test de détection optimal est obtenu en comparant le SNR à un seuil donné. Pour une probabilité de fausse alarme donnée, ce test maximise la probabilité de détection [55]. Tout l'enjeu est alors de fixer ce seuil assez bas pour augmenter les chances de détection, mais assez haut pour limiter la probabilité de fausse alarme.

### 2.1.1.3 Décomposition en phase et en quadrature

L'équation 2.14 permet une mesure efficace du temps d'arrivée et de l'amplitude (proportionnelle au SNR) du signal d'onde gravitationnelle. Cependant, d'autres paramètres sont à prendre en compte.

La phase  $\Phi_0$  (équation 1.27) du signal de l'onde gravitationnelle au moment de la coalescence n'est pas connue. Il convient donc de marginaliser sur cette phase afin de s'en affranchir. Pour ce faire, nous pouvons décomposer  $S$  dans l'espace des phases en une partie dite "en phase", notée  $P$ , et une partie dite "en quadrature", notée  $Q$  [56] :

$$S = S_P \cos \Phi_0 + S_Q \sin \Phi_0 \quad (2.23)$$

Où  $S_P = S(\Phi_0 = 0)$  et  $S_Q = S(\Phi_0 = \pi/2)$ .

Afin de maximiser  $S$ , il faut rechercher le  $\hat{\Phi}_0$  qui annule sa dérivée par rapport à  $\Phi_0$ . Ce maximum correspond alors aux conditions suivantes :

$$S^2(\hat{\Phi}_0) = S_P^2 + S_Q^2 \quad (2.24a)$$

$$\hat{\Phi}_0 = \arg(S_P + iS_Q) \quad (2.24b)$$

La série temporelle complexe  $Z$  de SNR se définit donc de la manière suivante :

$$Z = S_P + iS_Q \quad (2.25)$$

Le SNR défini plus tôt en est simplement le module :

$$\rho^2 = \rho_P^2 + \rho_Q^2 \quad (2.26)$$

## 2.1.2 Fonctionnement de MBTA

En pratique, l'analyse MBTA calcule les parties en phase et en quadrature de la série temporelle du SNR complexe  $Z$  en réalisant des transformées de Fourier rapides, ou FFT (*Fast Fourier Transform*), à partir de l'équation 2.14. Ces calculs sont faits de manière glissante pour un grand nombre de calques différents.

### 2.1.2.1 Utilisation d'une banque de calques finie

Plusieurs facteurs peuvent limiter la recherche par filtrage adapté, le principal étant le nombre de calques nécessaires. La banque de calques utilisée est nécessairement finie et ne peut donc pas contenir tous les calques nécessaires pour un filtrage optimal, l'équation 2.2 n'est pas toujours vérifiée.

Cependant, même si le signal présent dans les données ne correspond pas parfaitement aux calques utilisés, un calque aux paramètres proches de ce signal aura tout de même un SNR proche du SNR optimal. En pratique, une banque de calques est construite de manière à ce que le SNR mesuré soit au minimum égal à 97 % du SNR optimal défini en équation 2.16 [57].

### 2.1.2.2 Facteurs limitant la latence du pipeline

MBTAOnline est un *pipeline* à faible latence, ce qui signifie que le temps séparant le moment où les données arrivent à l'entrée du *pipeline* et le moment où celui-ci finit de produire les résultats de l'analyse relatifs à ces données doit être le plus court possible. Nous verrons dans le chapitre 7 que la moyenne de ce temps durant O3 était de l'ordre de 20 secondes, ce qui était suffisant pour alerter rapidement les observatoires à la recherche de contreparties.

Cependant, plusieurs facteurs peuvent limiter la latence du pipeline. Certains d'entre-eux peuvent étendre ce temps au delà de la minute. Parmi eux, nous pouvons citer les moments les plus bruités, qui ont tendance à déclencher un grand nombre de calques, demandant ainsi une plus grande puissance de calcul instantanée. Cela peut parfois faire prendre du retard à certains processus, et se répercuter ensuite à toute la chaîne d'analyse. D'autres choses peuvent impacter la latence, comme par exemple des problèmes techniques sur les machines utilisées pour réaliser les calculs, ou des problèmes de communications entre l'institut Caltech qui fournit les données des LIGO, et Cascina, qui héberge l'analyse MBTAOnline.

D'autres facteurs imposent une latence incompressible dont il faut tenir compte. Un des paramètres qui a le plus d'impact est la taille des FFT. Il convient de choisir des FFT couvrant une durée au moins aussi importante que le plus long calque recherché. Cependant, plus la FFT est longue, plus le temps nécessaire au calcul est important. Avec une puissance de calcul donnée, il est donc nécessaire de limiter la taille des FFT afin d'éviter de perdre trop de temps en calcul.

### 2.1.2.3 Recherche par bandes de fréquence

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la bande passante d'un détecteur s'étend de quelques dizaines de Hz à quelques kHz. L'équation 1.30 montre que la fréquence d'un signal de coalescence augmente avec le temps. Il est donc nécessaire d'avoir des calques ayant une durée suffisamment longue pour suivre l'évolution du signal dans toute la bande sensible du détecteur, et d'utiliser une fréquence d'échantillonnage élevée afin de décrire précisément le signal dans les derniers instants de la coalescence.

Or, des calques très longs, et donc très spécifiques, impliquent un nombre de calques plus élevé pour mieux couvrir l'espace des paramètres recherchés, et des FFT assez longues pour ne pas perdre de signal. Tout cela a un coût de calcul non négligeable, et représente donc un défi majeur dans le cas d'une analyse à faible latence comme MBTAOnline.

Afin de pallier ce problème, MBTA utilise une analyse multi-bandes. Les quantités  $S_P$  et  $S_Q$  sont calculées indépendamment sur plusieurs bandes de fréquence, puis recombinaison de façon cohérente pour obtenir, en moyenne, le même SNR qu'avec une seule bande.

Cette recombinaison a elle aussi un certain coût de calcul et prend un certain temps. Le choix du nombre de bandes se fait donc en essayant de minimiser le rapport entre le coût de calcul dû à la taille des FFT, et celui de la recombinaison.

En pratique, l'analyse MBTA utilise deux bandes de fréquences, notées LF (*Low Frequencies*) et HF (*High Frequencies*), séparées par une fréquence de coupure  $f_c$ , l'équation 2.14 devient alors :

$$S(t) = 4\mathcal{R}e \left[ \int_{f_{min}}^{f_c} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{-2i\pi ft} df + \int_{f_c}^{f_{max}} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{-2i\pi ft} df \right] \quad (2.27)$$

Les paramètres  $f_{min}$ ,  $f_c$  et  $f_{max}$  sont définis en fonction du type de calque considéré.

Ce découpage en bandes de fréquences a principalement deux avantages. Premièrement, il permet un échantillonnage plus faible de la bande LF par rapport à la bande HF. En choisissant une fréquence de coupure adéquate, une grande partie du signal se trouve généralement dans la bande LF, réduisant ainsi la durée des calques de la bande HF. Tout cela permet de limiter la taille des FFT, et donc de réduire la puissance de calcul nécessaire à l'analyse.

Le deuxième avantage de cette approche est de pouvoir réduire le nombre de calques nécessaires dans chacune des deux bandes, puis de recombinaison de façon cohérente les triggers obtenus dans chaque bande. On nomme calques réels, notés RT, les calques définis sur une seule bande de fréquence, et calques virtuels, notés VT, les résultats des recombinaisons. Cela permet d'associer un RT à plusieurs VT, ce qui diminue le nombre de calques nécessaire à l'analyse, allégeant là encore la charge de calcul.

Afin de recombinaison de façon cohérente les séries temporelles de SNR de chaque bande de fréquence, il faut s'assurer de les aligner en temps et en phase. Dans l'espace complexe défini en équation 2.25, cela s'écrit comme :

$$Z(t) \equiv (s, VT)(t) = \sum_{k=0}^{N-1} e^{i\Delta\Phi_{k-1,k}} (s, RT_k)(t + \Delta t_{k-1,k}) \quad (2.28)$$

Avec  $\Delta t_{k-1,k}$  et  $\Delta\Phi_{k-1,k}$  les décalages en temps et en phase entre les bandes de fréquence  $k-1$  et  $k$ ,  $\Delta t_{-1,0}$  et  $\Delta\Phi_{-1,0}$  étant définis nuls.

La bande LF étant sous échantillonnée par rapport à la bande HF, une interpolation quadratique est donc réalisée avant d'appliquer l'équation 2.28. La figure 2.1 montre une illustration de ce traitement par bandes de fréquence. Avec deux bandes de fréquence, le SNR en fonction du temps après recombinaison est essentiellement identique à celui obtenu avec une seule bande.

#### 2.1.2.4 Résolution des FFT

Dans un souci de minimiser la latence, le nombre de points et donc la résolution des FFT de chaque bande sont fixés empiriquement, et varient en fonction des calques recherchés.

MBTA réalise une FFT avant le filtrage adapté afin de se placer dans le domaine fréquentiel, puis une FFT inverse dans le calcul du SNR. Un mauvais choix dans la résolution de ces FFT peut alors introduire des erreurs dans les séries temporelles des SNR finales.

Avec l'amélioration des détecteurs entre O2 et O3, les PSD se sont creusées autour de 100 Hz, augmentant la dynamique des données à basse fréquence. Avec des FFT réalisées sur une durée trop courte, cette dynamique n'est pas très bien prise en compte et induit des erreurs qui se propagent jusqu'aux SNR, produisant des artefacts. Plus la masse totale du

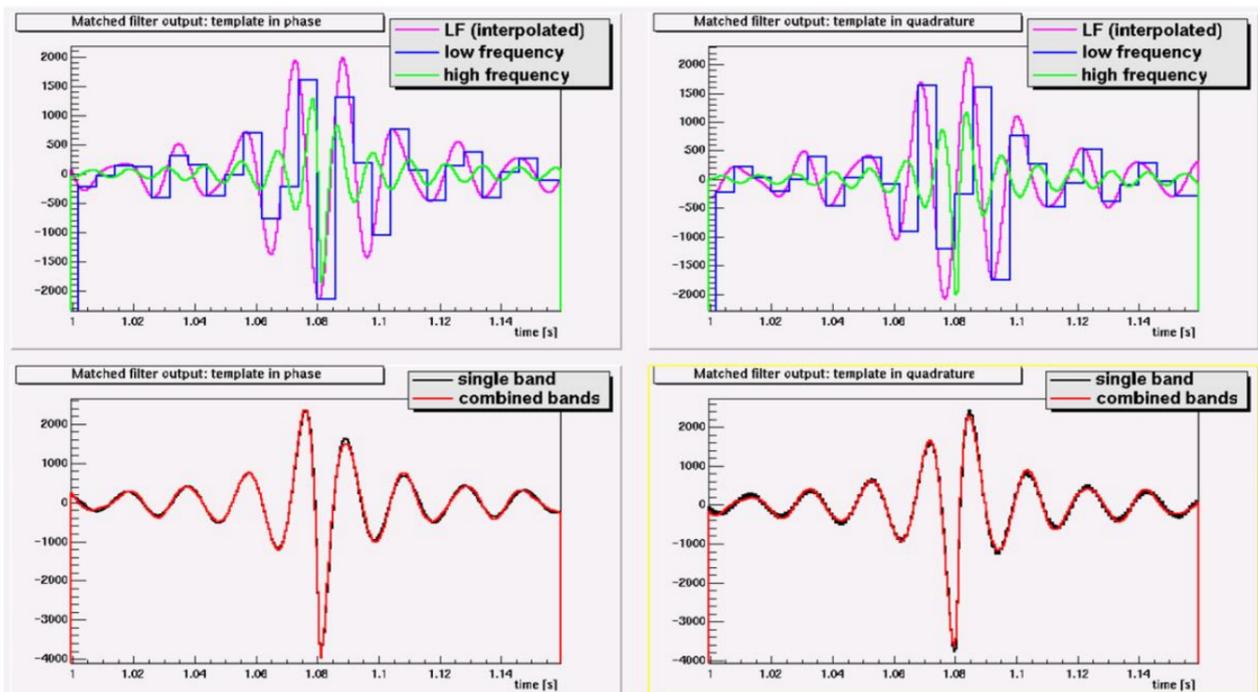


FIGURE 2.1 – Résultat de la recombinaison des bandes basse et haute fréquence. Les figures du haut montre l'évolution au cours du temps des séries temporelles des SNR de la bande basse fréquence, en bleu, de son interpolation, en violet, et de la bande haute fréquence, en vert. Les figures du bas comparent les SNR aux cours du temps, calculés sur une seule bande de fréquence en noir, et après recombinaison des bandes LF et HF en rouge. Les figures de gauche traitent de la partie en phase et celles de droite de la partie en quadrature.

calque est importante, plus la fréquence de la coalescence est basse, et plus les FFT sont sensibles à ces erreurs. Durant O3, seuls les calques les plus lourds ont pu produire ce genre d'artéfacts.

La figure 2.2 compare la série temporelle du SNR (équation 2.14) d'un *trigger* BBH à hautes masses provenant d'un bruit gaussien, pour deux tailles différentes de FFT utilisées par la bande LF, l'une utilisant 4096 points et l'autre en utilisant deux fois plus.

La série temporelle calculée à partir d'une FFT de 4096 points apparaît bien moins proche de la courbe attendue que celle obtenue avec la FFT qui utilise 8192 points. De plus, le SNR mesuré dans le premier cas est plus élevé que dans le second. De par la forme de la distribution attendue (une loi normale centrée réduite), il est très peu probable d'obtenir des SNR aussi élevés dans les quelques milliers de secondes de bruit gaussien utilisées. Cela traduit un ajout artificiel de bruits non gaussiens dus au sous échantillonnage de la bande basse fréquence.

Ces artéfacts sont difficiles à repérer car ils sont traités efficacement par les différents outils de réjection de bruits présentés dans la suite (principalement par l' $\text{auto}\chi^2$ ), le problème n'a donc été détecté qu'à la fin de O3. Grâce à ces outils, ils ne représentent pas de réels risques pour l'analyse, mais ils peuvent aveugler la recherche dans une petite partie de l'espace des paramètres.

Afin de résoudre ce problème, plusieurs solutions sont envisagées pour O4. Le plus simple serait d'augmenter la taille des FFT, bien que cela puisse avoir un effet non négligeable

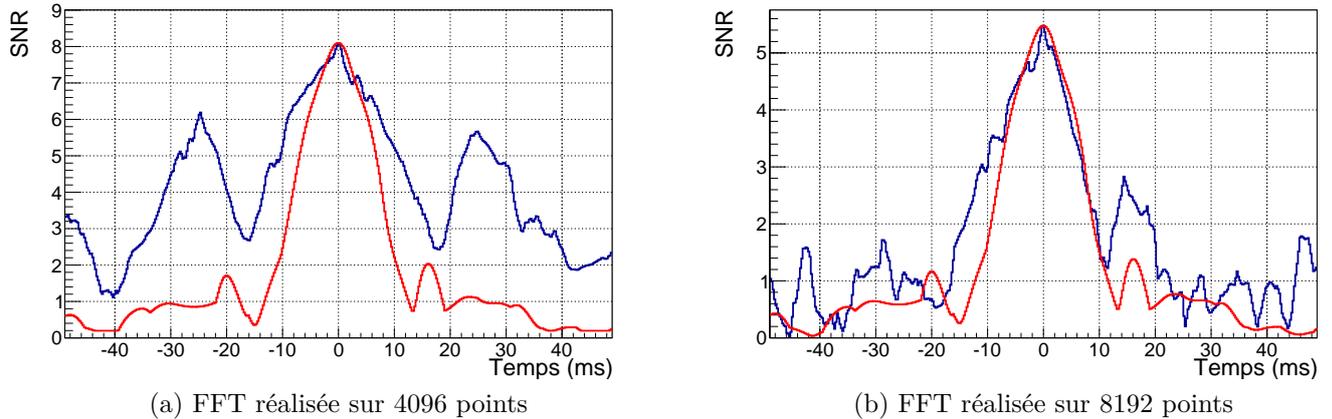


FIGURE 2.2 – Séries temporelles du SNR en sortie du filtrage adapté, obtenu sur du bruit gaussien analysé avec un calque BBH donné, pour deux tailles de FFT différentes. Les courbes bleues représentent les séries temporelles mesurées, et les courbes rouges celles attendues pour un signal astrophysique sans bruit, correspondant à l’auto-corrélation du calque.

sur la latence. Pour traiter plus finement ces cas, il est aussi possible d’introduire un pré-filtrage des données afin de réduire leur dynamique à basse fréquence, ou encore d’ajuster automatiquement les tailles des FFT lorsque cela est nécessaire.

Ces développements sont envisagés pour le futur, mais n’ont pas encore été incorporés dans la version actuelle du *pipeline* qui a servi à obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit.

### 2.1.2.5 L’espace des paramètres exploré par MBTA

Afin d’alléger l’analyse en ligne, les banques de calques utilisées par MBTA sont générées et initialisées en amont de la recherche. En pratique, une banque de calques est un ensemble de signaux astrophysiques simulés informatiquement pour lesquels les paramètres varient dans un espace prédéfini.

Pour modéliser ces signaux CBC, MBTA utilise la librairie LALsuite (*LIGO Algorithm Library suite*) [58]. Les paramètres selon lesquels les calques varient sont les masses individuelles  $m_1$  et  $m_2$  et les spins individuels  $s_1$  et  $s_2$ . Pour simplifier la recherche en ligne, uniquement les cas de spins alignés, ou anti-alignés, avec le moment orbital de la binaire sont considérés [59].

L’espace des paramètres exploré par MBTA, visible en figure 2.3, se découpe en plusieurs régions :

- La région 1, recherchant principalement des BNS, avec des masses individuelles allant de 1 à 2 masses solaires. Ces étoiles à neutrons ayant des spins attendu  $|s| < 0.05$  lors de leur formation [60], cette région se limite à ces valeurs.
- La région 2, recherchant principalement des NSBH, avec là encore une masse allant de  $1 M_\odot$  à  $2 M_\odot$  et un spin  $|s| < 0.05$  pour l’étoile à neutrons, mais une masse comprise entre  $2 M_\odot$  et  $99 M_\odot$  et un spin  $|s| < 0.997$  pour le trou noir ;
- La région 3, recherchant principalement des BBH, avec des masses comprises entre  $2 M_\odot$  et  $99 M_\odot$  (au début de O3) et des spins  $|s| < 0.997$ . La masse à laquelle l’analyse

est sensible est la masse redshiftée  $m_z = m(1+z)$  (cf chapitre 1), l'augmentation des horizons des détecteurs et la détection de certains BBH à hautes masses comme GW190521 [61] ont entraîné la redéfinition de l'espace des masses de cette région durant O3, incluant maintenant des masses totales allant jusqu'à  $195 M_\odot$  ;

- Il existe aussi une région 4 qui analyse une petite partie de la banque de calques de la région 3. Cette région a été introduite pour pallier un problème que pose le *gating*, elle sera discutée dans le chapitre 4.

En pratique, chaque région est elle même découpée en plusieurs morceaux, analysés par des exemplaires différents d'un même programme, globalement paramétrés de la même manière. Pour O3, la région 1 compte 10 processus, alors que la région 2 en compte 60 et la région 3 en compte 24. La région 4 ne contient quant à elle qu'un seul processus.

Comme nous l'avons abordé précédemment, les banques de calques sont construites de manière à récupérer au minimum 97% du SNR, elles dépendent donc des PSD des interféromètres. Elles sont générées à partir d'une courbe de sensibilité typique des données à analyser, provenant du détecteur le plus sensible (L1 durant O3).

Depuis O3, toutes ces régions sont analysées avec la même fréquence maximale  $f_{max}$ , mais les valeurs de  $f_{min}$  et  $f_c$  varient. Les tableau 2.1 et tableau 2.2 récapitulent les valeurs des différents paramètres de chaque région.

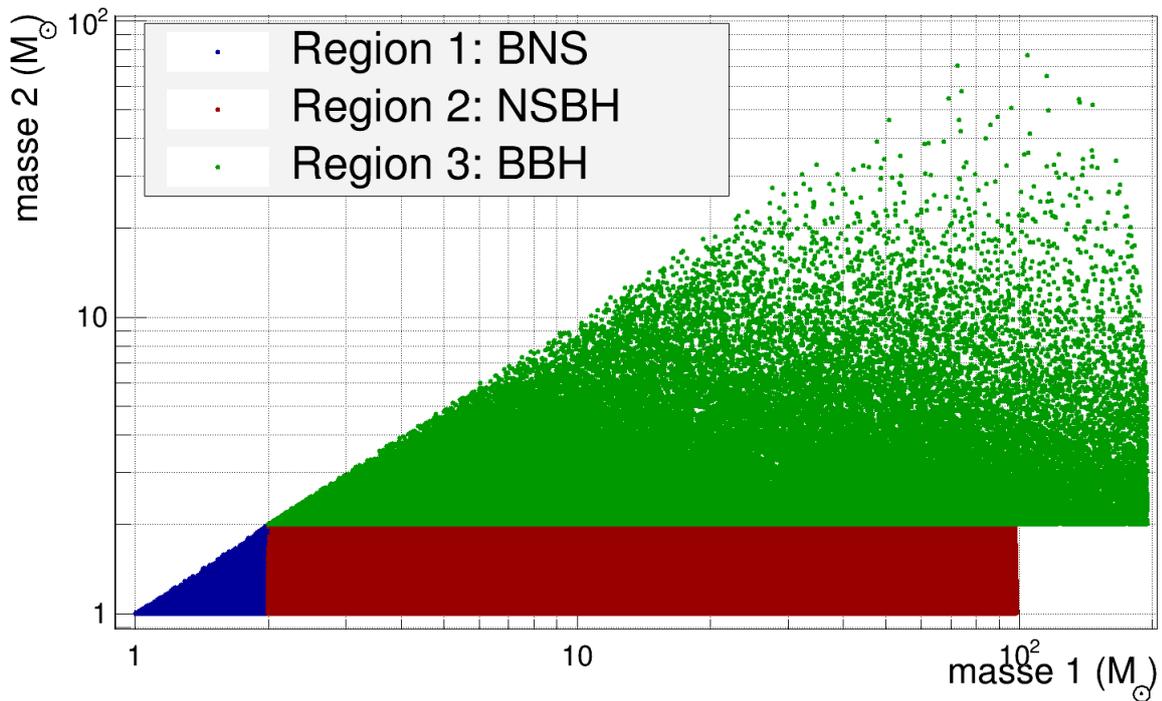


FIGURE 2.3 – Espace des masses exploré par MBTA. Les points bleus correspondent à la région 1, les points rouges à la région 2 et les points verts à la région 3. Par convention,  $m_1 \geq m_2$ .

### 2.1.2.6 Recherche de *triggers* dans un seul détecteur

L'analyse MBTA est composée de plusieurs étapes. Tout d'abord, le filtrage adapté est réalisé indépendamment sur les données de chaque détecteur.

	Masse 1 [ $M_{\odot}$ ]		Masse 2 [ $M_{\odot}$ ]		Masse totale [ $M_{\odot}$ ]		spin 1		spin 2	
	Min	Max	Min	Max	Min	Max	Min	Max	Min	Max
Région 1	1	2	1	2	2	4	-0.05	0.05	-0.05	0.05
Région 2	2	99	1	2	3	100	-0.997	0.997	-0.05	0.05
Région 3	2	195	2	195	4	195	-0.997	0.997	-0.997	0.997

TABLE 2.1 – Paramètres intrinsèques des calques utilisés par MBTA. Par convention,  $m_1 \geq m_2$ .

	$f_{min}$ [Hz]	$f_c$ [Hz]	$f_{max}$ [Hz]	Seuil de SNR	Nombre de calques [ $10^3$ ]			
					Réels			Virtuels
					LF	HF	Total	
Région 1	25	80	2048	4.5	8	2	10	25
Région 2	23	85	2048	4.8	130	20	150	520
Région 3	21	85	2048	4.8	50	6	56	170
Total	-	-	-	-	190	30	220	720

TABLE 2.2 – Fréquences, seuils de SNR et nombres de calques utilisés par MBTA.

### Calcul du SNR

Pour chaque calque réel, MBTA réalise le filtrage adapté dans les deux bandes de fréquences et calcule un SNR à chaque instant  $t$ . Les résultats du filtrage adapté sont examinés de manière hiérarchique. Un seuil de SNR global, noté  $\text{SNR}_{\text{seuil}}$ , est utilisé pour juger si un signal est assez significatif pour passer à l'étape suivante de l'analyse. Durant O2, ce seuil a varié au cours du temps, pour finir à 5.5 dans toutes les régions. Pour O3, celui-ci a été définie par région à partir des valeurs inscrites dans le tableau 2.2, en tenant compte de la capacité du *pipeline* à traiter le bruit de fond.

Ce seuil peut se traduire en un seuil local :  $\text{SNR}_{\text{seuil}}^i = \sqrt{\alpha_i} \times \text{SNR}_{\text{seuil}}$ , où  $\alpha_i$  est la répartition attendue du signal  $S$  dans la bande de fréquence  $i$  :

$$\alpha_i = \frac{(RT_i, RT_i)}{(VT, VT)} \quad (2.29)$$

Si le SNR d'un RT de la bande de fréquence  $i$  dépasse ce seuil, alors les SNR de tous les VT associés à ce RT sont calculés sur une fenêtre de 200 ms, puis comparés au seuil global. On appelle *trigger* un signal qui passe cette étape, il est défini par son calque, son SNR, son temps d'arrivée, sa phase et par le détecteur dont il provient.

### Adaptation des densités spectrales de puissance

Le calcul du signal  $S$ , défini en équation 2.14, inclut une normalisation par les PSD des détecteurs. À l'initialisation du *pipeline*, ces dernières proviennent de données typiques de la période à analyser.

Cependant, l'état des détecteurs évolue avec le temps en fonction par exemple de la météo ou de l'activité humaine. Il arrive aussi que les détecteurs subissent des améliorations pendant une période d'observation. Afin de suivre ces changements et de ne pas avoir à redémarrer le *pipeline* trop souvent, les PSD utilisées par MBTA sont automatiquement mises à jour à intervalles réguliers.

Pour ce faire, MBTA calcule une PSD pour chaque détecteur, sur un temps qui dépend de la taille des FFT utilisées pour l'analyse de la bande basse fréquence, typiquement d'environ

200 secondes. Pour limiter les effets de bords, deux PSD successives utilisent des données qui ont un taux de recouvrement de 50%. Afin de rendre l'analyse moins dépendante des variations rapides des PSD, la PSD utilisée dans le filtrage adapté est définie comme la médiane glissante d'environ 20 de ces PSD, et est mise à jour environ toutes les 2000 secondes.

### 2.1.2.7 Recherche de *triggers* communs à plusieurs détecteurs

Une fois les données de chaque détecteur indépendamment analysées avec les mêmes banques de calques, MBTA met en coïncidences les *triggers* communs. Cela permet de rejeter un grand nombre de bruits locaux, spécifiques à un seul détecteur.

Nous noterons HL les coïncidences de *triggers* détectés dans H1 et L1, HV pour ceux de H1 et V1, LV pour L1 et V1. On parle alors de coïncidences "doubles". Les coïncidences impliquant des *triggers* détectés dans les trois interféromètres seront notées HLV, et nommées "triples".

### Construction d'une coïncidence et calcul d'un SNR combiné

Le critère pour créer une coïncidence est le suivant : les *triggers* doivent avoir été détectés avec le même calque, avec des SNR dépassant le seuil de la région considérée, dans une fenêtre de temps donnée [62]. La fenêtre de temps autorisée dépend du temps de vol des ondes gravitationnelles entre les interféromètres. En prenant en compte les erreurs de mesure, elle est fixée à  $\pm 15$  ms entre les deux LIGO, et à  $\pm 35$  ms entre un LIGO et Virgo.

Afin de savoir si une coïncidence est significative, il convient de calculer son SNR combiné. Les distributions de bruit de chaque détecteur étant supposées indépendantes, on peut écrire la vraisemblance d'observer un signal coïncident dans  $D$  détecteurs comme :

$$\mathcal{L}_c = \prod_{i=1}^D \mathcal{L}_i \quad (2.30)$$

Où  $\mathcal{L}_i$  est la vraisemblance du détecteur  $i$ , définie par l'équation 2.19. En suivant un raisonnement analogue à celui qui a permis d'obtenir l'équation 2.22, cette vraisemblance se maximise de telle sorte que :

$$\ln \mathcal{L}_{cmax} = \frac{1}{2} \sum_i^D \rho_{opt_i}^2 \quad (2.31)$$

Nous pouvons donc définir le SNR combiné  $\rho_c$ , qui s'exprime en fonction des SNR  $\rho_i$  obtenus dans chaque détecteur :

$$\rho_c^2 = \sum_i^D \rho_i^2 \quad (2.32)$$

### Estimation du taux de fausse alarme

Afin de comparer une coïncidence au bruit de fond, MBTA cherche à estimer son taux de fausse alarme, ou FAR (*False Alarm Rate*). Le FAR représente le taux attendu de coïncidences fortuites ayant une statistique de classement combinée supérieure ou égale à celle de la coïncidence étudiée. Les détecteurs étant largement dominés par le bruit, les *triggers* de chacun d'entre-eux peuvent être utilisés pour estimer ce taux. La statistique de classement  $\tilde{\rho}$  représente l'amplitude statistique du *trigger* ou de la coïncidence considérés. Pour le moment nous l'assimilerons au SNR  $\rho$ , mais nous verrons plus tard que dans du bruit non-gaussien,

cette observable peut être redéfinie pour se rapprocher d'un bruit gaussien. Les détecteurs sont supposés indépendants, c'est-à-dire sans bruit corrélé. Dans un premier temps, nous traiterons uniquement le cas d'une recherche d'un type de coïncidence en particulier et dans une seule région.

Commençons tout d'abord par traiter le cas des doubles coïncidences. Nous pouvons définir  $N_{ij}(\tilde{\rho}_{ij})$ , le nombre de paires de *triggers* du bruit de fond partageant le même calque dans les interféromètres  $i$  et  $j$ , avec une statistique de classement combinée supérieure ou égale à  $\tilde{\rho}_{ij}$ . Ces *triggers* sont accumulés indépendamment de leur temps d'arrivée, durant des périodes de temps de respectivement  $T_i$  et  $T_j$ , généralement choisies identiques. Lorsqu'une coïncidence est assez significative pour peut-être être un événement astrophysique, i.e. avec un FAR inférieur à un par an, quelques secondes autour des triggers associés sont ignorées dans l'accumulation de ce bruit de fond. Le taux  $R_{ij}$  de paires de *triggers* du bruit de fond se définit alors comme :

$$R_{ij}(\tilde{\rho}_{ij}) = \frac{N_{ij}(\tilde{\rho}_{ij})}{T_i T_j} \quad (2.33)$$

En choisissant  $T_i$  et  $T_j$  suffisamment longs, toutes dépendances temporelles des PSD ou possibles corrélations sont supposées moyennées.

Afin d'estimer le FAR d'une double coïncidence dans deux détecteurs  $i$  et  $j$ , détectée avec une statistique de classement combinée de  $\tilde{\rho}_{ij}$ , il convient de renormaliser ce taux par la fenêtre de temps  $\omega_{ij}$  (= 15 ou 35 ms) utilisée dans la construction des coïncidences :

$$\text{FAR}_{ij}(\tilde{\rho}_{ij}) = R_{ij}(\tilde{\rho}_{ij})\omega_{ij} = \frac{N_{ij}(\tilde{\rho}_{ij})\omega_{ij}}{T_i T_j} \quad (2.34)$$

MBTA construit les triples coïncidences à partir des doubles HL et HV qui partagent un même *trigger* dans H1. Leur FAR peut donc être dérivé de celui des doubles HL et HV, en évitant de compter deux fois les *triggers* de H1. Le FAR d'une triple HLV est donc obtenu en intégrant le produit des FAR des doubles HL et HV, renormalisé par le temps  $T_{HLV}$ , durant lequel les trois détecteurs ont contribué à l'accumulation du bruit de fond, et par le nombre de trigger dans H1 (en écrivant  $\tilde{\rho}_H^2 = \tilde{\rho}_{HL}^2 + \tilde{\rho}_{HV}^2 - \tilde{\rho}_{HLV}^2$  à partir de l'équation 2.32) :

$$\text{FAR}_{HLV}(\tilde{\rho}_{HLV}) = \int \int \text{FAR}_{HL}(\tilde{\rho}_{HL})\text{FAR}_{HV}(\tilde{\rho}_{HV}) \frac{T_{HLV}}{N_H(\tilde{\rho}_H)} d\tilde{\rho}_{HL} d\tilde{\rho}_{HV} \quad (2.35)$$

Cette façon d'estimer le FAR des triples a été mise en place après O3, et est actuellement utilisée par l'analyse hors ligne. Durant O3, l'analyse en ligne utilisait une autre approche qui incluait quelques approximations, les valeurs de FAR obtenues étaient alors surestimées d'un facteur inférieur à 10.

On définit aussi la quantité IFAR (*Inverse False Alarm Rate*), en secondes, comme l'inverse du FAR :

$$\text{IFAR} = \frac{1}{\text{FAR}} \quad (2.36)$$

Par construction, dans du bruit stationnaire, le nombre  $N$  de coïncidences avec un IFAR supérieur ou égal à un seuil de  $\text{IFAR}_{seuil}$  donné doit suivre la relation  $N = \frac{1}{\text{IFAR}_{seuil}}$ . En effet, si le IFAR est bien construit, chaque jour une coïncidence provenant des bruits doit être détectée avec un IFAR de 1 jour, puis deux coïncidences avec des IFAR de 0.5 jour, etc... Dans du bruit non stationnaire, le nombre de *triggers* avec une statistique de classement

donnée peut varier différemment entre les coïncidences dont on souhaite estimer le FAR et le bruit de fond accumulé pour cela, changeant ainsi le nombre de coïncidences attendues.

Dans les analyses en ligne, les fenêtres de temps  $T_i$  utilisées pour accumuler le bruit de fond contiennent uniquement des données antérieures à la coïncidence dont on souhaite estimer le FAR, cela afin de minimiser la latence. La taille de ces fenêtres doit être fixée de sorte à y inclure assez de temps pour réaliser une bonne estimation du bruit de fond et ainsi obtenir un FAR suffisamment bas pour que les candidats astrophysiques soient significatifs, mais pas non plus être trop grande pour éviter d'alourdir la recherche. Durant O2, cette durée était fixée à 3 heures, puis elle a été allongée à 24 heures pour O3. Une section du chapitre 6 est dédiée à ce changement.

À cette étape, les valeurs minimales de FAR que nous pouvons espérer pour O3, celles obtenues lorsque  $N_{ij} = 1$  dans l'équation 2.34, sont de  $2 \times 10^{-12}$  Hz, soit 1 coïncidence fortuite tous les 16000 ans, pour les coïncidences HL,  $6 \times 10^{-12}$  Hz, soit 1 tous les 5300 ans, pour les HV et les LV, et  $1 \times 10^{-18}$  Hz, soit 1 toutes les 30 milliards d'années, pour les triples coïncidences HLV.

Cependant, afin de prendre en compte le fait que MBTA réalise trois analyses a priori indépendantes sur trois régions différentes, l'IFAR doit être normalisé par un facteur  $\kappa_{\text{région}} = 1/3$ . Cette approche implique que chaque région contribue de façon identique au bruit de fond. De manière analogue, MBTA recherche quatre types de coïncidences distincts : HL, HV, LV et HLV. Un autre facteur de combinaison  $\kappa_{\text{coinc}} \leq 1$  est donc aussi utilisé dans l'estimation du FAR d'une coïncidence détectée par l'analyse MBTA dans son ensemble. Une section du chapitre 6 est là encore dédiée à la détermination de ces facteurs. Finalement, l'IFAR d'une coïncidence ayant une statistique de classement combinée  $\tilde{\rho}_c$  se définit comme :

$$\text{IFAR}(\tilde{\rho}_c) = \frac{\kappa_{\text{région}} \kappa_{\text{coinc}}}{\text{FAR}_{\text{région-coinc}}(\tilde{\rho}_c)} \quad (2.37)$$

En pratique, afin de minimiser l'impact du temps nécessaire à réaliser toutes les paires du bruit de fond, MBTA met à jour la relation  $\text{FAR}(\tilde{\rho}_c)$  toutes les 1000 secondes sous la forme d'histogrammes. Pour chaque coïncidence, il suffit alors de lire la valeur de son FAR dans l'histogramme associé, et d'appliquer les facteurs discutés précédemment. Depuis O3b, l'accumulation du bruit de fond est fait de manière asynchrone, et n'a donc plus d'impact significatif sur la latence.

## Regroupement des coïncidences

Un signal avec une amplitude suffisamment élevée peut déclencher plusieurs *triggers* "satellites" très proches en temps. Afin de ne pas soumettre une alerte pour chacune d'elles, les coïncidences produites au même moment sont toutes agrégées en un seul candidat, nommé "*cluster*", à qui est associé les paramètres de la coïncidence la plus intense, nommée "tête de *cluster*". En pratique, toutes les coïncidences d'une même région donnée, et séparées les unes des autres par moins de 50 ms, sont agrégées dans un même *cluster*.

Une façon d'estimer le FAR du *cluster* résultant de l'agrégation est d'utiliser la valeur du FAR de la tête de *cluster* calculée à l'étape précédente, en la corrigeant pour tenir compte de la probabilité qu'une coïncidence devienne une tête de *cluster*. Le rapport moyen entre le nombre de *clusters* et le nombre de coïncidences a été calculé pour chaque région et chaque valeur de FAR, celui-ci est assez stable et est estimé à 0.59 pour la région 1 et 0.44 pour les

régions 2 et 3. Pour obtenir le FAR d'un *cluster*, ce facteur est simplement multiplié au FAR de la tête de *cluster*. Dans le cas des *clusters*, l'équation 2.37 se réécrit :

$$\text{IFAR}_{cluster} = \frac{\text{IFAR}(\tilde{\rho}_c)}{\kappa_{cluster}} = \frac{\kappa_{r\acute{e}gion} \kappa_{coinc}}{\kappa_{cluster} \text{FAR}_{r\acute{e}gion-coinc}(\tilde{\rho}_c)} \quad (2.38)$$

Où  $\kappa_{cluster} = 0.59$  pour la région 1 et  $\kappa_{cluster} = 0.44$  pour les autres régions. Le FAR et la statistique de classement  $\tilde{\rho}_c$  utilisés dans cette équation sont ceux de la tête de *cluster*.

En pratique, si après cette étape un *cluster* possède un FAR inférieur à 1 par heure, le *pipeline* le considère comme assez significatif pour être envoyé à la base de données, nommée GraceDB (*Gravitational-Wave Candidate Event Database*), regroupant les candidats de tous les *pipelines*. Plusieurs informations lui sont alors associées (des cartes du ciel, des probabilités de provenance...), et les plus significatifs d'entre-eux peuvent déclencher une procédure d'alerte automatique et publique.

Nous discuterons du traitement de ces candidats une fois dans GraceDB à la fin de ce chapitre.

### 2.1.2.8 VPM : l'outil de contrôle en ligne du pipeline

Le *pipeline* MBTA peut être contrôlé en ligne grâce à l'outil VPM (*Virgo Process Monitor*), développé au sein de la collaboration Virgo. Cet outil est utilisé par la plupart des logiciels utilisés dans le fonctionnement en ligne de Virgo, et plusieurs interfaces sont dédiées au contrôle de MBTA. Un exemple de l'interface graphique est disponible en figure 2.4.

Cette interface permet de repérer rapidement les programmes en fonctionnement (en vert), ceux qui attendent de recevoir des données (en bleu), ceux qui s'initialisent (en orange), ceux qui sont à l'arrêt (en rouge, ou en gris pour les programmes optionnels). Elle permet aussi de modifier les configurations des différents programmes, et donne accès aux fichiers "logs" contenant les informations nécessaire à la compréhension de ce que faisait le programme en question à un instant donné.



FIGURE 2.4 – Interface graphique du VPM utilisé pour contrôler le pipeline MBTA.

### 2.1.3 Les autres recherches de signaux transitoires

#### 2.1.3.1 Recherches de CBC

En plus de MBTA, trois *pipelines* de la collaboration participent aux recherches spécifiques de CBC. Ils fonctionnent tous sur le principe du filtrage adapté, mais chacun d'eux explore un espace des paramètres et utilise des outils de traitement des bruits qui lui sont propres.

#### gstlal

Le *pipeline* `gstlal` [63] réalise son filtrage adapté dans le domaine temporel. L'espace des paramètres exploré par ce *pipeline* contient des étoiles à neutrons et des trous noirs avec des masses allant jusqu'à  $399 M_{\odot}$  (depuis O3). Afin d'optimiser ce large espace et réduire la puissance de calcul nécessaire à la recherche, ce *pipeline* découpe ses calques et utilise un algorithme de décomposition en valeurs singulières.

Pour séparer les événements astrophysiques des bruits non gaussiens, `gstlal` calcul une vraisemblance en utilisant des informations provenant du SNR en sortie du filtrage adapté et de différents tests de cohérence réalisés sur le signal. Il se démarque par sa capacité à utiliser des seuils relativement bas, ce qui lui permet d'accéder à un volume plus important que les autres *pipelines*.

`gstlal` est un des *pipelines* de la collaboration qui fonctionnent hors ligne et en ligne. Il est le seul à identifier des candidats détectés uniquement dans un seul instrument. Pour quantifier leur FAR, `gstlal` extrapole les distributions de vraisemblance pour les bruits de chaque détecteur et utilise des corrections empiriques.

#### PyCBC

Le *pipeline* `PyCBC` (*Python CBC*) [64, 65] utilise lui aussi le principe du filtrage adapté, mais réalise ses calculs dans le domaine fréquentiel. Il recherche des masses individuelles comprises entre  $2 M_{\odot}$  et  $500 M_{\odot}$ , avec des rapports de masses allant jusqu'à  $1/98$  [66].

Pour repérer les événements astrophysiques et les séparer des bruits, `PyCBC` utilise une statistique de classement définie à l'aide du SNR du candidat, et d'un test du  $\chi^2$  évaluant la répartition de ce SNR sur 16 bandes fréquence (équation 5.1).

Tout comme `gstlal`, `PyCBC` participe aux analyses hors ligne et en ligne.

#### SPIIR

`SPIIR` (*Summed Parallel Infinite Impulse Response*) [67] est le dernier *pipeline* à avoir rejoint la recherche de CBC. Comme `gstlal`, il réalise sa recherche dans le domaine temporel. Contrairement aux autres *pipelines* qui fonctionnent sur des processeurs conventionnels CPU, `SPIIR` réalise ses calculs à l'aide de cartes graphiques GPU.

`SPIIR` applique en parallèle des filtres à réponses impulsionnelles infinies sur les données produites par les détecteurs. Il reconstruit ensuite les signaux d'ondes gravitationnelles en sommant les réponses de ces filtres.

`SPIIR` ne fonctionne pour le moment qu'en ligne.

### Différence majeure entre MBTA et les autres *pipelines*

Contrairement à la plupart des autres *pipelines*, la recherche faite par MBTA se fait sur deux bandes de fréquences, et l'espace des paramètres est limité à des masses totales d'au maximum  $200 M_{\odot}$ . Cela fait de MBTAOnline l'analyse en ligne de loin la moins coûteuse de toutes celles qui recherchent des CBC. Pour illustrer cela, le tableau 2.3 recense le nombre de cœurs machines utilisés en ligne durant O3 par les différents *pipelines*.

	MBTA	gstlal	PyCBC	SPIIR
Nombre de cœurs	160	1000	650	200 (GPU GeForce GTX 1050 Ti)

TABLE 2.3 – Nombre de cœurs utilisés en ligne durant O3 par les différents *pipelines*.

#### 2.1.3.2 Recherches de *bursts*

Les modèles prédisent que beaucoup de phénomènes violents peuvent produire des signaux d'ondes gravitationnelles potentiellement détectables à l'aide des instruments actuels. Une partie de ces sources ne sont pas encore très bien connues, et produisent donc des signaux transitoires non modélisés appelés *bursts*. Nous pouvons par exemple citer certaines supernovæ, les instabilités dans les rotations de corps compacts, certains CBC aux paramètres exotiques, ou encore les *cusps and kinks* d'hypothétiques cordes cosmiques [68].

Pour rechercher de telles sources, la collaboration LVK utilise plusieurs *pipelines*. Nous pouvons par exemple citer oLIB (*omicron-LALInference-Bursts*) [69], qui utilise une méthode de reconnaissance des bruits transitoires et l'applique aux cas des signaux *bursts*, ainsi que cWB [70, 71, 72], le *pipeline* utilisé en ligne et hors ligne depuis O1.

cWB recherche des excès cohérents d'énergie dans plusieurs détecteurs. Il a ainsi pu participer à certaines détections de O1 et O2, dont GW150914 [50], et durant O3 il a détecté conjointement une quinzaine de BBH avec les autres *pipelines* CBC [73], ainsi qu'un candidat spécifique à ce *pipeline*. Durant O1 et O2, aucun des autres types de sources qu'il recherche n'a pu être observé.

## 2.2 Le traitement d'un bruit de fond non-gaussien et non-stationnaire

Bien que précédemment dans ce chapitre nous ayons fait cette hypothèse, le bruit provenant des détecteurs d'ondes gravitationnelles terrestres n'est en réalité ni gaussien, ni stationnaire. En effet, ces derniers sont fortement sensibles aux activités sismiques, météorologiques, ou encore humaines, et ne sont pas exempts d'artéfacts instrumentaux. Certains de ces bruits peuvent produire des SNR assez élevés, s'écartant d'une loi normale centrée réduite.

On peut montrer empiriquement que le filtrage adapté présenté plus tôt reste une méthode viable pour traiter ces données [74]. Cependant, ces bruits présentent tout de même certains problèmes pour une analyse en ligne.

## 2.2.1 Importance de la réjection des bruits

### 2.2.1.1 Qualité variable des données

Afin d'illustrer la présence de ces bruits, prenons l'exemple d'un jour plutôt bruyant de O3. La figure 2.5 montre les valeurs maximales de SNR mesurées par MBTA dans les régions 1 à 3 dans les données de L1 du 20 novembre 2019. Sur cette figure, nous voyons qu'un nombre important de *triggers* à haut SNR sont produits.

Plusieurs caractéristiques sont ici représentées. Tout d'abord, la plupart du temps, les SNR sont inférieurs à 10, ce type de bruit ne pose pas de réel danger pour l'analyse, mais peut parfois polluer le bruit de fond avec lequel est estimé le FAR. Ensuite, nous pouvons voir un certain nombre de pics dépassant 10, parmi eux quelques rares pics montent à des SNR supérieurs à 100. Certains de ces pics, vers 0h30, se trouvent au début d'une période analysable, ce qui peut par exemple provenir du laps de temps nécessaire à l'adaptation des PSD utilisées par MBTA. D'autres pics, à 4h30 par exemple, se trouvent en fin de période analysable, indiquant un début de perte de contrôle de l'interféromètre. Enfin, certains de ces pics, aux alentours de 19h, se trouvent au milieu d'un segment de données analysables, et proviennent d'une période où les données étaient de mauvaise qualité.

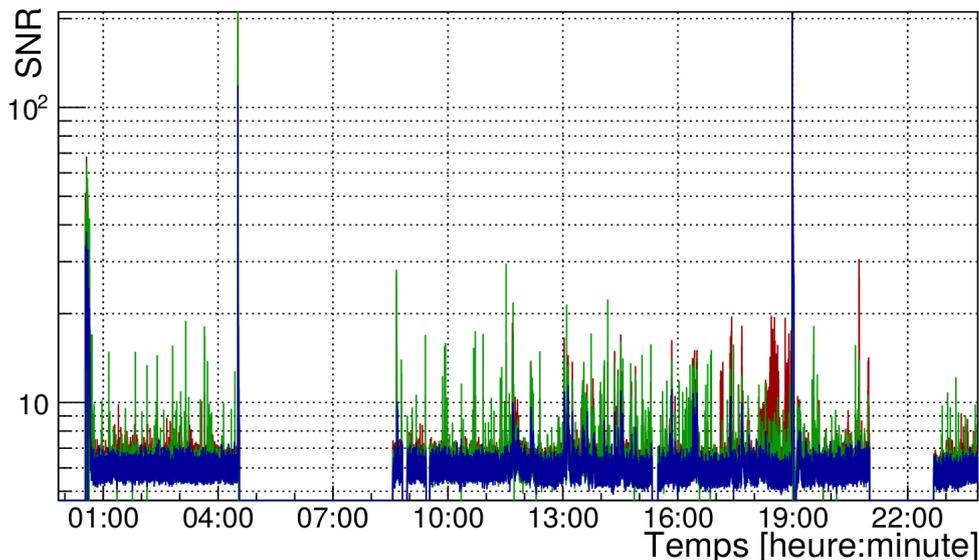


FIGURE 2.5 – Évolution temporelle du SNR maximal mesuré à 32 Hz dans L1 le 20 novembre 2019. Les courbes bleues traitent de la région 1, les courbes rouges de la région 2 et les courbes vertes de la région 3.

Avant d'arriver dans le *pipeline*, les bruits connus ou mesurés sont soustraits des données à analyser [75]. De plus, les équipes de caractérisation des détecteurs fournissent des canaux auxiliaires identifiants des périodes de données bruitées. MBTA transforme ces canaux en des indicateurs calculés à 32 Hz. Le premier, nommé CAT1, indique des périodes très bruitées qui ne doivent pas être analysées. Les données de ces périodes sont mises à 0 en utilisant le *gating* discuté en chapitre 4. Les analyses hors ligne utilisent de plus un second canal, nommé CAT2, qui indique des périodes à risques.

### 2.2.1.2 Les effets du bruit sur la recherche de signaux en ligne

Ce type de bruits transitoires peut poser plusieurs problèmes à la recherche. Premièrement, ils polluent les PSD utilisées par le filtrage adapté (cf figure 4.1). De la même façon, ils impactent le calcul du FAR (équation 2.34) en augmentant le SNR nécessaire pour qu'un événement astrophysique puisse obtenir un FAR significatif.

De plus, il apporte un risque de faux positif. Un *trigger* provenant de ces bruits peut avoir un SNR élevé dans un détecteur, et trouver fortuitement un *trigger* coïncident, avec le plus souvent un SNR relativement faible, dans un autre. Le SNR combiné peut alors être suffisamment élevé pour obtenir un FAR significatif et considérer la coïncidence comme un candidat astrophysique. Cela posait déjà un problème durant O1 et O2 car il fallait demander rapidement l'avis d'experts se trouvant partout à travers le monde, parfois au beau milieu de la nuit, mais cela pose un problème encore plus important pour O3 où il a été choisi d'envoyer des alertes automatiques et publiques. La figure 2.5 contient un candidat de MBTA, nommé G355085, ayant eu lieu aux alentours de 16h24, qui, malgré certains des outils de réjection des bruits présentés dans la suite, a réussi à atteindre un FAR suffisamment significatif pour envoyer ce type d'alerte. Celle-ci a dû être rétractée manuellement par la suite.

## 2.2.2 Les outils de réjection des bruits

Pour traiter ces bruits transitoires, MBTA utilise plusieurs outils de réjection.

### Pré-traitement des données arrivant dans le *pipeline*

Afin d'être moins sensible aux bruits les plus intenses, MBTA traite les données avant même de réaliser le filtrage adapté. Pour identifier ces bruits, des fluctuations rapides dans les PSD sont recherchées en observant les variations des *ranges*. Si cette observable passe un certain seuil, les données sont retirées de l'analyse. Cette méthode, appelé *gating*, est détaillée dans le chapitre 4.

### Les différents outils de réjection appliqués aux *triggers* d'un détecteur

**Test du  $\chi^2$  sur la répartition du SNR** Le test du  $\chi^2$  est un test statistique usuel qui a pour la première fois été proposé par Karl Pearson en 1900 [76]. Il permet d'évaluer la probabilité qu'une différence observée entre les données et un modèle soit due au hasard. En 2005, Bruce Allen propose de l'adapter aux recherches d'ondes gravitationnelles par bandes de fréquences [77]. MBTA utilise une version de ce test en comparant la répartition du SNR sur les deux bandes de fréquences utilisées par l'analyse, il sera abordé dans le chapitre 5.

**Test sur le signal de sortie du filtrage adapté : coupure "MFO"** Durant O2, une coupure sur l'intégrale de la série temporelle du SNR avait été mise en place. La figure 2.6 montre que pour des signaux astrophysiques, la série temporelle du SNR<sup>2</sup> prend la forme d'un pic étroit autour du temps  $t_{max}$ , correspondant au maximum du SNR, tandis que dans le cas d'un bruit transitoire, la distribution peut être plus large et contenir des pics secondaires [78, 79, 80]. Le principe de cette coupure était de calculer le rapport  $R$  entre l'intégrale de la partie rouge, entre  $[-50; -7.5]$  ms et  $[+7.5; +50]$  ms autour de  $t_{max}$ , et l'intégrale de la partie verte, entre  $[-7.5; +7.5]$  ms :

$$R = \frac{\int_{-50 \text{ ms}}^{-7.5 \text{ ms}} SNR^2(t)dt + \int_{+7.5 \text{ ms}}^{+50 \text{ ms}} SNR^2(t)dt}{\int_{-7.5 \text{ ms}}^{+7.5 \text{ ms}} SNR^2(t)dt} \quad (2.39)$$

La valeur de  $R$  associée à un *trigger* était alors comparée à un seuil dépendant du  $\text{SNR}_{\max}^2$  : si  $R > A/\text{SNR}_{\max}^2 + B$ , avec  $A = 65$  et  $B = 0.4$ , alors ce *trigger* était rejeté [81, 82]. Comme nous le verrons plus tard, pour O3 il a été décidé de s'affranchir au maximum des coupures nettes, le test MFO a donc été remplacé par le test de l'auto $\chi^2$ .

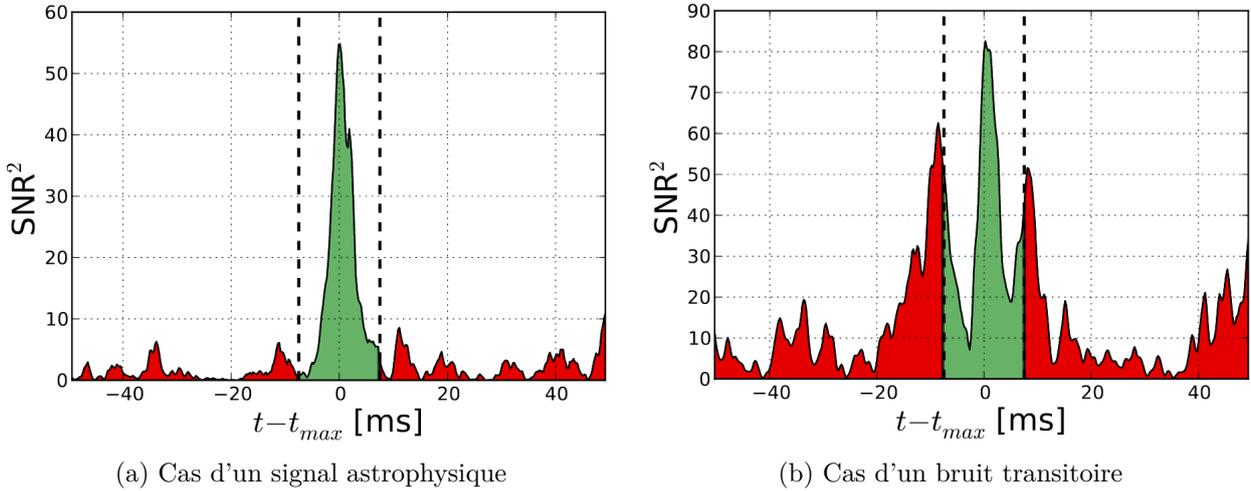


FIGURE 2.6 – Série temporelle du  $\text{SNR}^2$  en sortie du filtrage adapté. La partie centrale, en vert, de largeur 15 ms autour du  $\text{SNR}$  maximum, est délimitée par les lignes pointillées. Les parties latérales, en rouge, correspondent aux fenêtres allant de  $-50$  ms à  $-7.5$  ms et de  $+7.5$  ms à  $+50$  ms.

**Test de l'auto $\chi^2$  sur la série temporelle du  $\text{SNR}$**  Afin de remplacer la coupure MFO, un autre outil de réjection a été développé. Ce test consiste à réaliser un test du  $\chi^2$  entre la série temporelle du  $\text{SNR}$  et l'auto-corrélation du calque, il a ainsi été nommé auto $\chi^2$ . Cette observable s'inspire du  $\xi^2$  utilisé par *gstlal* [63, 80]. Contrairement au test MFO, depuis O3 l'auto $\chi^2$  est utilisé de manière plus progressive, en pondérant la statistique de classement (qui n'est donc plus le  $\text{SNR}$ ). Une section du chapitre 5 est dédiée à cet outil.

**Test du surplus de  $\text{SNR}$  sur une période donnée : extra $\text{SNR}$**  Durant O1, certains bruits très intenses pouvaient produire des *triggers* avec des  $\text{SNR}$  largement au dessus du seuil pendant plusieurs secondes, tandis que des signaux astrophysiques ont tendance à produire un unique pic de  $\text{SNR}$ . Sachant ceci, un véto a été conçu afin de discriminer ce type de bruit.

L'idée derrière l'extra $\text{SNR}$  était de découper en bins de 50 ms la série temporelle du  $\text{SNR}$  maximum sur toute la banque de calques d'une région, puis de repérer les cinq pics les plus intenses sur une période glissante de 3 secondes, et de déclencher un véto si le cinquième pic avait un  $\text{SNR}$  supérieur à  $\sqrt{A^2 + B \cdot \text{SNR}_{\text{bin}_0}^2}$ , avec  $A = 6.4$ ,  $B = 0.25$  et  $\text{SNR}_{\text{bin}_0}$  le  $\text{SNR}$  du pic principal. Les données étaient alors retirées de l'analyse, jusqu'à que le cinquième  $\text{SNR}$  maximal redescende en-dessous d'un certain seuil, fixé à 6.3.

Par exemple, dans le cas du bruit au temps 0 de la figure 2.7, le pic noté "bin 0" a un  $\text{SNR}$  de 16.1 et le pic noté "bin 4" a un  $\text{SNR}$  de 11.6. Le  $\text{SNR}$  maximal autorisé pour ce dernier pic par l'extra $\text{SNR}$  étant de 10.3, ces données auraient donc été rejetées. Ce véto a posé certains soucis durant O2 (cf chapitre 3), il a donc été décidé de s'en affranchir. Il a été remplacé par un *gating* plus efficace (cf chapitre 4) et d'autres outils, comme l'ExcessRate.

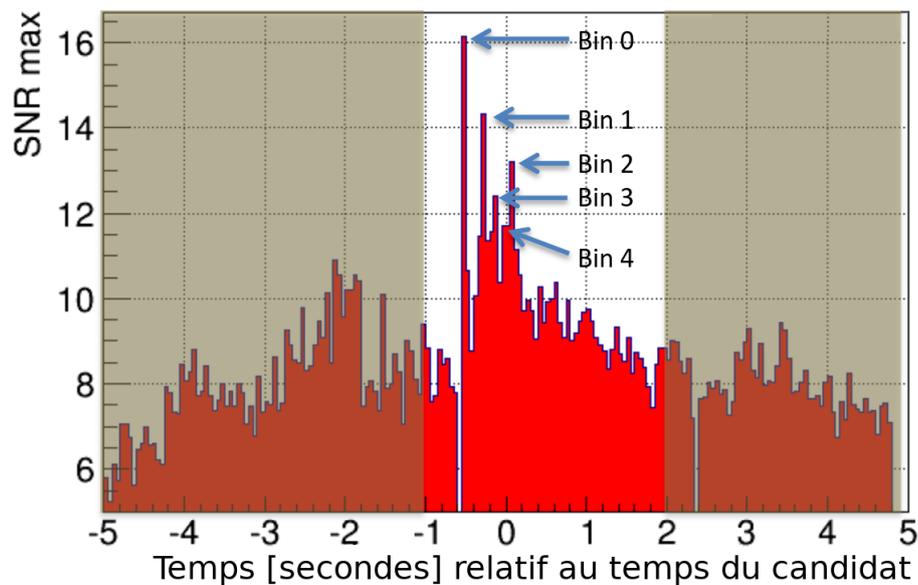


FIGURE 2.7 – SNR maximal sur tous les triggers d’une région, en fonction du temps aux alentours d’un bruit. Les cinq SNR les plus élevés sont repérés par des flèches. La zone non grisée est celle utilisé par l’extraSNR.

**Comparaison des SNR maximaux avant et après coupures : dSNR** Les différents outils utilisés pendant O2 ont permis d’identifier certains *triggers* provenant de bruits. Afin d’utiliser ces informations pour identifier les périodes à risques, un nouveau véto a été développé durant O2.

Pour appliquer ce véto, chaque seconde, le SNR maximal parmi tous les *triggers* d’une région, après l’application des coupures précédentes (comme le test du  $\chi^2$ , une coupure sur l’auto $\chi^2$  ou encore l’extraSNR), est soustrait au SNR maximal avant leur application, une quantité nommée dSNR étant créée. Pour des événements astrophysiques, la valeur de dSNR est attendue proche de 0, alors que pour des bruits, il est fort probable que le *trigger* correspondant au SNR maximal soit impacté par les coupures, dSNR aura alors une valeur non nulle.

À partir du mois de mars 2017, un véto a été mis en ligne, supprimant des périodes d’une seconde ayant un dSNR supérieur à 0.1 et un SNR maximal supérieur à 7.5. Ce véto était appliqué indépendamment dans chaque région. Pour O3, ce véto a été abandonné, mais il a inspiré la création de l’outil suivant.

**Test de la qualité des données sur une période donnée : ExcessRate** Dans les premiers mois de O3, certaines coïncidences provenant de bruits ont atteint un FAR suffisant pour soumettre une alerte. Ces candidats ont eu lieu à des moments bruyants, pendant lesquels les outils tels que le test du  $\chi^2$  ou de l’auto $\chi^2$  ont réduit fortement le nombre de *triggers*, mais pas assez pour empêcher une coïncidence fortuite.

Afin de réduire le risque inhérent à de pareils cas, une nouvelle observable a été définie : l’ExcessRate. Cette observable quantifie la différence entre le nombre de *triggers* avant et après application des différents outils de réjections des bruits. De la même façon que l’auto $\chi^2$ , elle vient pondérer la statistique de classement. Là encore, le chapitre 5 contient une section dédiée à cet outil spécifique à O3.

## Les outils de gestion des coïncidences

**Test de cohérence des paramètres** Afin de rendre moins significatives les coïncidences provenant de bruits, et de réduire le FAR de celles provenant d'événements astrophysiques, une nouvelle statistique de classement combinée est calculée. Cette statistique de classement se calcule à partir des statistiques de classement individuelles et des informations issues de la détection, telles que les rapports des distances effectives ou les différences de temps d'arrivée et de phases. Cet outil, développé pour O3, s'inspire d'une fonctionnalité utilisée par PyCBC [83], il sera étudié plus en détail dans le chapitre 6.

**Pondération du FAR lorsqu'un détecteur ne déclenche pas de détection** Depuis la fin de O2, le réseau d'interféromètres participant à la détection d'ondes gravitationnelles compte trois instruments, et dans le futur KAGRA et LIGO INDIA devraient les rejoindre.

Un signal astrophysique donné n'aura pas la même probabilité d'être détecté par chaque type de coïncidence. En général, les doubles HV sont bien plus rares que les doubles HL. Pour prendre cela en compte, durant le dernier mois de O2, un facteur de pondération était appliqué sur le FAR des coïncidences impliquant Virgo, lorsque les trois détecteurs étaient en prise de données. Ce poids était calculé comme le rapport entre le *range* moyen de H1 et L1 et le *range* de V1, puis élevé au cube. Par exemple, avec un *range* moyen entre H1 et L1 de 70 Mpc et de 20 Mpc dans V1, le poids était de  $(70/20)^3 = 43$ .

Pour O3, il a été décidé d'affiner la méthode en appliquant un poids pour chaque type de coïncidences obtenu via une étude Monte Carlo présentée dans le chapitre 6.

### 2.2.3 Tester les modifications apportées au *pipeline*

Afin de tester les différentes modifications apportées au *pipeline* et de quantifier leur apport, plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Nous allons ici aborder l'utilisation de jeux de données de test.

L'idée principale est d'analyser les mêmes jeux de données en activant ou désactivant le ou les outils que nous souhaitons tester. Pour définir ces jeux de données, il convient de cibler les effets à mettre en lumière, tout en restant le plus exhaustif possible. Certains outils ne doivent pas avoir d'effets sur du bruit gaussien, ce type de bruit est donc utilisé dans la construction de ces outils pour en fixer les paramètres. Nous pouvons aussi ré-analyser des événements pour s'assurer que ceux-ci ne soient au mieux pas impactés par ces outils, ou même que leur FAR s'améliore. Inversement, la même analyse peut être faite sur des bruits ayant posé des problèmes pendant à l'analyse en ligne, afin de vérifier s'ils disparaissent après l'application des outils en question. Enfin, des études plus étendues peuvent être réalisées en sélectionnant une certaine durée (typiquement 24 heures) de données typiques de la période d'observation pendant laquelle les outils doivent être appliqués, et en réalisant une étude Monte-Carlo avec des injections, signaux astrophysiques simulés, pour en tirer des valeurs quantitatives des effets des outils de réjection des bruits.

La plupart des outils présentés dans ce manuscrit ont été développés entre O2 et O3, c'est pourquoi ils ont originellement été testés sur des données de O2 (cf chapitre 3). Cependant, ils ont été développés pour être appliqués durant O3. Dans ce manuscrit, nous allons donc prouver leur efficacité sur des jeux de données construits a posteriori avec des données de O3.

### 2.2.3.1 Données typiques de O3

Afin de quantifier l'effet des outils de réjection des bruits présentés dans la suite, 24 heures typiques de O3 ont été choisies pour constituer un jeu de données. Il a fallu trouver 24 heures assez bruitées, et qui contiennent des données des trois détecteurs avec un maximum de temps en coïncidence.

C'est la journée du 13 décembre 2019 qui a été choisie. La figure 2.8 montre que ce jour-là les *ranges* des différents détecteurs sont stables. Le tableau 2.4 donne les temps, en pourcentage des 24 heures choisies, pendant lesquels un ou plusieurs détecteurs étaient actifs.

	Détecteur(s) prenant des données						
	H1	L1	V1	HL	LV	HV	HLV
Cycle utile [%]	93	100	81	93	81	79	79

TABLE 2.4 – Cycle utile des détecteurs le 13 décembre 2019.

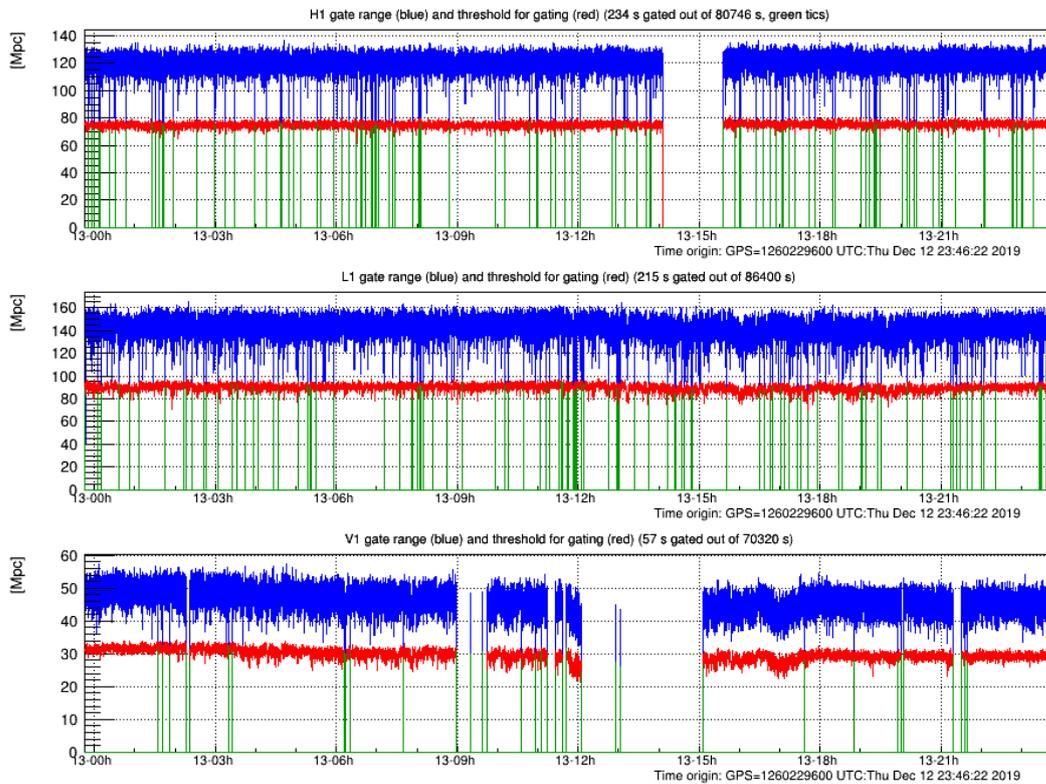


FIGURE 2.8 – Évolution du *range* et *gating* sur le jeu de données typique de O3. L'axe des abscisses correspond au temps et l'axe des ordonnées au *range* calculé par le *gating* (cf chapitre 4). La courbe bleue correspond au *range*, la courbe rouge au seuil du *gating* et la courbe verte repère les moments où le *gating* est déclenché.

### 2.2.3.2 Injections pour étude Monte-Carlo

Afin de tester l'effet des différents outils sur des événements astrophysiques, nous pouvons réaliser une étude Monte-Carlo sur un nombre conséquent d'injections.

Ces injections doivent être générées pour couvrir tout l'espace des paramètres exploré par MBTA et doivent explorer des distances réalistes. Afin d'avoir assez de statistique, 864

injections de chaque types (BNS, NSBH et BBH) ont été générées, soit un total de 2592 injections. Les figures 2.9 et 2.10 montrent respectivement l'espace des masses et le nombre d'injections attendues en fonction du seuil de SNR utilisé. Dans la légende de cette dernière figure, une estimation du nombre d'injections détectables est donnée en se basant sur le seuil de la région qui recherche le type de source considéré. Le tableau 2.5 récapitule les paramètres utilisés pour générer ces injections. Les injections sont simulées sans précession, c'est-à-dire avec des spins alignés (ou anti-alignés). Afin d'éviter des possibles effets de bords, les fréquences minimales sont choisies légèrement inférieures à celles utilisées par l'analyse (cf tableau 2.2).

Type		Masse 1 [ $M_{\odot}$ ]		Masse 2 [ $M_{\odot}$ ]		Masse totale [ $M_{\odot}$ ]		Distance [Mpc]	
		Min	Max	Min	Max	Min	Max	Min	Max
BNS	864 injections	1	2	1	2	2	4	10	300
NSBH	864 injections	2	99	1	2	3	100	10	600
BBH	564 injections	2	99	2	99	4	100	10	4000
	300 injections	2	195	2	195	100	195		

Type	Spin 1		Spin 2		Fréquence [Hz]		Générateur
	Min	Max	Min	Max	Min	Max	
BNS	0	0.05	0	0.05	24	4096	SpinTaylorT4threePointFivePN
NSBH	0	0.997	0	0.05	22	4096	SEOBNRv4pseudoFourPN
BBH	0	0.997	0	0.997	20	4096	SEOBNRv4pseudoFourPN

TABLE 2.5 – Paramètres utilisés dans la génération des injections. Par convention, l'objet 1 correspond à celui qui a la masse la plus élevée et l'objet 2 à celui qui a la masse la plus faible. Les spins sont définis alignés. Les injections BNS ne simulent que la partie *inspiral* du signal, alors que les injections NSBH et BBH incluent aussi les parties *merger* et *ringdown* [58].

### 2.2.3.3 Méthode d'analyse des injections

Les injections alors générées sont superposées à de vraies données récoltées par les interféromètres qui sont représentatives du bruit de fond. Dans la suite, c'est les 24h du jeu de données typiques de O3 présenté plus tôt qui seront utilisées comme bruit de fond. Avec 2592 injections, cela représente 864 injections par set, soit trois ensembles de 288 injections de chaque type. Les sets seront analysés indépendamment les uns des autres sur le même bruit de fond, les injections étant espacées de 100 secondes et leur type alterné entre BNS, NSBH et BBH (avec 300 secondes entre deux injections d'un même type).

Afin de ne pas polluer le bruit de fond utilisé dans le calcul du FAR, ce jeu de données sera analysé plusieurs fois : une fois sans injections pour récupérer les *triggers* issus des bruits et construire les distributions servant à calculer le FAR, puis trois fois avec les différents sets d'injections pour déterminer si elles sont détectées et estimer leur FAR. Les PSD utilisées dans le calcul du SNR des analyses avec injections utiliseront des données sans injections.

Connaissant le cycle utile des détecteurs (cf tableau 2.4), 20% des injections ne seront pas accessibles à une analyse uniquement en coïncidence. Le nombre effectif d'injections utilisées dans ces analyses sera donc d'environ 2100.

En réalisant l'analyse de cette manière, une façon simple de savoir si une injection a été détectée ou non, quel que soit son SNR ou son FAR, est de comparer les résultats obtenus avec injections des résultats obtenus sans injections.

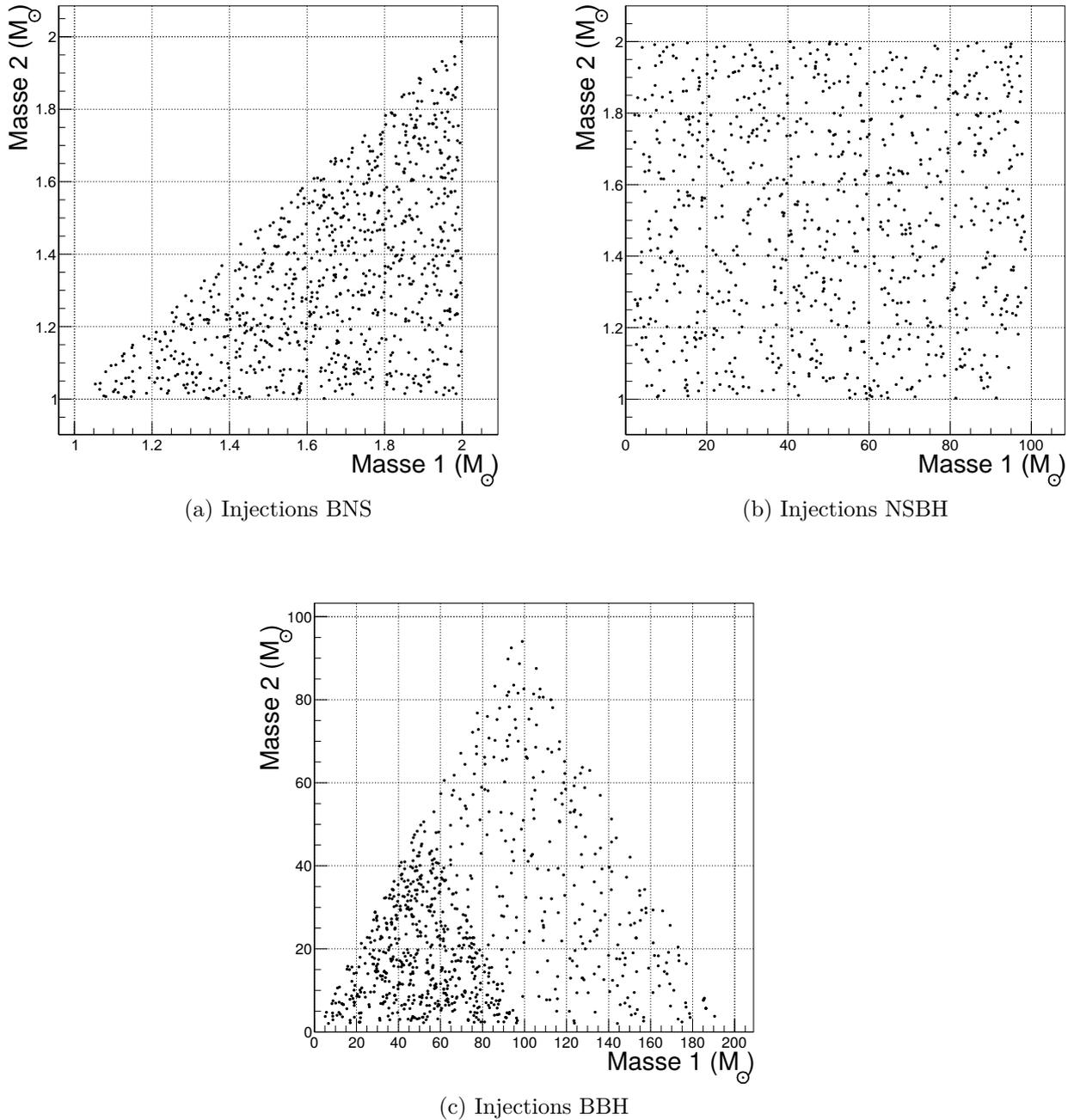
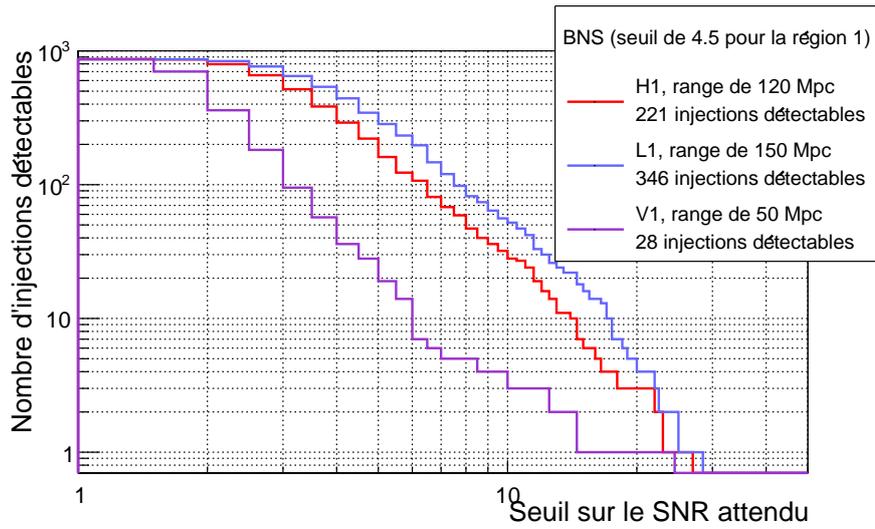


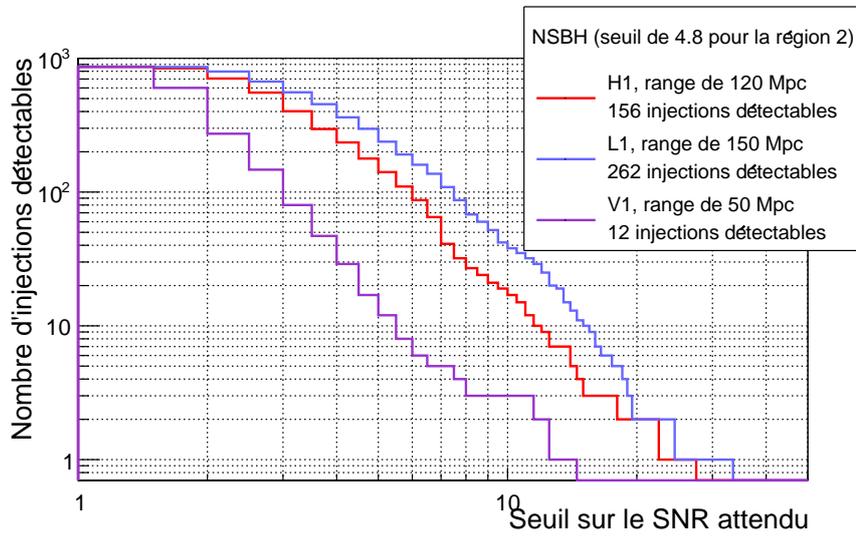
FIGURE 2.9 – Masses individuelles des injections utilisées pour l'étude Monte-Carlo. Par convention, l'objet 1 est le plus massif.

Ainsi, dans la suite, une injection sera considérée comme détectée si elle produit une coïncidence, dans une fenêtre de 100 ms autour du temps de l'injection, apparaissant dans l'analyse avec injections, sans qu'aucune coïncidence ne soit retrouvée dans la même fenêtre de temps, avec une statistique de classement supérieure ou égale et le même calque dans l'analyse sans injections.

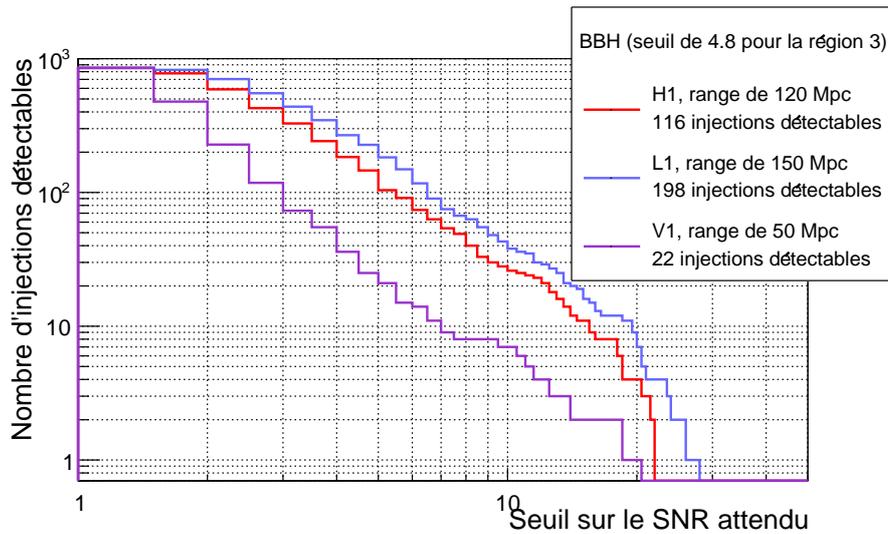
Dans ce manuscrit, nous traiterons un à un les outils développés pour O3 et nous quantifierons principalement leur effet sur ce jeu de données.



(a) Injections BNS



(b) Injections NSBH



(c) Injections BBH

FIGURE 2.10 – Nombre d'injections considérées comme détectables, en fonction du seuil de SNR considéré. Les SNR ont été calculés à partir de courbes de sensibilité de O3. Les courbes rouges concernent la détection des injections dans H1, les bleues dans L1 et les violettes dans V1.

### 2.2.4 Architecture globale du *pipeline*

La figure 2.11 résume grossièrement l'architecture du *pipeline* MBTAOnline.

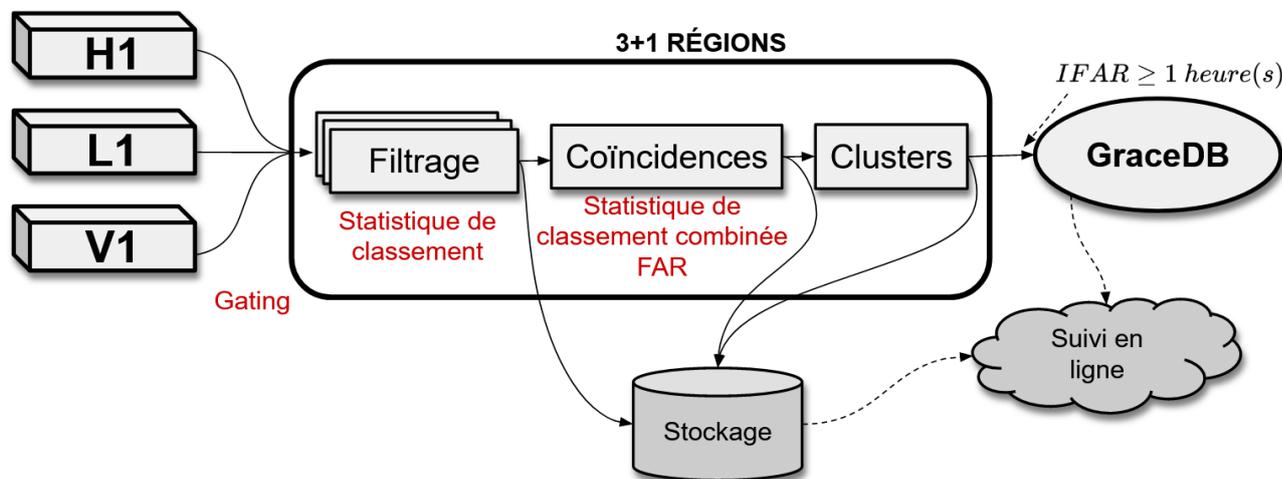


FIGURE 2.11 – Schéma block résumant l'architecture du *pipeline* MBTA

## 2.3 L'envoi d'alerte

Dès qu'un candidat assez significatif est détecté par un des *pipelines* en ligne, une entrée associée est créée dans la base de données GraceDB [84].

Certains événements transitoires peuvent émettre des ondes électromagnétiques ou des neutrinos. Des détections conjointes, telles que GW170817, permettent une meilleure compréhension du système, pouvant mener à de nombreux résultats scientifiques. Afin de maximiser la probabilité de détection multi-messager des sources observées par ondes gravitationnelles, la collaboration LVK émet des alertes peu de temps après chaque détection.

### 2.3.1 L'intérêt de rendre publique les alertes

Durant O1 et O2, ces alertes n'étaient envoyées qu'aux observatoires partenaires, incluant à la fin de O2 jusqu'à 95 groupes de recherche. Ces groupes avaient les capacités de rechercher des contreparties électromagnétiques de la bande radio à la bande gamma, ainsi que des contreparties neutrinos [45, 46]. Pour O3, il a été décidé de rendre ces alertes publiques et de les envoyer automatiquement, en conservant néanmoins des étapes de vérifications humaines.

#### 2.3.1.1 L'astronomie multi-messagers

Les émissions électromagnétiques accompagnant les événements CBC ou *bursts* pouvant être de très courtes durées, les télescopes optiques doivent réagir très vite en cas de détection d'ondes gravitationnelles.

Afin de bien comprendre comment les choses se déroulent lors d'un tel événement, prenons l'exemple de GW170817, la seule observation multi-messagers qui a été détectée par la collaboration LVC<sup>1</sup> (*LIGO Virgo Collaboration*).

1. La collaboration LVC a été rejointe par KAGRA le 4 octobre 2019, devant ainsi la collaboration LVK.

La figure 1.14 illustre les différentes observations de cet événement. L'onde gravitationnelle est arrivée sur Terre en premier, plusieurs dizaines de secondes avant la fin de la coalescence. En raison de certaines circonstances particulières qui seront discutées dans les chapitres suivants, il a fallu un certain temps pour repérer la signature de cette onde dans les interféromètres. En parallèle, les observatoires Fermi [85] et INTERGAL [86] ont détecté un sursaut gamma court moins de deux secondes après la fin du signal d'ondes gravitationnelles, et ont envoyé leur propre alerte en une cinquantaine de secondes.

Grâce à l'arrivée de Virgo dans le réseau de détecteurs, la source a pu être positionnée très précisément dans le ciel, permettant aux autres observatoires partenaires de pointer rapidement leurs télescopes vers cette zone du ciel. Des détections de cet événement ont été faites dans toutes les longueurs d'ondes observées : dans le visible une dizaine d'heures après la première détection, dans les infrarouges environ une heure plus tard, puis en ultraviolet encore cinq heures plus tard, pour finir par de brèves observations en rayon X plus de dix jours après la détection, et un suivi plus long dans le domaine radio, entre 15 et 150 jours après l'arrivée de l'onde gravitationnelle [46, 52].

### 2.3.1.2 L'envoi d'alertes publiques et automatiques

Depuis O3, lorsqu'un candidat passe un certain seuil de FAR, une procédure automatique d'alerte est activée.

Le seuil de FAR utilisé durant O3 était de  $1/(2 \text{ mois})$  pour les recherches de CBC, et de  $1/(1 \text{ an})$  pour les *bursts*. Afin de traiter toutes les recherches indépendantes, des facteurs de correction doivent être appliqués à ces seuils. Ainsi, par *pipeline*, le seuil des CBC était de  $1/(10 \text{ mois}) \approx 4 \times 10^{-8} \text{ Hz}$  et celui des *bursts* était de  $1/(4 \text{ ans}) \approx 8 \times 10^{-9} \text{ Hz}$ .

Une fois ce seuil passé, une alerte préliminaire était automatiquement envoyée en quelques minutes. Ensuite, une équipe de réponse rapide, ou RRT (*Rapid Response Team*), devait se réunir dans le but de décider de rétracter ou non l'alerte. Cette équipe, composée d'experts des détecteurs et des *pipelines*, pouvait alors envoyer une alerte dite initiale pour confirmer la détection, ou une rétractation. Dans les jours suivants, une fois les premières analyses d'estimations de paramètres terminées, une mise à jour de l'alerte était envoyée pour préciser un peu plus le type de source détectée. Cette estimation a posteriori des paramètres de la source se fait à partir d'analyses bayésiennes, cette méthode est généralement notée "PE" (*Parameter Estimation*) [87].

Toutes ces alertes prennent la forme de notices GCN (*Gamma-ray Coordinates Network*), un format typique de l'astronomie électromagnétique. La figure 2.12 montre les différentes étapes de la procédure d'envoi d'alertes utilisée durant O3 sur un axe temporel.

## 2.3.2 Les informations publiques

Pour assurer la propriété intellectuelle des résultats de la collaboration, et ainsi permettre de préparer les futures publications, toutes les informations ne sont pas directement rendues publiques. Seules les informations nécessaires aux recherches multi-messagers sont incluses dans les GCN. Voici la liste de ces informations :

- Un code identifiant le candidat et permettant de le rechercher dans la base de données GraceDB [84] ;
- Le temps GPS (*Global Positioning System*) auquel le signal fut détecté ;
- Les *pipelines* ayant participé à la détection ;
- Le FAR du candidat en hertz ;

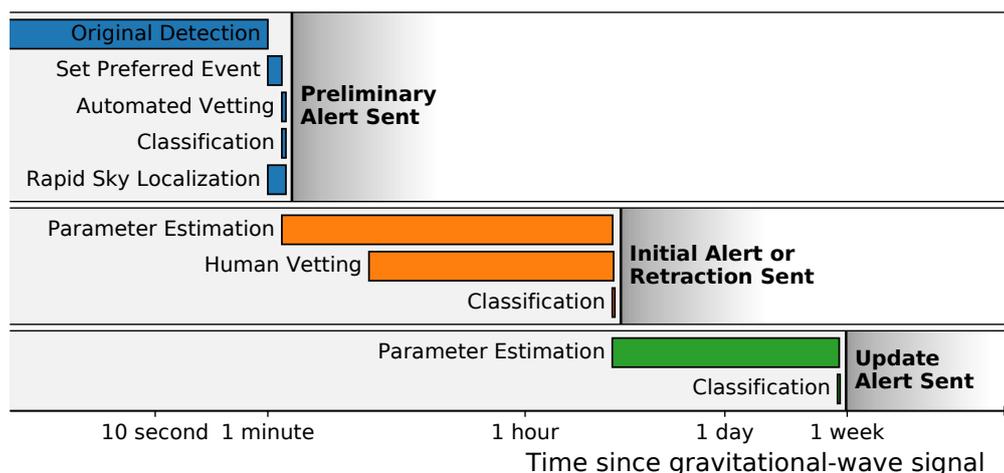


FIGURE 2.12 – Étapes de la procédure d’envoi d’alertes de O3. L’axe en abscisse représente le temps après la détection, en secondes, puis en minutes, puis en heures, puis en jours, et enfin en semaines. La couleur bleue traite de l’alerte préliminaire, l’orange de l’alerte initiale ou de la rétractation, et la verte de la mise à jour. Crédits : Abbott et al. [46]

- La localisation du candidat, pour des CBC elle prend la forme d’une carte du ciel en deux dimensions et d’une estimation de la distance de luminosité ;
- Pour les candidats *bursts*, la fréquence centrale en hertz et la durée en seconde ;
- Pour les candidats CBC, différentes probabilités indiquant si le signal est d’origine astrophysique, et si oui de quel type de source, si l’un des deux corps a pu être une étoile à neutrons, ou encore si de la matière baryonique a pu être éjectée lors de la collision et ainsi produire une contrepartie électromagnétique ou neutrino.

Les autres informations (les masses, les spins...) sont conservées plusieurs mois par la collaboration, le temps de publier les articles associés<sup>2</sup>.

### 2.3.2.1 Le "*superevent*"

Il arrive très régulièrement qu’un même événement produise un ou plusieurs candidats dans un ou plusieurs *pipelines*. Afin de ne pas envoyer un trop grand nombre d’alertes, il convient d’agrèger tous ces candidats, quels que soient leurs paramètres, en un seul. On nomme cet agrégat le "*superevent*", il est construit à partir d’un seul candidat, et hérite de ses paramètres (FAR, SNR, masses...). Les informations publiques discutées plus haut sont définies uniquement à partir de ce candidat, les autres n’étant accessibles qu’aux membres de la collaboration.

Les règles qui définissent quel candidat est choisi pour devenir le *superevent* ont légèrement évolué au cours de O3, voici celles utilisées à la fin de cette période :

- Seuls les candidats qui passent les seuils de FAR définis précédemment sont considérés ( $\sim 4 \times 10^{-8}$  Hz pour les CBC et  $\sim 9 \times 10^{-9}$  Hz pour les *bursts*) ;
- Parmi les candidats restants, les CBC sont toujours privilégiés par rapport aux *bursts* ;
- Finalement, le candidat ayant le SNR combiné le plus élevé est choisi ;

2. Les données des détecteurs sont par ailleurs découpées en périodes de six mois, rendues publiques un an et demi après leur fin.

- La RRT peut, si elle le juge nécessaire, choisir un autre candidat pour devenir le *superevent*.

### 2.3.2.2 Les cartes du ciel

Afin de permettre la recherche de contreparties, une carte du ciel repérant la source est attachée à chaque *superevent*.

Ces cartes sont construites à l'aide de l'algorithme BAYESTAR, qui utilise les informations produites par les *pipelines*, comme les séries temporelles des SNR, les temps d'arrivée et les phases mesurées. BAYESTAR utilise un modèle bayésien pour rechercher les positions angulaires et les distances qui maximisent la vraisemblance en fonction des observations et des spécificités des détecteurs considérés. La matrice d'information de Fisher donne alors les incertitudes sur la position maximisant cette vraisemblance [88].

La figure 2.13 illustre ces cartes du ciel en prenant l'exemple de S200225q, un candidat BBH de O3. Ces cartes du ciel sont par la suite mises à jour avec les résultats de PE.

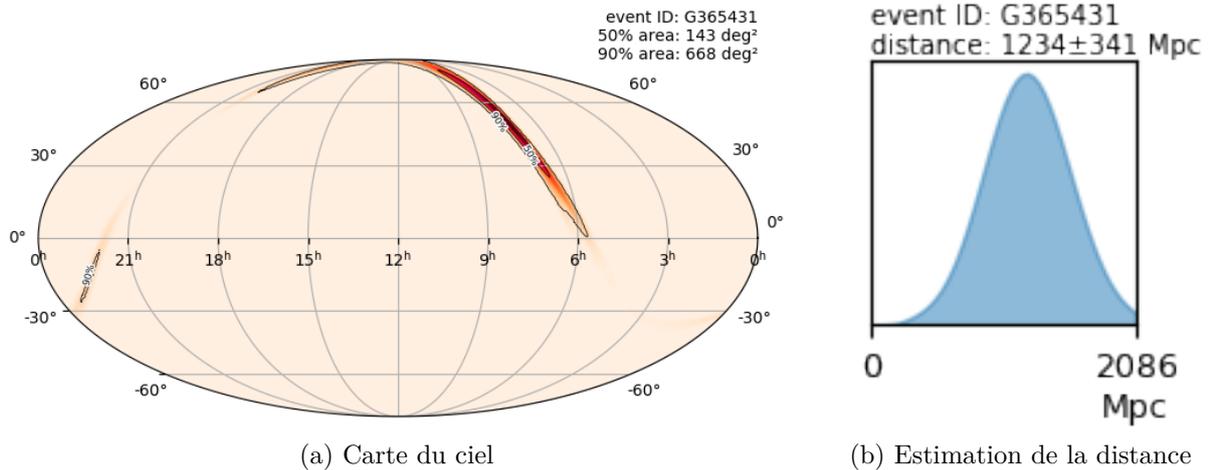


FIGURE 2.13 – Position de S200225q, estimée en ligne par BAYESTAR. Source : GraceDB [84]

### 2.3.2.3 La probabilité que la source soit d'origine astrophysique

Avec les améliorations des détecteurs d'ondes gravitationnelles, le nombre de sources détectées augmente. Les télescopes ne peuvent pas toujours passer du temps à rechercher des contreparties, ils doivent parfois sélectionner les sources les plus intéressantes à suivre.

Les paramètres intrinsèques de la source, masses et spins, ne sont pas rendus publics, les astronomes ne peuvent donc pas se baser là-dessus pour faire leur sélection. Afin de les aider à sélectionner les sources les plus intéressantes, celles qui ont une chance de mettre en jeu de la matière baryonique et donc d'émettre de la lumière ou des neutrinos, la collaboration LVK fournit avec chaque alerte une estimation, sous forme de jeux de probabilités, des composants de la source.

Nous pouvons distinguer deux types de probabilités. Le premier, nommé  $P_{Astro}$ , cherche à estimer si le signal est d'origine terrestre ou astrophysique, et de quel type de source il pourrait provenir. Ces probabilités sont calculées à partir d'un modèle bayésien qui compare

le taux attendu d'événements d'une source donnée à son taux de fausse alarme, en supposant que l'apparition de candidats au dessus d'un seuil de statistique de classement donné suit une statistique de Poisson avec un taux approximativement connu. Ce modèle prend en compte les masses et le SNR du *superevent* mesurées par le *pipeline* associé. Les résultats de campagnes d'injections faites par *gstlal* ont été utilisés pour développer et tester l'algorithme qui calcule ces probabilités [89].

Les probabilités  $P_{Astro}$  sont calculées pour chaque *superevent*. Les taux étant mal connus et les paramètres mal estimés par le pipeline en ligne, les valeurs de  $P_{Astro}$  restent approximatives et indicatives. Elles prennent la forme de cinq valeurs, dont la somme vaut 100% :

- $P_{terrestrial}$ , la probabilité que le signal soit d'origine terrestre, et non astrophysique ;
- $P_{BNS}$ , la probabilité que le système soit un BNS ;
- $P_{NSBH}$ , la probabilité que le système soit un NSBH ;
- $P_{MassGap}$ , la probabilité que le système ait une composante dans le "Mass Gap" ;
- $P_{BBH}$ , la probabilité que le système soit un BBH.

Chacune de ces sources est définie suivant l'espace des paramètres visibles en figure 2.14. Cette figure inclut une zone de l'espace des masses qui sépare les étoiles à neutrons des trous noirs, le *MassGap*. Celle-ci, qui s'étend de  $3 M_{\odot}$  à  $5 M_{\odot}$ , contient tous les objets ayant une masse supérieure aux étoiles à neutrons connues, mais inférieure au trous noirs. Bien qu'il soit difficile de statuer sur la nature de objets dans ce *MassGap*, ceux-ci peuvent tout-à-fait être des étoiles à neutrons lourdes, ou des trous noirs légers.

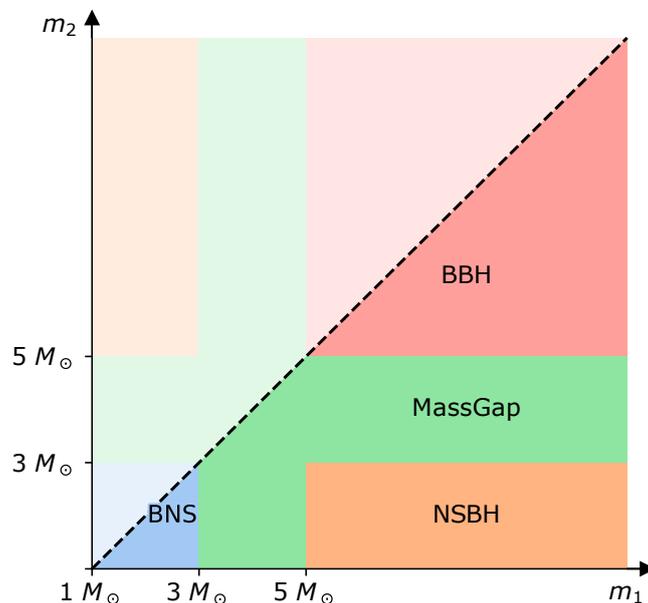


FIGURE 2.14 – Espace des masses utilisé dans la nomenclature  $P_{Astro}$ . Par définition,  $m_2 \leq m_1$ . Crédits : Abbott et al. [46]

Le second jeu de probabilités indique la présence de matière, sous la forme d'une étoile à neutrons, dans le système, et quantifie les chances que la coalescence ait produit une contrepartie. Ces probabilités sont calculées à partir des paramètres intrinsèques de la source et de modèles astrophysiques [90, 91, 92].

### 2.3.3 La chaîne d'envoi d'alerte automatique et publique

La figure 2.15 résume la chaîne d'envoi d'alerte.

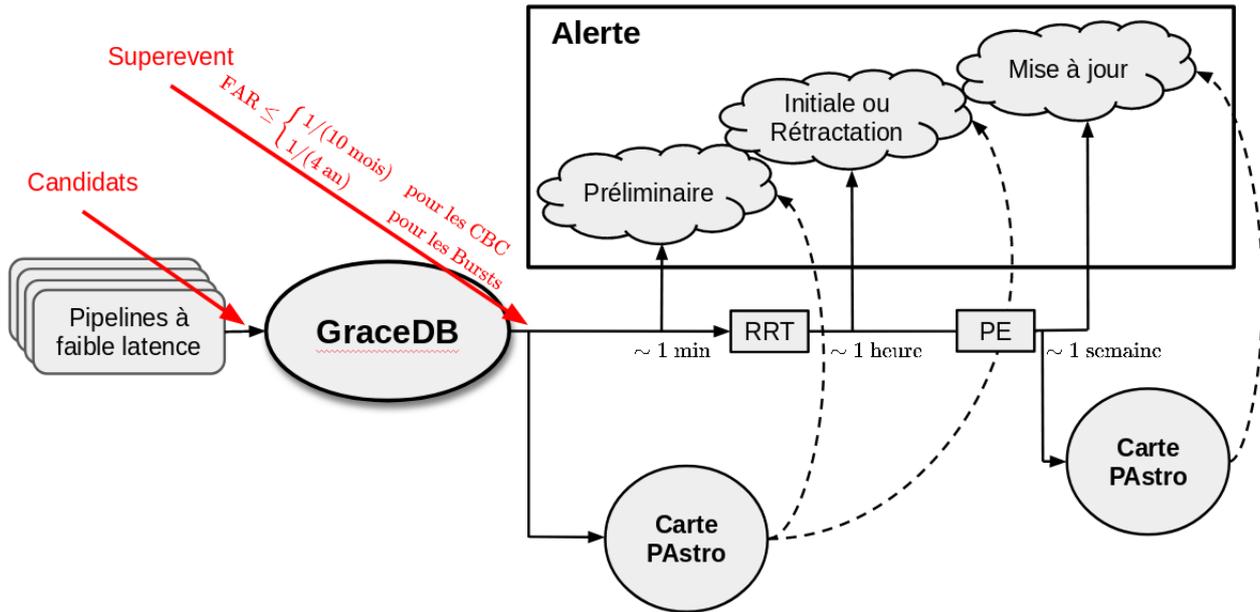


FIGURE 2.15 – Schéma de la chaîne d'envoi d'alerte. Le symbole "RRT" signifie une intervention humaine faite par l'équipe de réponse rapide, et le symbole "PE" correspond à l'étape d'estimation des paramètres.

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons pu détailler le fonctionnement de l'analyse MBTA, qui utilise le principe du filtrage adapté. Nous avons ensuite abordé les problématiques posées par un bruit de fond non-gaussien et non-stationnaire, puis introduit quelques outils permettant à l'analyse de le gérer. Enfin, nous avons fini en expliquant comment fonctionne la chaîne d'envoi d'alerte automatique et publique mise en place pour O3.

Maintenant que nous avons vu comment MBTA fonctionne, discutons un peu plus de son comportement et de ses résultats obtenus durant O2, la période d'observation qui a précédé les travaux présentés dans la suite de ce manuscrit.

# Chapitre 3

## La période d'observation "O2"

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Analyse des résultats obtenus par MBTA durant la période d'observation O2 . . . . .</b>	<b>70</b>
3.1.1	Les événements astrophysiques . . . . .	70
3.1.2	Les bruits transitoires . . . . .	71
<b>3.2</b>	<b>Analyse technique du <i>pipeline</i> utilisé pendant O2 . . . . .</b>	<b>73</b>
3.2.1	Les pertes de cycle utile . . . . .	73
3.2.2	Le manque d'espace disque . . . . .	73
3.2.3	Origines des pertes de cycle utile . . . . .	74
3.2.4	La latence du <i>pipeline</i> . . . . .	77
<b>3.3</b>	<b>Vers une nouvelle version du <i>pipeline</i> pour O3 . . . . .</b>	<b>79</b>
3.3.1	Correction des problèmes logiciels . . . . .	80
3.3.2	Remplacement de certaines coupures nettes par des outils plus progressifs . . . . .	80
3.3.3	Recherche dans plusieurs détecteurs ayant des sensibilités hétérogènes	80
3.3.4	Développer et tester la nouvelle version avec des données de O2 . .	81
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>82</b>

---

**L**A recherche MBTA participe aux analyses des données LIGO/Virgo depuis les premières prises de données. Le travail qui a mené à ce manuscrit a commencé à la fin de la période d'observation O2, et s'inscrit dans la continuité de l'analyse MBTAOnline. Ce chapitre documente l'état et les performances de MBTA durant la période O2, motivant le travail qui été mené pour O3.

Cette période a duré du mois de décembre 2016 au mois d'août 2017. Elle fut marquée par la détection de huit nouveaux événements astrophysiques et par l'arrivée de l'interféromètre Virgo au mois d'août 2017 [49].

Durant cette période, MBTA participait à la recherche à faible latence de candidats CBC, aux cotés des *pipelines* gstlal, PyCBC et cWB. Le but était de détecter rapidement ces candidats, afin d'envoyer des alertes aux observatoires partenaires et de rechercher des possibles contreparties électromagnétiques et neutrinos.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord examiner les contributions scientifiques apportées par MBTA aux résultats de O2. Dans un second temps nous listerons les différents problèmes techniques qui sont apparus durant cette période d'observation. Puis, nous intro-

duirons les nouveaux défis à relever pour O3.

### 3.1 Analyse des résultats obtenus par MBTA durant la période d'observation O2

Durant O2, MBTAOnline a pu participer à certaines détections en ligne. Il a soumis à GraceDB plusieurs coïncidences significatives provenant d'événements astrophysiques, mais aussi de bruits intenses.

#### 3.1.1 Les événements astrophysiques

Sur les huit événements astrophysiques détectés par la collaboration LVC dans les données de O2, seuls six ont donné lieu à une alerte. Les deux autres, GW170729 et GW170818, n'étaient pas assez significatifs pour déclencher la procédure d'alerte, mais ont tout de même été confirmés par des analyses hors ligne [49]. Voyons quel a été l'impact de MBTA sur ces six détections.

##### 3.1.1.1 Les événements détectés par MBTA

Parmi ces six événements, MBTA en a détecté trois en ligne.

#### GW170608

Le premier est GW170608, une coalescence de deux trous noirs, de masses égales à  $12_{-2}^{+7} M_{\odot}$  et  $7.2_{-2}^{+2} M_{\odot}$ , détectée le 06 juin 2017. Cet événement n'a d'abord été détecté que dans L1 avec un SNR d'environ 9 par les trois *pipelines* recherchant des CBC alors en fonctionnement. En juin 2017, seul H1 et L1 étaient en fonctionnement, or, au moment de cet événement, H1 ne fournissait pas de données analysables car il était affecté par une procédure de test à basse fréquence. Après la détection du signal dans L1, les données de H1 ont été étudiées et il a été décidé qu'elles étaient utilisables au dessus de 30 Hz. Après analyse, celles-ci contenaient bien un candidat similaire avec un SNR de 9, une alerte a alors été envoyée un peu plus de 13 heures après la détection de l'événement dans L1. Les analyses hors ligne ont par la suite pu confirmer l'événement [93].

#### GW170809

GW170809 est un événement, détecté le 09 août 2017, et provenant de la coalescence d'une binaire de trous noirs, avec des masses de  $35_{-6}^{+8.3} M_{\odot}$  et  $23.8_{-5.1}^{+5.2} M_{\odot}$ . Cet événement a été détecté par les quatre *pipelines* d'analyse en ligne, avec de SNR de 4.8 dans H1 et 10.2 dans L1 pour *gstlal* [49]. Concernant MBTA, le faible SNR dans H1 se trouvait sous le seuil alors utilisé, fixé à 5 dans toutes les régions. MBTA n'a donc pas détecté l'événement avec les mêmes paramètres que *gstlal* et *PyCBC*, mais un *trigger* satellite de celui-ci, avec des SNR de 5.6 dans H1 et 6.1 dans L1. Le FAR de la coïncidence résultante a été estimé à une valeur peu significative de  $1.3 \times 10^{-5}$  Hz.

#### GW170823

Le dernier candidat qui a été détecté par MBTA durant O2 est GW170823. C'est là encore une binaire de trous noirs, avec des masses individuelles de  $39.6_{-6.6}^{+10} M_{\odot}$  et  $29.4_{-7.1}^{+6.4} M_{\odot}$ . Cet

événement a été détecté le 23 août 2017 de manière significative par les quatre *pipelines* avec des paramètres similaires [49].

### 3.1.1.2 Les événements non détectés par MBTA

Certains événements de O2 n'ont pas été détectés par MBTA.

#### GW170104

GW170104 est un événement détecté le 04 janvier 2017, provenant de la coalescence de deux trous noirs de masses  $31.2_{-6}^{+8.4} M_{\odot}$  et  $19.4_{-5.9}^{+5.3} M_{\odot}$ . Il a été détecté par les *pipelines* PyCBC, gstlal et cWB [94]. Il n'a pas été vu en ligne par MBTA car, à ce moment, le canal traitant de la qualité des données dans H1 n'était pas correctement interprété par le *pipeline*, ces dernières n'ont donc pas été analysées. Une recherche hors ligne a cependant montré que cet événement produisait une coïncidence avec un SNR combiné d'environ 13 et des paramètres proches de ceux détectés par les autres *pipelines*. Cependant, en raison d'un excès de bruit dans la région 3, le FAR associé n'était que de  $10^{-4}$  Hz.

#### GW170814

GW170814 est le premier événement détecté conjointement par les deux interféromètres LIGO et par Virgo, cela a eu lieu le 14 août 2017. Il provient lui aussi de la fusion de deux trous noirs de masses égales à  $30.5_{-3.0}^{+5.7} M_{\odot}$  et  $25.3_{-4.2}^{+2.8} M_{\odot}$  [95]. Cet événement a été détecté en ligne par gstlal et PyCBC, mais pas par MBTA. Cela est dû à la présence d'un bruit 6 secondes avant l'événement dans les données de L1, avec un SNR proche de 9. La figure 3.1 montre que ce bruit avait déclenché l'extraSNR (cf chapitre 2) et fut supprimé par celui-ci. Alors que ce véto aurait dû disparaître quelques secondes après le bruit, la présence de l'événement a prolongé la période coupée, la faisant englober l'événement lui-même.

#### GW170817

GW170817 est probablement l'événement le plus marquant de O2, car il s'agit de la première binaire d'étoile à neutrons observée conjointement par les astronomies gravitationnelle et électromagnétique. Cet événement a tout d'abord été repéré uniquement dans H1, et a fait séparément l'objet d'une alerte GRB par Fermi et INTEGRAL. Après investigations, un signal a aussi été trouvé dans L1, superposé à un bruit très intense qui a empêché sa détection en coïncidence. MBTA n'aurait de toute façon pas pu envoyer d'alerte pour cet événement, car il y avait au même moment un problème dans le transfert des données au *pipeline*.

## 3.1.2 Les bruits transitoires

Durant O2, MBTA a aussi soumis un certain nombre de candidats avec un FAR sous le seuil d'alerte, provenant de bruits transitoires.

#### G269580

La première, dénommée G269580, correspond à un candidat BBH provenant d'un bruit intense dans H1, avec un SNR de 43, qui avait formé une coïncidence avec un *trigger* à un SNR de 5.5 dans L1. Les données de H1 étaient alors très bruyantes et auraient dues être

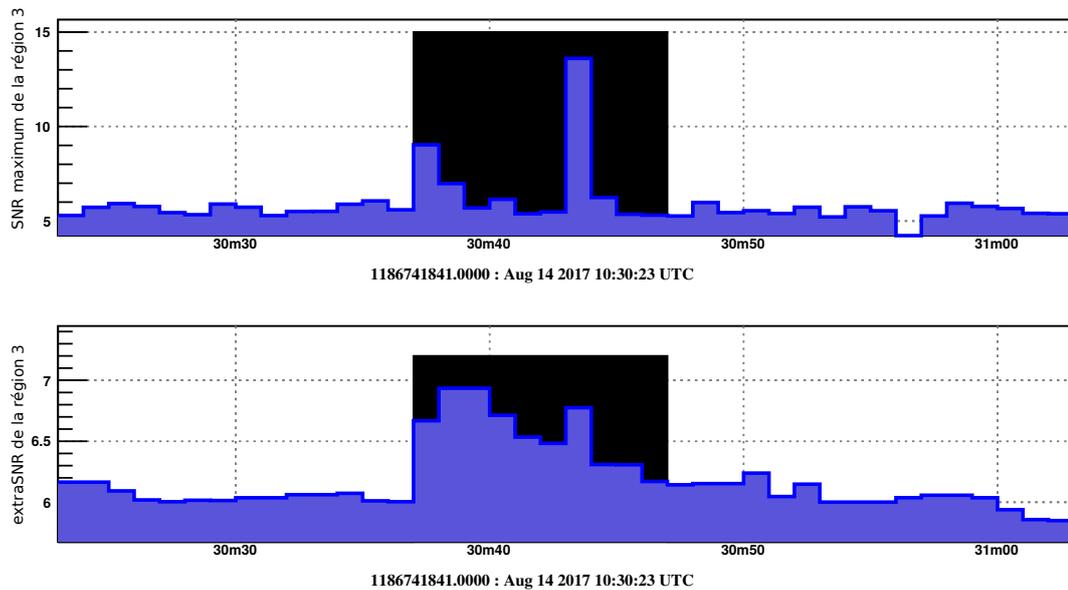


FIGURE 3.1 – Effet de l’extraSNR sur GW170814. La figure du dessus représente, en bleu, le SNR maximal de la région 3 en fonction du temps, GW170814 étant le pic au dessus de 13. La figure du dessous, en bleu aussi, représente l’observable utilisé par l’extraSNR : le cinquième SNR le plus haut sur 3 secondes glissantes. La partie noire est celle retirée par le véto.

retirées avant même d’être envoyées aux *pipelines*. Ce candidat n’a pas été validé pour être envoyé aux observatoires partenaires.

### G273272, G273538 et G289813

Les trois candidats identifiés comme G273272, G273538 et G289813 provenaient aussi de bruits transitoires dans H1. Afin d’éviter que de tels candidats se reproduisent, le seuil individuel de SNR avait été monté de 5 à 5.5 et un nouveau véto comparant le SNR maximal avant et après l’application des autres véto avait été mise en place (cf chapitre 2). Ces candidats n’ont pas été validés pour être envoyés aux observatoires partenaires.

### G275891

Le candidat nommé G275891 avait été soumis à GraceDB avec un FAR significatif. Il provenait d’un *trigger* satellite à un bruit très intense dans H1 cinq secondes plus tard, qui fut retiré par le *gating* utilisé pendant O2. Ce candidat n’a pas été validés pour être envoyé aux observatoires partenaires.

### G299232

G299232 était un candidat NSBH marginal produit par MBTA avec un FAR suffisant pour être considéré comme possiblement d’origine astrophysique, il a fait l’objet d’une alerte. Un candidat moins significatif aux paramètres similaires a aussi été en ligne par détecté par PyCBC, et l’analyse hors ligne de gstlal a révélé la présence d’un candidat avec un FAR de

$7 \times 10^{-7}$  Hz. Finalement, ce candidat n'est pas assez significatif pour être considéré comme un événement astrophysique.

## 3.2 Analyse technique du *pipeline* utilisé pendant O2

Durant O2, MBTA a été confronté à plusieurs problèmes techniques qui ont réduit l'efficacité de l'analyse.

### 3.2.1 Les pertes de cycle utile

Afin de quantifier les effets de ces problèmes techniques, regardons comment ils ont impacté le cycle utile de l'analyse MBTAOnline. Le cycle utile est la fraction du temps réellement analysé, par rapport au temps total disponible à l'analyse.

Dans chaque région, l'analyse se faisant avec plusieurs processus de filtrage différents, une bonne manière d'estimer les pertes de cycle utiles de O2 est de rechercher les fractions de temps où les données d'un ou de plusieurs de ces processus manquaient, alors que les données d'au moins deux interféromètres étaient disponibles à l'analyse. Le tableau 3.1 donne, en pourcents, ces fractions.

Nous pouvons voir dans ce tableau plusieurs catégories. Premièrement, très souvent, ce n'étaient pas tous les processus qui ne fonctionnaient pas, mais seulement quelque-uns. Dans ces cas, un événement correspondant aux calques analysés par un processus absent aurait éventuellement pu déclencher les calques recherchés par d'autres processus. Cependant, les *triggers* associés auraient été moins significatifs, car ils auraient eu des SNR moins élevés et des valeurs de  $\chi^2$  et d'auto $\chi^2$  plus élevées. Cela réduit donc la sensibilité de la recherche pour ces événements, sans pour autant supprimer toute chance de détection.

De plus, à certains moments, il semble que tous les processus d'une région ne fussent pas en fonctionnement. Cela provient de plusieurs problèmes qui seront détaillés par la suite. La partie totalement perdue par l'analyse représente a priori environ 6 jours de données dans la région 1, 28 heures dans la région 2 et 38 heures dans la région 3.

Région	O2a				O2b, avec Virgo			
	du 30 novembre 2016 au 01 août 2017				du 01 août 2017 au 25 août 2017			
	Nombre de processus semblant absents				Nombre de processus semblant absents			
	<b>1 ou plus</b>	1	De 2 à tous - 1	Tous	<b>1 ou plus</b>	1	De 2 à tous - 1	Tous
R1	<b>6.5</b>	0.4	0.1	6	<b>0.46</b>	0	0.001	0.46
R2	<b>5.5</b>	1.8	2.5	1.1	<b>1.8</b>	0.8	0.5	0.5
R3	<b>1.9</b>	0.01	0.3	1.6	<b>0.5</b>	0.007	0.03	0.5

TABLE 3.1 – Pertes de cycle utile durant O2. Les valeurs reportées dans cette table représentent les fractions (en pourcents) du temps durant lequel un certain nombre de processus de MBTA ne fonctionnaient pas, alors que les données des détecteurs étaient disponibles.

### 3.2.2 Le manque d'espace disque

Ces pertes apparentes de cycle utile sont dus à plusieurs facteurs, le principal étant le faible espace disque disponible pour l'analyse.

En effet, durant O2, l'espace disque disponible n'était pas suffisant et il a fallu un certain temps avant de s'en rendre compte. Cela a entraîné la perte d'une partie des données, ce qui représente environ 40% des pertes de cycle utile du tableau 3.1.

Cependant, bien que les résultats de l'analyse soient perdus, l'analyse elle-même fonctionnait durant ces moments. Les problèmes d'espace disque n'ont donc pas eu d'effet sur la soumission de candidats à GraceDB. En tenant compte de ceci dans les résultats du tableau 3.1, nous pouvons réduire les périodes où tous les processus étaient absents, et ainsi obtenir le tableau 3.2. Les moments où l'analyse ne pouvait soumettre aucune alerte à GraceDB ne représentent donc plus que 5 jours pour la région 1, 1.3 heure pour la région 2, et 11 heures pour la région 3.

Région	O2a	O2b
	Tous les processus manquant	Tous les processus manquant
R1	4.9	0.0004
R2	0.06	0.004
R3	0.48	0.007

TABLE 3.2 – Pertes de cycle utile durant O2, après retraits des problèmes d'espace disque. Les valeurs reportées dans cette table représentent les fractions (en pourcents) du temps durant lequel tous les processus de MBTA ne fonctionnaient pas, alors que les données des détecteurs étaient disponibles.

### 3.2.3 Origines des pertes de cycle utile

L'origine de plus de 50% de ces pertes de cycle utile est la présence de fuites de mémoire dans le code. Ces fuites ont eu pour effet d'arrêter régulièrement certains processus de la chaîne d'analyse. Il fallait alors les redémarrer manuellement, environ toutes les semaines.

Ces redémarrages prennent un certain temps, dû à l'initialisation parfois longues des processus. Initialement, ils devaient être faits une fois par semaine pendant la maintenance des détecteurs, mais ils ont parfois été oubliés. Le segment de temps perdu le plus long est dû à une de ces fuites mémoires. Il s'agit d'environ 30 heures de données de la région 1, entre les 3 et 4 juillet 2017.

L'autre moitié de pertes de cycles utiles est d'origines variées, comme par exemple des processus qui prennent du retard par manque de puissance de calcul. Ils représentent des pertes limitées, avec uniquement des segments inférieurs à 10 minutes, et ne concernent souvent que quelques processus.

Heureusement, MBTA n'a manqué aucun des événements détectés par les autres *pipelines* à cause de ces pertes de cycle utile.

#### 3.2.3.1 Les problèmes de réception et d'envoi de données

Il y a un autre type de perte de cycle utile qui n'a pas été comptabilisé dans les tableau 3.1 et tableau 3.2 : les problèmes de connexion entre les détecteurs et le *pipeline*, ou entre le *pipeline* et GraceDB.

Concernant ce dernier, il est à l'origine d'une longue période pendant laquelle MBTA n'a pas pu envoyer d'alerte.

Afin de soumettre des candidats à GraceDB, chaque *pipeline* possède un certificat permettant de s'identifier sur la plateforme. Celui de MBTA avait expiré le 6 juillet 2017, mais n'a pas été reconduit avant le 23 juillet de la même année. Cette période de deux semaines s'explique par le peu de données disponibles de H1. MBTA ne recherchant que des coïncidences, leur non-présence dans GraceDB n'avait alerté personne car elles n'étaient de toutes façon que peu probables sans H1.

Bien que ces candidats n'aient pas été soumis à GraceDB, ils ont tout de même été sauvegardés sur disque. Ils représentent environ 3.5% de tous les candidats de O2, sans aucun événement astrophysique.

Durant O2, un autre type de problème de connexion s'est présenté. Les données analysées par MBTA proviennent des trois interféromètres, mais sont centralisées au centre de calcul de Virgo, à Cascina, là où l'analyse est réalisée.

Le 17 août 2017, la connexion entre Cascina et l'institut Caltech, où les données produites par les LIGO sont centralisées, avait été interrompue durant deux heures. Cette coupure était due à certains problèmes techniques à Caltech, et le processus envoyant les données à Cascina n'avait pas été redémarré immédiatement. Ces données n'ont donc pas pu être analysées en ligne par MBTA. Or, elles contenaient l'événement GW170817, que MBTA n'a pas détecté. Cependant, comme nous l'avons souligné plutôt, et comme nous le verrons dans le chapitre 4, même si ces données avaient été disponibles, cet événement n'aurait pas été détecté par MBTA.

### 3.2.3.2 Pertes de cycle utile dues aux véto de l'analyse

Certains véto, comme le *gating* ou l'extraSNR, ont eu pour effet de retirer plusieurs secondes de l'analyse. Ces suppressions de données sont directement dues aux outils de réjections des bruits, et sont donc souvent nécessaires. Elles ne sont pas référencées dans les tableau 3.1 et tableau 3.2. Cependant, il a été montré qu'elles ont parfois pu participer à la perte de candidats, comme l'extraSNR pour GW170814 ou le *gating* pour GW170817.

Concernant le *gating* de O2, la figure 3.2 donne la distribution de la durée, en secondes, des segments de données impactés par ce véto. Nous pouvons voir que la majorité des segments durent 10 secondes ou moins, et que la perte totale de cycle utile est de l'ordre du dixième de pourcent. Cependant, de nombreux segments dépassent les 10 secondes, réduisant la capacité de détections de sources astrophysiques du *pipeline* pendant parfois de longues durées.

La figure 3.3 donne les distributions des durées des segments retirés par l'extraSNR. Là aussi, la perte de cycle utile est sous le pourcent, mais un grand nombre de segments dépassent encore les 10 secondes.

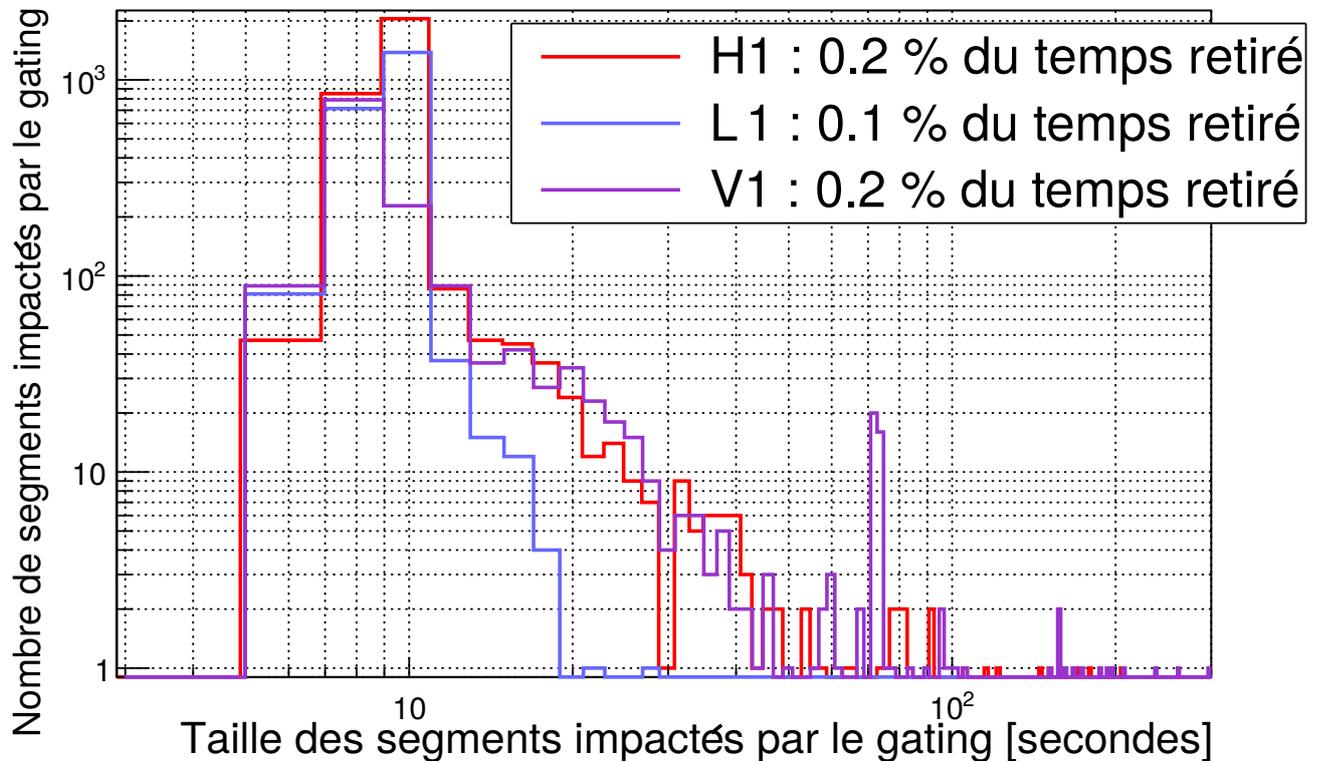
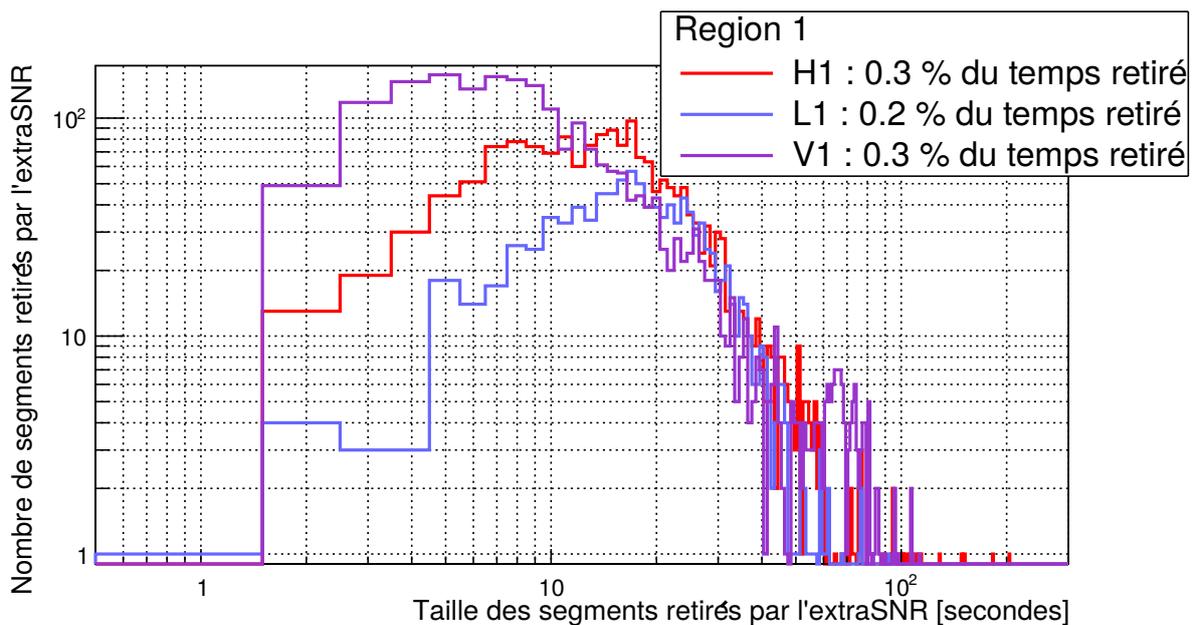
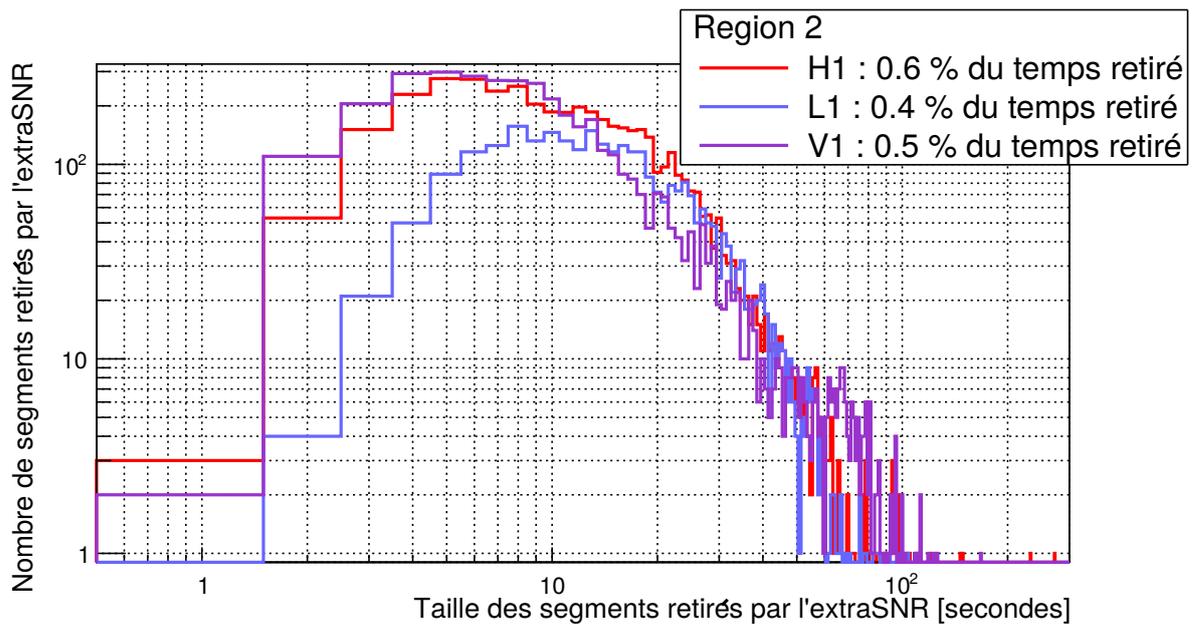


FIGURE 3.2 – Distribution de la durée, en secondes, des segments retirés par le *gating* durant O2.

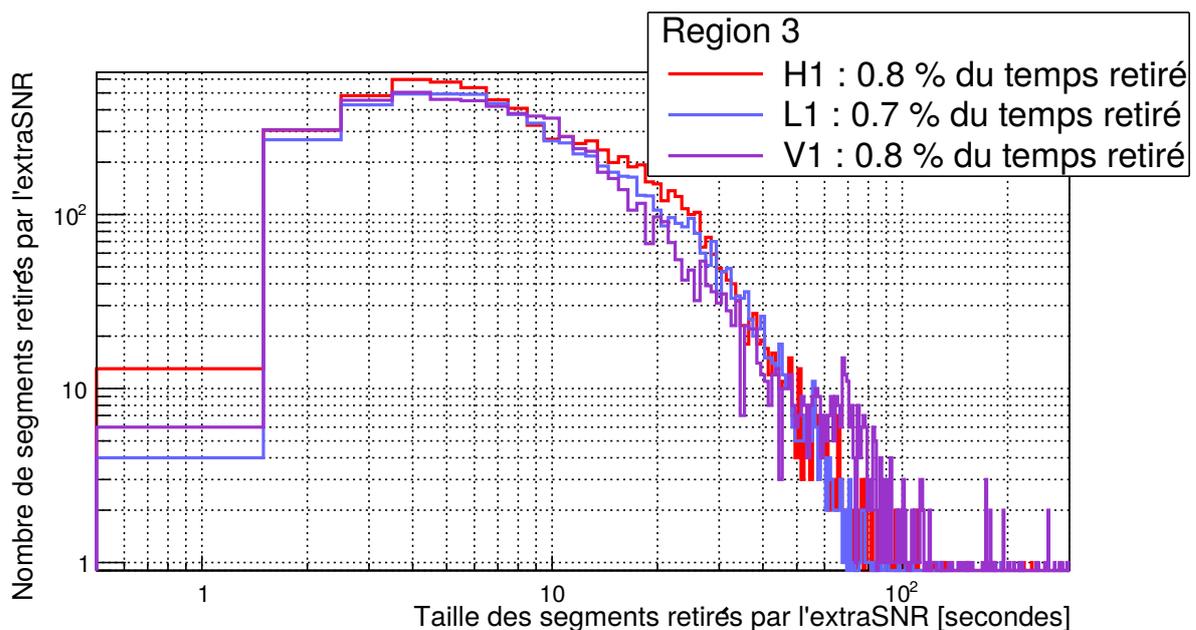


(a) Région 1

FIGURE 3.3



(b) Région 2



(c) Région 3

FIGURE 3.3 – Distribution de la durée, en secondes, des segments retirés par l'extraSNR durant O2.

### 3.2.4 La latence du *pipeline*

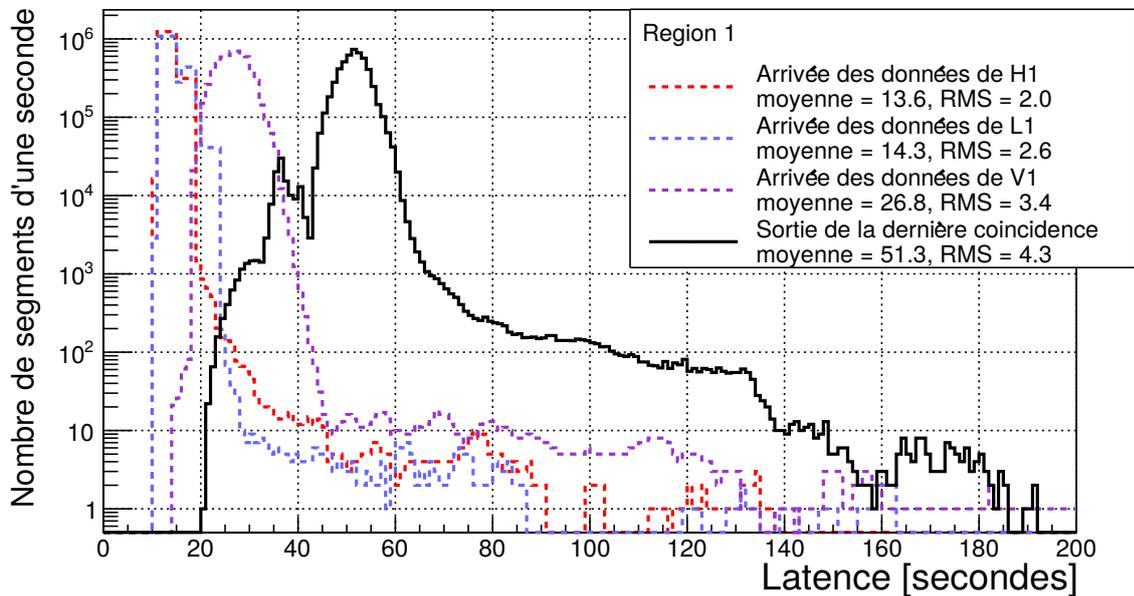
Dans l'optique d'envoyer des alertes aux observatoires partenaires, la latence est un paramètre important pour l'analyse. Cette latence peut se décomposer en deux parties : le temps nécessaire à ce que les données provenant des détecteurs arrivent à l'entrée du *pipeline*, et le temps nécessaire pour que l'analyse produise les coïncidences et soumette les plus significatives d'entre-elles à GraceDB.

La figure 3.4 donne les distributions, sur des segments d'une seconde, des latences d'entrées et de sorties pour chaque détecteur et région. Seules les données à partir du 10 juin 2017 sont tracées ici, c'est à dire à partir du moment où les données de Virgo étaient disponibles pour calculer une latence (bien qu'elles ne fussent utilisées qu'à partir du mois d'août 2017).

Sur cette figure, nous pouvons constater que la latence d'entrée limitante est celle de Virgo, en moyenne il faut environ 25 secondes pour que ses données soient disponibles. Nous voyons aussi des queues de distributions parfois importantes dans toutes les latences d'entrées, provenant principalement de moments où le détecteur en question devient bruyant et où celui-ci va ou vient de changer d'état.

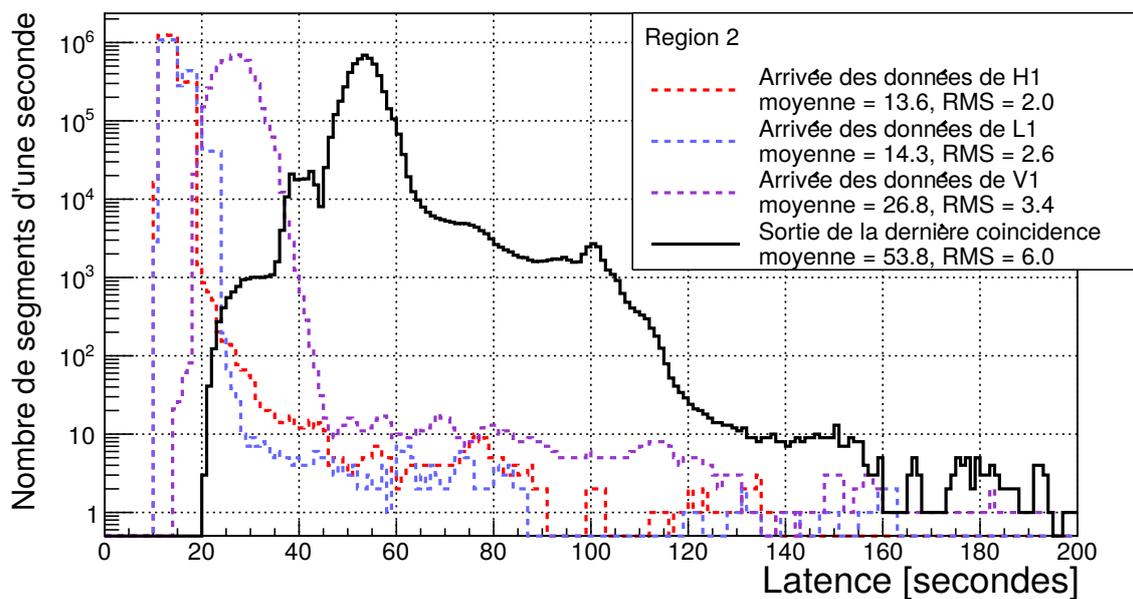
En ce qui concerne les latences de sorties du *pipeline*, nous voyons une nette augmentation due au temps nécessaire à l'analyse. Dans les régions 1 et 2, il fallait environ 30 à 40 secondes pour produire les candidats. Pour la région 3, il fallait encore plus de temps, jusqu'à 70 secondes, en raison de la taille de l'espace des paramètres exploré et à la puissance de calcul qui était allouée.

La latence de sortie dépend majoritairement de celle d'entrée du détecteur le plus lent. Ainsi, les multiples pics dans la latence de sortie sont dus à l'état du détecteur Virgo, en fonction de s'il est en retard ou en avance par rapport aux LIGO, ou si ses données ne sont simplement pas disponibles à l'analyse. Les queues de distribution en sortie, qui montent parfois à des latences très importantes, s'expliquent par des prises de retards de certains processus de la chaîne, dues à une surcharge passagère des machines utilisées.

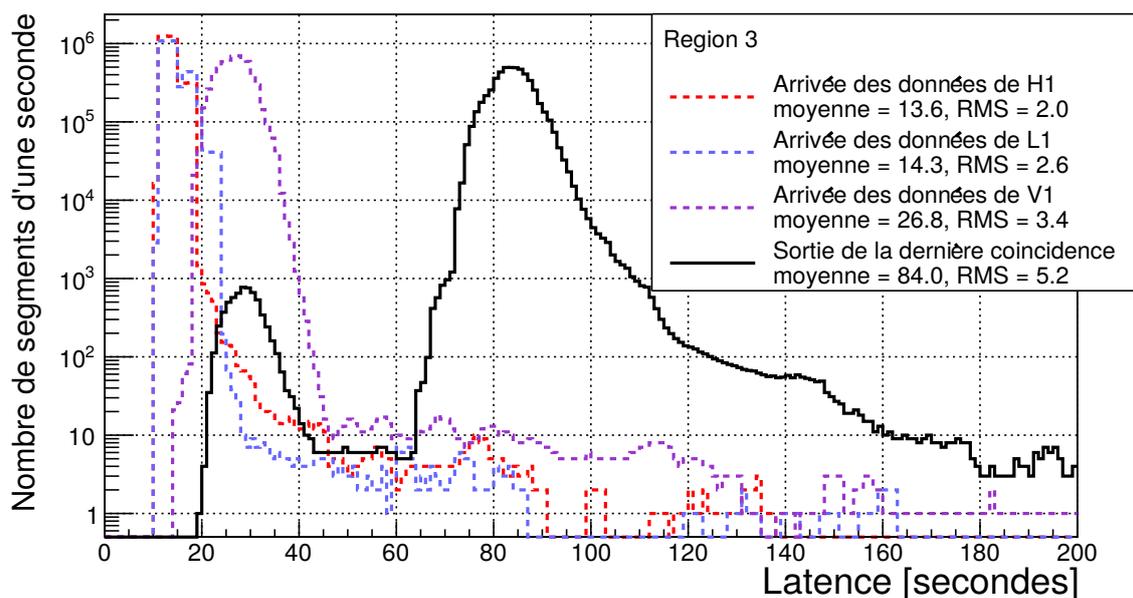


(a) Région 1

FIGURE 3.4



(b) Région 2



(c) Région 3

FIGURE 3.4 – Distribution des latences durant les trois derniers mois de O2.

### 3.3 Vers une nouvelle version du *pipeline* pour O3

MBTA s'est ainsi heurté à de nombreux problèmes durant O2. Pour O3, une nouvelle version du *pipeline* a été développée afin de résoudre ces problèmes et de mieux inclure les données de Virgo dans l'analyse.

### 3.3.1 Correction des problèmes logiciels

Pour O3, MBTA dispose de plus d'espace disque pour stocker les résultats de l'analyse. Bien que l'abaissement des seuils de statistique de classement induise une augmentation de la quantité de données à sauvegarder, il est maintenant possible de sauvegarder les informations importantes de la totalité de la période d'observation.

De plus, de nouvelles machines de calcul sont disponibles à l'analyse, et le *pipeline* a subi plusieurs optimisations techniques. Cela, couplé aux corrections des fuites de mémoire, provenant non pas de MBTA mais d'une librairie annexe, permet à trois instances du *pipelines* de fonctionner simultanément.

Le premier, dit de production, permet la recherche de candidats et la soumission d'alertes. Le second, dit de test, est une copie du premier, analysant généralement les données en ligne, mais communiquant avec une instance de test de GraceDB. Il fonctionne la plupart du temps avec une autre version de MBTA, avec parfois des injections dans les données. Il permet de tester sur plusieurs jours les modifications apportées au *pipeline*. Le dernier, dit de replay, permet d'analyser avec différentes versions de MBTA différents jeux de données, avec ou sans injections. Il est majoritairement utilisé dans le développement de nouveaux outils de réjection des bruits.

Enfin, la chaîne d'analyse a été optimisée pour réduire la latence, et ainsi soumettre rapidement les candidats à GraceDB.

### 3.3.2 Remplacement de certaines coupures nettes par des outils plus progressifs

Plus tôt, nous avons vu que certains véto avaient posé des problèmes durant O2. Sans les problèmes de transfert des données entre Caltech et Cascina, le *gating* aurait supprimé les données relatives à GW170817, ne permettant ainsi pas de détecter cet événement. L'extraSNR quant à lui a empêché la détection de GW170814.

De plus, dans l'optique d'envoyer des alertes publiques et automatiques, il est nécessaire de limiter au maximum le risque de fausse alarme. Or, durant O2, certains outils de réjection des bruits n'ont pas été aussi efficaces qu'escompté.

Pour O3, il a été décidé de supprimer certains véto utilisés par le *pipeline*, comme l'extraSNR ou la coupure MFO, et de les remplacer par des outils plus progressifs, incluant directement les informations relatives à la qualité du *trigger* dans sa statistique de classement. De plus, le *gating* a dû être retravaillé afin de réduire son temps de déclenchement, tout en augmentant son efficacité à identifier les bruits. Ces nouveaux outils feront l'objet des chapitres 4, 5 et 6.

### 3.3.3 Recherche dans plusieurs détecteurs ayant des sensibilités hétérogènes

O2 a aussi été marqué par l'arrivée de Virgo dans le réseau de détecteurs participant à la recherche d'onde gravitationnelle. Les instruments n'étant pas les mêmes, leur courbe de sensibilité et leur *range* sont différents (cf chapitre 1). Ainsi, au mois d'août 2017, le *range* de Virgo n'était que d'environ 25 Mpc, quand les LIGO atteignaient 60 et 100 Mpc.

De plus, il a été choisi de construire les LIGO de manière à faire coïncider leurs réponses d’antennes. Cela permet de faire coïncider les angles morts, et augmentant donc la probabilité d’obtenir une coïncidence. Pour Virgo, la collaboration a décidé de le placer dans la configuration inverse, minimisant les recouvrement avec les réponses d’antennes des LIGO. En plus d’explorer leurs angles morts, cela permet une meilleure mesure des polarisations  $F_+$  et  $F_\times$  et des différents paramètres angulaires de l’équation 1.47.

Dans le futur, deux autres interféromètres, KAGRA et LIGO INDIA, rejoindront ce réseau. Tous deux auront des sensibilités et des orientations propres.

Pour O3, il convient donc d’adapter le *pipeline* MBTA pour traiter efficacement un tel réseau d’interféromètres aux sensibilités hétérogènes.

### 3.3.4 Développer et tester la nouvelle version avec des données de O2

Afin de développer cette nouvelle version du *pipeline*, il a fallu sélectionner des données à ré-analyser dans le but de développer et tester les nouveaux outils. Aucune donnée de O3 n’étant disponible avant cette période d’observation, ces tests ont été menés sur des jeux de données de O2.

Les six événements et les six bruits transitoires précédemment détaillés ont été sélectionnés pour faire partie de ces jeux de données. Pour chacun d’entre-eux, plus de trois heures de données ont été sélectionnées avant les candidats, dans le but d’accumuler assez de bruit de fond pour estimer leur FAR dans les mêmes conditions que l’analyse en ligne faite durant O2.

Afin de tester l’efficacité de la détection et de se rapprocher au maximum de la qualité des données que l’on puisse attendre pour O3, les données relatives aux événements sont des données nettoyées et re-calibrées après O2, généralement utilisées dans les analyses hors ligne. Dans le cas des bruits, il est plus intéressant d’utiliser les données brutes telles qu’elles ont été analysées en ligne. Cela permet de tester la capacité de réjection du *pipeline* dans les conditions les plus dures possibles. Finalement, grâce à l’ajout des outils présentés dans la suite, au retrait d’autres outils comme l’extraSNR, et à certaines optimisations du *pipeline*, tous les événements sont retrouvés avec des bons paramètres et des FAR significatifs, alors que les six bruits sont eux correctement rejetés par le *pipeline*.

Il est parfois nécessaire d’accumuler de la statistique pour développer et tester des outils. Pour cela, six événements ne suffisent pas, il faut réaliser une campagne d’injections. Un jeu de données similaire à ce qui est présenté en chapitre 2 a donc été créé avec 24 heures de données calmes de O2 en guise de bruit de fond, au quel ont été superposées environ 500 injections. Ces données ont permis le développement de la plupart des outils présentés dans la suite de ce manuscrit. Mais, comme nous l’avons fait remarquer plus tôt, il sera plus pertinent ici d’utiliser le jeu de données défini en chapitre 2 pour illustrer leur efficacité sur des données de O3.

Enfin, en suivant l’avis des rapporteurs réalisant la revue du *pipeline* MBTA, un segment contenant des données quelconques de O2, d’une durée d’un peu plus de deux heures et choisi aléatoirement, a aussi été ajouté à ces jeux de données. Celui-ci ne contient ni injection, ni candidat significatif (événement ou bruit). Il permet de s’assurer du bon comportement de

l'analyse sur des données usuelles.

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'état de l'art des résultats de l'analyse MBTAOnline après la période d'observation O2.

Durant cette période, un certain nombre d'événements ont et n'ont pas été détectés par MBTA, alors que certains bruits ont quant à eux déclenché des alertes. Nous avons fait l'inventaire de ces candidats, et des raisons pour lesquelles certains d'entre-eux ont pu poser des problèmes à l'analyse en ligne.

Ensuite, nous avons vu les différents problèmes techniques de l'analyse, aveuglant parfois cette dernière. Ces pertes de cycles utiles ont plusieurs origines, que ce soit des limitations d'espace disque, des fuites de mémoire, des problèmes de communication, ou encore certains vétos de l'analyse qui impactent parfois des temps longs. Nous avons aussi abordé la question de la latence, qui, dans le cadre d'envoi d'alertes aux observatoires partenaires pour O2, ou d'alertes automatiques et publiques pour O3, est une caractéristique importante de la chaîne d'analyse à faible latence.

Enfin, nous avons introduit le projet qui a motivé cette thèse, c'est-à-dire de concevoir et développer une nouvelle version du *pipeline* pour O3. En plus de corriger les différents problèmes techniques et logiciels, cette version doit prendre en compte les leçons de O2. Pour ce faire, certains vétos utilisés dans l'analyse de O2, doivent être remplacés par des outils plus ciblés et plus progressifs, basés sur des tests de compatibilité, et cherchant à estimer la vraisemblance des observations sous l'hypothèse de la présence d'un signal astrophysique. Il convient aussi d'adapter le *pipeline* à l'utilisation d'instruments aux sensibilités hétérogènes, et dans le futur aux instruments KAGRA et LIGO INDIA, qui n'auront pas les mêmes sensibilités ou les mêmes réponses d'antennes que les instruments actuels. Afin de développer ces nouveaux outils, un travail de sélection parmi les données de O2 a été réalisé pour construire des jeux de données sur lesquels la nouvelle version du *pipeline* a pu s'entraîner avant le début de O3.

Ce chapitre est un préambule à tous les développements présentés dans la suite de ce manuscrit. Nous allons donc maintenant détailler les différents outils développés pour O3, en commençant par le *gating* dans le chapitre 4.

Une analyse similaire à ce qui a été mené ici sur les résultats de O2 sera menée dans le cas de O3 dans le chapitre 7.

# Chapitre 4

## Traitement préliminaire des données

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction au <i>gating</i></b> . . . . .	<b>84</b>
4.1.1	L'intérêt d'un outil agressif de traitement préliminaire des données	84
4.1.2	Utiliser l'évolution du <i>range</i> BNS pour déclencher le <i>gating</i> . . . . .	85
<b>4.2</b>	<b>L'outil utilisé pendant O2</b> . . . . .	<b>85</b>
4.2.1	Le fonctionnement du <i>gating</i> de O2 . . . . .	85
4.2.2	L'impact du <i>gating</i> de O2 sur les données . . . . .	86
<b>4.3</b>	<b>Le <i>gating</i> utilisé pendant O3</b> . . . . .	<b>87</b>
4.3.1	Fonctionnement du nouveau <i>gating</i> . . . . .	87
4.3.2	Effet sur les signaux ayant posé problème durant O2 . . . . .	88
<b>4.4</b>	<b>Étude des risques du <i>gating</i></b> . . . . .	<b>90</b>
4.4.1	Réaction du <i>gating</i> face à un signal de type CBC . . . . .	90
4.4.2	Étude statistique de l'impact du <i>gating</i> sur des injections . . . . .	91
4.4.3	Solution au problème des signaux courts . . . . .	97
<b>4.5</b>	<b>L'effet du nouveau <i>gating</i> sur des données de O3</b> . . . . .	<b>100</b>
4.5.1	Effet sur les bruits . . . . .	100
4.5.2	Impact sur le FAR des injections . . . . .	100
4.5.3	Effet sur la sensibilité de la recherche . . . . .	104
4.5.4	Conclusion sur les effets du <i>gating</i> . . . . .	105
<b>4.6</b>	<b>Résumé des effets du nouveau <i>gating</i> pendant la période d'ob-</b> <b>serva-tion O3</b> . . . . .	<b>106</b>
<b>4.7</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>107</b>

---

**B**IEN qu'avant d'être envoyées aux différents *pipelines* d'analyse les données soient nettoyées d'une partie des bruits, il n'est pas rare que certains bruits non-stationnaires survivent à ce traitement et arrivent jusqu'aux *pipelines* d'analyse.

Afin de gérer les plus intenses d'entre-eux, MBTA traite les données grâce à un outil appelé le *gating* avant de les analyser. Ce traitement consiste à identifier les moments trop dangereux pour l'analyse et à les retirer des données à analyser.

Dans ce chapitre, nous expliquerons tout d'abord l'intérêt d'un outil tel que le *gating*. Puis, nous reviendrons sur celui utilisé durant O2, avant de parler du fonctionnement de la version développée pour O3. Ensuite, nous étudierons le comportement de cet outil envers des événements de type CBC. Enfin, nous résumerons l'impact de ce nouveau *gating* durant O3.

## 4.1 Introduction au *gating*

### 4.1.1 L'intérêt d'un outil agressif de traitement préliminaire des données

Durant la période d'observation O1, certains bruits trop intenses ont créé des candidats significatifs qui ont par la suite été rejetés. C'est par exemple le cas du candidat MBTA le plus fort de O1, G200168, qui dans H1 a atteint un SNR de 11.3 et s'est apparié à un signal de L1 avec un SNR de 5.2, le FAR était alors de  $2 \times 10^{-8}$  Hz.

Par ailleurs, un bruit intense et bref peut polluer les PSD des détecteurs, impactant ainsi la recherche pendant plusieurs dizaines de secondes après sa disparition. Une dégradation de la PSD se traduit par une chute de la portée caractéristique du détecteur, ou *range* (cf équation 1.54). La figure 4.1 illustre cet effet en comparant deux ASD de L1 (racine carrée de la PSD), l'ASD en violet correspond à un moment calme où le *range* vaut environ 150 Mpc, et la courbe bleue montre une ASD calculée de la même manière pour un moment plus bruyant avec un *range* avoisinant les 100 Mpc.

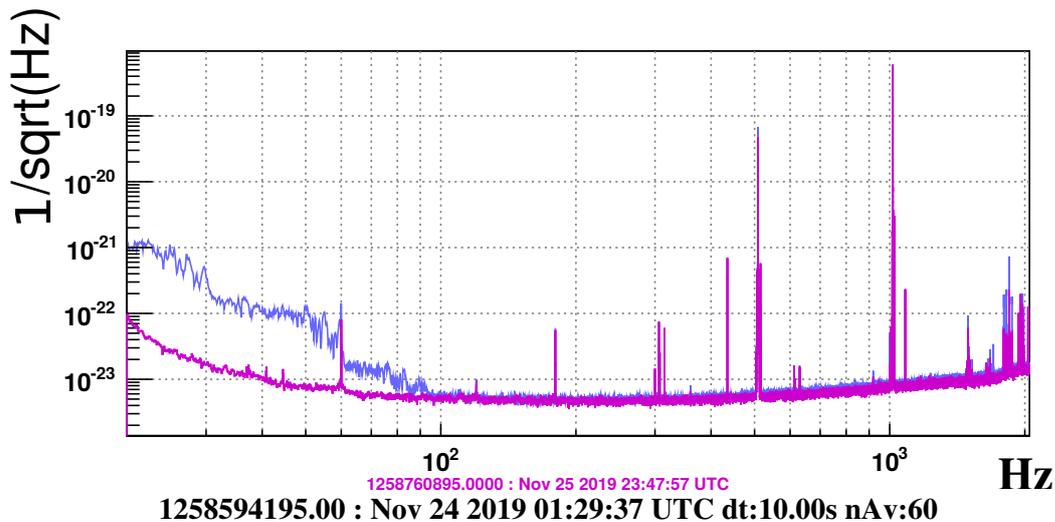


FIGURE 4.1 – Comparaison de deux ASD calculées à deux moments différents. Chaque courbe est calculée en moyennant 60 ASD de 10 secondes de données de L1 obtenues durant O3. La courbe violette correspond à un moment calme, avec un *range* calculé par MBTA d'environ 150 Mpc. La courbe bleue correspond à un moment bruyé, avec un *range* calculé par MBTA descendant jusqu'à 100 Mpc.

Pour résoudre ces problèmes, l'équipe de PyCBC a introduit le concept de *gating* [62]. Ce veto consiste à repérer et supprimer les données à risque. Pour ce faire, les données dangereuses sont mises à 0 en les multipliant par une fonction "porte" (ou *gate*), d'où le nom de *gating*. PyCBC décide du déclenchement du *gating* en recherchant des excès de puissance dans les PSD. Nous allons maintenant voir comment MBTA met en œuvre cette méthode de traitement des données.

### 4.1.2 Utiliser l'évolution du *range* BNS pour déclencher le *gating*

Afin de savoir quand déclencher le *gating*, il faut définir une observable qui peut être suivie en temps réel durant l'analyse.

La figure 4.1 suggère que la variation du *range*, lui-même sensible aux variations de la PSD, peut être utilisée pour suivre l'état d'un détecteur, à condition d'être mise à jour assez régulièrement, et déclencher le *gating* dans le cas d'un bruit trop intense. Le *range* dépend fortement du type de source considéré, et du SNR auquel elle est recherchée. Par convention le *range* utilisé est celui correspondant à un système caractéristique de BNS, avec une masse *chirp*  $\mathcal{M} = 1.22 M_{\odot}$ , avec un SNR attendu de 8 (cf équation 1.54). En pratique, le *gating* est déclenché lorsque le *range* passe sous un certain seuil.

Une fois le *gating* déclenché, les données concernées sont mises à 0 en les multipliant par la *gate*. Cette fonction est une fenêtre de Tukey dont la forme est visible en figure 4.2. Elle est paramétrée de sorte à ce que les données passent à 0 de façon continue, en un temps prédéterminé [82].

## 4.2 L'outil utilisé pendant O2

Afin d'éviter certains problèmes rencontrés durant O1, un *gating* a été ajouté en amont de l'analyse MBTA pour O2. Voyons maintenant comment celui-ci fonctionne, ainsi que son impact sur les données de O2.

### 4.2.1 Le fonctionnement du *gating* de O2

Afin d'appliquer le *gating* durant O2, il a fallu choisir certains paramètres spécifiques [82]. Tout d'abord, il a été décidé de fixer le seuil de *range* en deçà duquel le *gating* est déclenché à 30 Mpc pour H1 et L1. Cette valeur a été motivée par le fait que les deux détecteurs avaient des *ranges* moyens sur tout O2 aux alentours de 70 Mpc pour H1 et de 90 Mpc pour L1. Concernant Virgo, le détecteur n'ayant rejoint la prise de données qu'un mois avant la fin, et avec un *range* proche de 25 Mpc, aucun *gating* n'y a été appliqué.

Un autre paramètre important est la fréquence à laquelle le *range* est calculé. Le *gating* développé pour O2 utilise une PSD qui est la moyenne de 7 PSD calculées sur une durée de 1 seconde chacune, avec un recouvrement de 50%, soit un total de 4 secondes de données. Le *range* est alors recalculé toutes les 2 secondes. De plus, le changement de valeur de la *gate* prend un certain temps, qui a été fixé à 2 secondes pour O2. Ainsi, le temps minimal d'application du veto est de  $2 + 2 + 2 = 6$  secondes.

Avant de l'appliquer en ligne pour O2, ce *gating* a été testé sur des données de O1. L'exemple de la figure 4.2 illustre ce *gating* sur un bruit de O1. Une étude statistique a montré que la perte de signaux due à son application était acceptable comparée à son efficacité [82]. A posteriori, il aurait permis d'éliminer les bruits les plus significatifs ayant posé problème à MBTA durant O1, comme G200168. C'est donc cette définition du *gating* qui a été choisie pour O2.

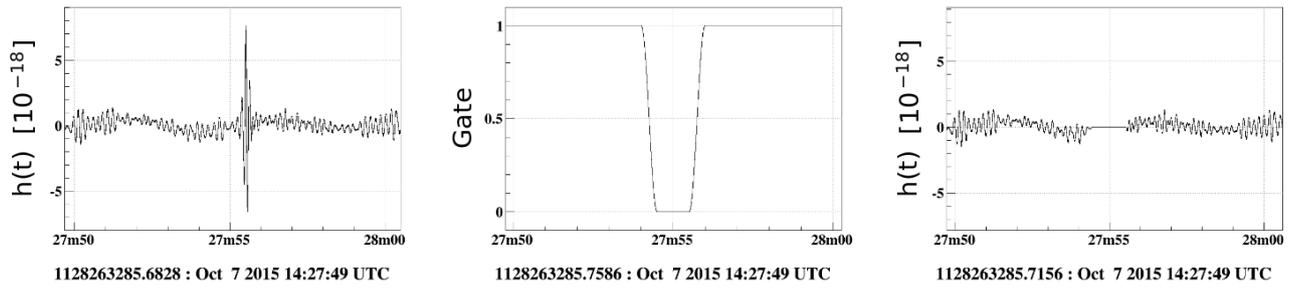


FIGURE 4.2 – Effet du *gating* utilisé pendant O2 sur des données de O1 du détecteur H1. À gauche : données temporelles du canal  $h(t)$  avec un bruit transitoire intense avant le *gating*. Au centre : fonction *gate* qui est multiplié au canal  $h(t)$ . À droite : données temporelles du canal  $h(t)$  après application du *gating*.

### 4.2.2 L'impact du *gating* de O2 sur les données

Durant la période d'observation O2, le *gating* a été mis en place de cette manière. Une analyse a posteriori montre que dans les deux détecteurs, H1 et L1, le *gating* n'a supprimé qu'environ 0.2% des données analysables. Ces périodes correspondent à des données de mauvaise qualité, mais il y a cependant eu quelques problèmes avec ce véto.

Au début de O2, le *gating* n'a parfois pas été assez efficace. Il a été décidé d'augmenter le seuil de déclenchement à 40 Mpc le 10 février 2017. De plus, le *gating* n'a pas permis de préserver GW170817, la première BNS observée en ondes gravitationnelles, en retirant le bruit associé. La fenêtre d'application du *gating* étant trop large, une grosse partie des données de l'événement a été retirée, réduisant notamment le SNR du candidat.

Dans le cas de MBTA, cet événement n'a pas pu être analysé en ligne à cause d'un problème de transfert de données (cf chapitre 3). Une analyse a posteriori a montré que le bruit présent dans L1 au moment de l'événement aurait bien été supprimé par le *gating*, mais que ce véto aurait aussi impacté 6 secondes de données autour du bruit et par conséquent supprimé la majorité du signal, la figure 4.3 illustre ce problème. Les données telles qu'elles ont été envoyées par le détecteur (figure 4.3a), contiennent au premier plan le bruit très intense. Il sature l'échelle de couleur, alors que la forme caractéristique d'un signal d'onde gravitationnelle apparaît derrière. Après l'application du *gating* (figure 4.3b), la partie rouge correspondante au bruit est bien retirée par le véto, cependant, la partie la plus intense du signal astrophysique a elle aussi été retirée, réduisant significativement la probabilité que ce signal survive à toutes les autres coupures du *pipeline*.

Le *gating* utilisé pendant O2 a fonctionné comme attendu en ce qui concerne les bruits transitoires, cependant il a montré ses limites dans le cas d'un bruit proche ou superposé à un candidat. Avec l'amélioration des détecteurs et l'augmentation du nombre d'événements prévue pour O3, un nouveau *gating* plus fin a dû être développé.

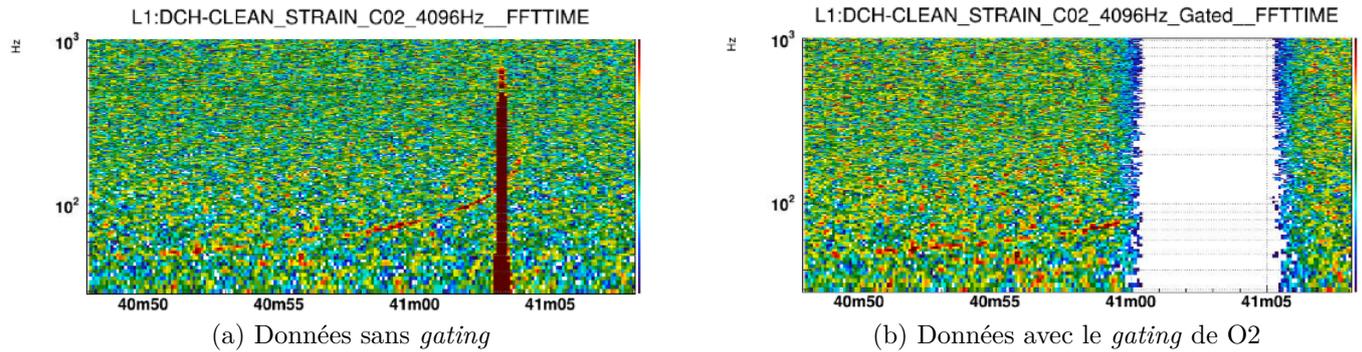


FIGURE 4.3 – Graphique temps-fréquence des données  $h(t)$  de L1 au moment de GW170817. L’axe des abscisses est l’axe temporel, l’axe des ordonnées correspond aux fréquences et la couleur représente l’amplitude de  $h(t)$  dans une unité arbitraire, le bleu correspond à une faible valeur et le rouge à une forte valeur. La figure (a) montre les données telle qu’elles ont été envoyées par le détecteur. La figure (b) montre les données après l’application du *gating* utilisé durant O2.

### 4.3 Le *gating* utilisé pendant O3

Afin de corriger les problèmes posés durant O2 par le *gating*, une nouvelle version a été développée pour O3.

#### 4.3.1 Fonctionnement du nouveau *gating*

Le *gating* utilisé pour O3 fonctionne sur le même principe que précédemment, mais il inclut en plus quelques améliorations qui le rendent à la fois plus agressif et moins impactant vis-à-vis des signaux astrophysiques.

Pour éviter les cas comme GW170817, la solution choisie est d’augmenter la fréquence à laquelle le *range* est calculé. L’idée est maintenant d’utiliser une FFT de 0.25 seconde dans le calcul de la PSD, et de répéter l’opération 32 fois par seconde afin d’obtenir un *range* échantillonné à 32 Hz. Cependant, une PSD calculée sur 0.25 seconde est imprécise et le *range* obtenu peut alors fluctuer énormément. Pour résoudre ce problème, la PSD utilisée pour calculer le *range* est choisie, pour chaque fréquence, comme le maximum entre la PSD courante et la médiane des PSD obtenues durant les 10 dernières secondes. Cette manière de faire introduit un biais dans le calcul du *range*, qui peut être compensé par un facteur empirique de correction estimé à 1.2.

De plus, toujours dans un souci de réduire le temps minimal impacté par le *gating*, le passage de 0 à 1 et réciproquement de la fonction *gate* se fait maintenant en 0.315 seconde. Avec ces modifications, le temps minimal perdu après application du *gating* est maintenant de  $0.315 + 1/32 + 0.315 \approx 0.66$  seconde.

Avec l’évolution des sensibilités des détecteurs, un seuil fixe à 40 Mpc n’est plus adapté. Il a donc été décidé d’utiliser un seuil adaptatif à 60% du *range* courant. En pratique, le *range* calculé à 32 Hz est comparé à un seuil qui correspond à 60% de la médiane des *ranges* calculés sur les 10 secondes précédentes. Ce seuil est mis à jour une fois par seconde, ce qui

permet de ne pas déclencher le *gating* sur des périodes trop longues lorsque la sensibilité se dégrade.

### 4.3.2 Effet sur les signaux ayant posé problème durant O2

#### GW170817

La principale motivation de ce nouveau *gating* est de traiter correctement les cas comme GW170817, sans manquer l'événement. La figure 4.4 montre le graphique temps-fréquence de cet événement après application du nouveau *gating*. Nous pouvons voir sur cette figure que le nouveau *gating* retire parfaitement le bruit et n'impacte qu'une toute petite partie du signal de la BNS.

Grâce à cela, une analyse hors ligne a permis de montrer que MBTA était maintenant capable de trouver GW170817 avec un SNR de 24 dans L1. Malgré un mauvais  $\chi^2$  de 16, dû à la suppression d'une partie des données, cet événement survit aux différentes coupures et peut créer une coïncidence avec un SNR combiné de 31, un FAR de  $3.5 \times 10^{-12}$  Hz et des paramètres cohérents avec ceux mesurés par les autres analyses.

#### GW170814

GW170814 est un événement BBH qui était précédé par 6 secondes de bruit dans L1. En ligne, ce bruit n'avait pas été assez intense pour déclencher le *gating* de O2, mais il avait une énergie suffisamment élevée pour déclencher l'extraSNR sur plusieurs secondes et ainsi empêcher la détection de GW170814 par MBTA. Ce véto ayant été supprimé pour O3 (cf chapitre 3), il a fallu s'assurer que le bruit dans L1 soit traité correctement par les autres outils. La figure 4.5 illustre un autre moyen de visualiser le *gating*. Cette figure montre l'évolution du *range* (en bleu) et du seuil (en orange) en fonction du temps, si la courbe bleue passe sous la courbe orange le *gating* est déclenché. Nous pouvons nettement voir que le bruit et l'événement impactent tous les deux le *range*, mais seul le bruit déclenche le *gating*, préservant l'événement, contrairement à ce qui se passait avec l'extraSNR. Une analyse hors ligne a montré que MBTA trouvait cet événement avec un SNR combiné de 17, un FAR de  $3.8 \times 10^{-13}$  Hz et des paramètres cohérents avec ceux mesurés par les autres analyses.

La figure 4.5 montre néanmoins qu'un événement assez intense peut impacter significativement le *range* utilisé par le *gating*. Une question se pose alors : dans quelles conditions un événement peut-il déclencher ce nouveau *gating* ?

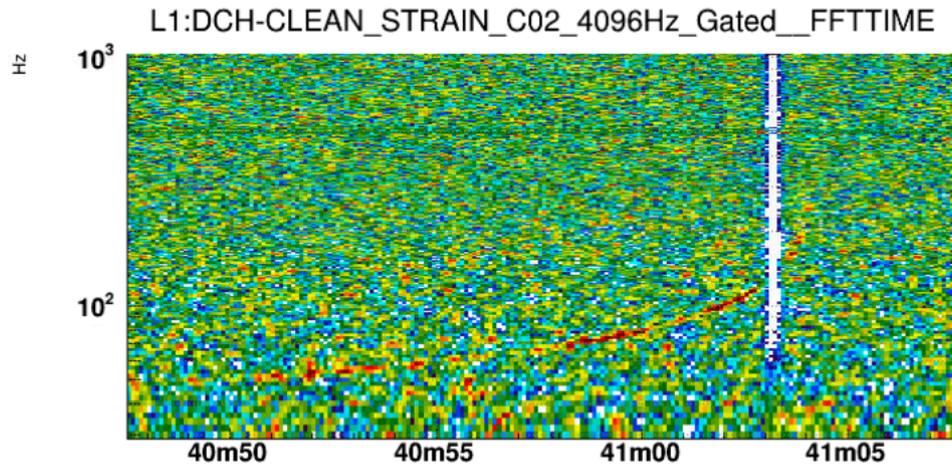


FIGURE 4.4 – Graphique temps-fréquence des données de L1 au moment de GW170817, après application du *gating* utilisé durant O3. L'axe des abscisses est l'axe temporel, l'axe des ordonnées correspond aux fréquences et la couleur représente l'amplitude de  $h(t)$  dans une unité arbitraire, le bleu correspond à une faible valeur et le rouge à une forte valeur.

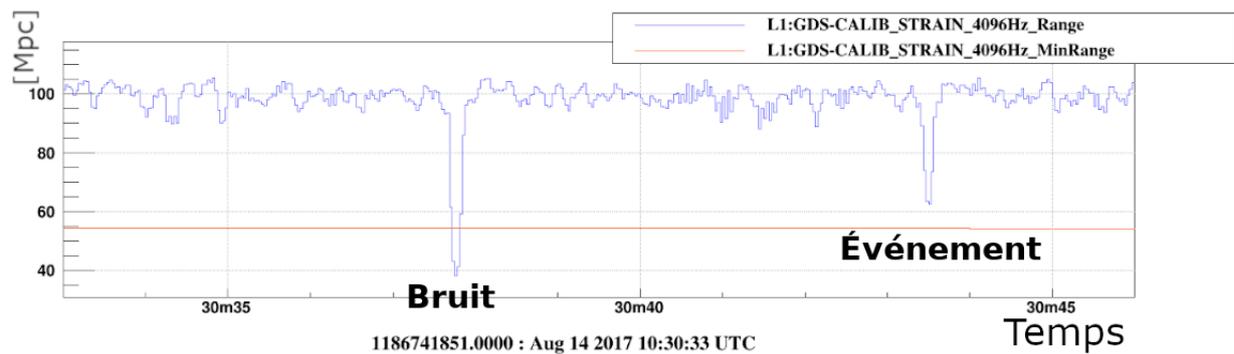


FIGURE 4.5 – Évolution du *range* et seuil du *gating* en fonction du temps au moment de l'événement GW170814. La courbe bleue représente le *range* à 32 Hz et la courbe orange correspond au seuil sous lequel le *gating* est déclenché à 1 Hz.

## 4.4 Étude des risques du *gating*

Avant d'appliquer ce nouveau *gating* en ligne, il a fallu évaluer le risque qu'il puisse être déclenché par des signaux de type CBC. Pour ce faire, une étude a été menée sur le jeu d'injections défini dans le chapitre 2. Le bruit de fond utilisé pour cette étude est un bruit gaussien généré à partir d'une ASD typique de L1 de O3, disponible en figure 4.6. Cette ASD correspond à un *range* BNS aux alentours de 150 Mpc. Cette étude se base principalement sur le cas d'un seul détecteur, L1, car c'est le plus sensible et donc celui dans lequel nous pouvons espérer les SNR les plus élevés. Cependant, le déclenchement du *gating* se faisant sur des variations relatives de *ranges*, les résultats présentés ici sont tous transposables aux autres instruments.

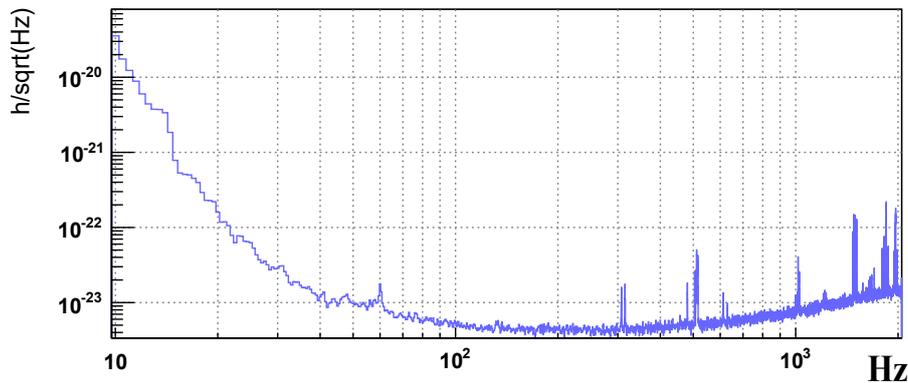


FIGURE 4.6 – ASD utilisée pour générer les données du bruit de fond utilisées dans l'étude des risques du *gating*.

### 4.4.1 Réaction du *gating* face à un signal de type CBC

Comme détaillé précédemment, le *gating* est un véto qui a pour but de supprimer les données contenant des bruits transitoires trop intenses qui représentent un risque pour l'analyse. Le *gating* utilisé pendant O3 a été développé dans le but d'être agressif et ciblé afin de traiter convenablement des bruits très brefs. Il identifie de tels bruits par des excès de puissances instantanés dans la PSD du signal. Cependant, un signal astrophysique peut aussi produire un tel excès, il a donc fallu évaluer les risques de ce véto envers les différents types d'événements attendus pour O3.

Pour illustrer le problème, appliquons ce *gating* à quelques injections dont l'amplitude a volontairement été exagérée. La figure 4.7 montre l'impact d'une injection très forte, avec un SNR attendu de 1500, sur le *range* et le seuil de déclenchement du *gating*. La figure 4.7a montre que, même avec une aussi forte amplitude, l'injection BNS n'est pas impactée par le *gating*. Le signal d'une BNS est assez long pour que le seuil puisse s'adapter. Dans le cas d'une source plus massive, comme un BBH, la figure 4.7b montre que le *gating* peut avoir un impact sur le signal. Dans ce cas, l'énergie contenue dans le signal est concentrée en un temps très court, ce qui accentue la diminution du *range* et ne permet pas au seuil de s'adapter. Afin de quantifier cet effet, il convient de réaliser une étude sur un grand nombre d'injections pour savoir quels sont les possibles événements pour lesquels le *gating* pourrait représenter un risque.

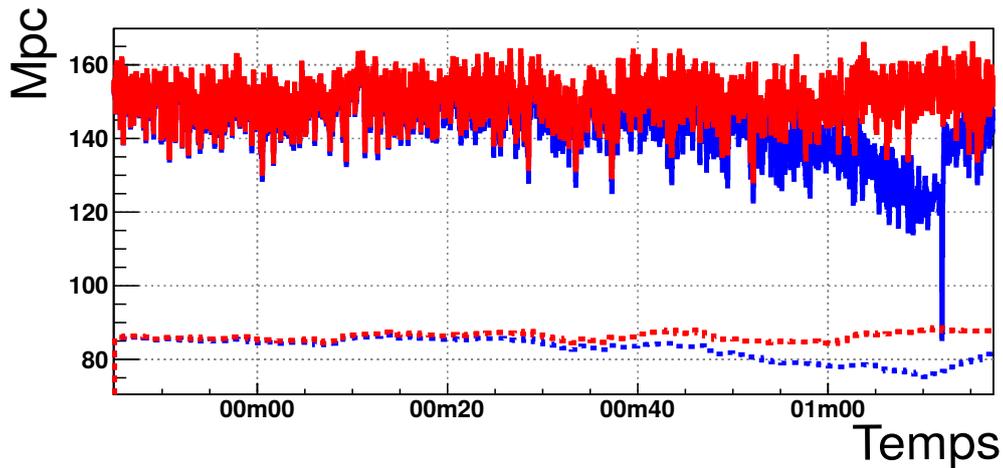
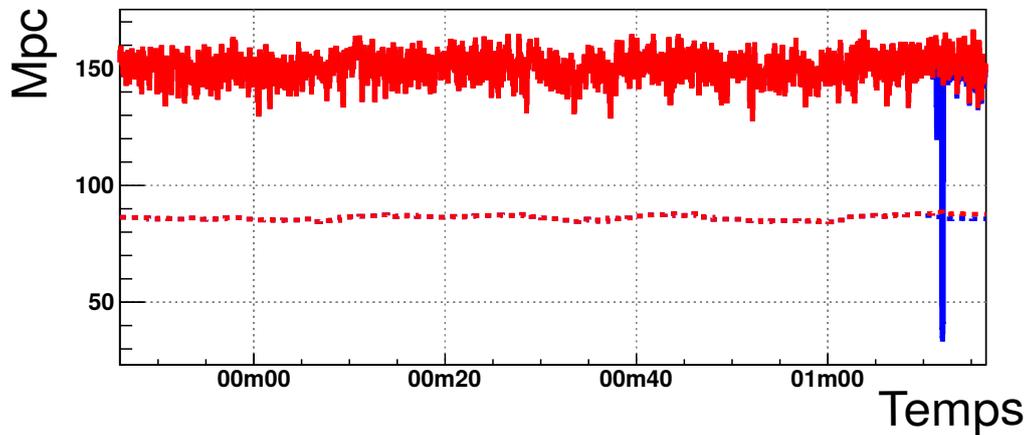
(a) Injection BNS, masse *chirp* =  $1.2 M_{\odot}$ (b) Injection BBH, masse *chirp* =  $23 M_{\odot}$ 

FIGURE 4.7 – Impact d’une injection avec un SNR attendu de 1500 sur le *range* et le seuil du *gating*. La courbe en trait plein est le *range* et celle en pointillés le seuil de déclenchement du *gating*. Les courbes rouges représentent les valeurs obtenues sans injection, et les courbes bleues sont obtenues après l’ajout d’une injection ayant un SNR attendu de 1500. La figure (a) traite du cas d’une injection BNS avec une masse *chirp* de  $1.2 M_{\odot}$ , et la figure (b) traite du cas d’une injection BBH avec une masse *chirp* de  $23 M_{\odot}$ .

#### 4.4.2 Étude statistique de l’impact du *gating* sur des injections

Si précédemment nous avons pris l’exemple d’injections très intenses pour illustrer qualitativement l’impact qu’elles peuvent avoir le *range*, nous allons ici revenir à des cas plus réalistes pour les sensibilités de O3. Dans un premier temps, nous fixerons le SNR attendu des injections à 20 (en comparaison, GW170817 a été détecté dans L1 avec un SNR de 25 [51]) et nous étudierons l’effet des paramètres intrinsèques du signal sur le *gating*, puis nous en sélectionnerons quelques-unes pour quantifier le rôle de l’amplitude.

#### 4.4.2.1 Impact de certains paramètres intrinsèques de la source et du signal

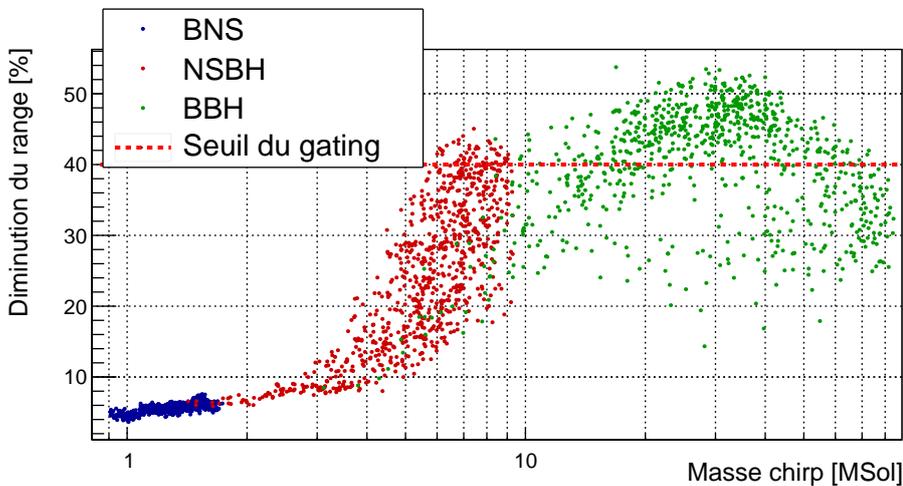
Comme nous venons de le voir, le *gating* se comporte différemment en fonction de certains paramètres de la source. Nous allons étudier plus en détail son effet en fonction de quatre d'entre-eux : la masse *chirp*, la masse totale, le rapport des masses et la durée du signal (calculée entre les bornes de fréquence données dans le tableau 2.5). La figure 4.8 montre la réduction maximale du *range* due à une injection, en fonction de ces quatre paramètres, avec un SNR attendu de 20. Cette observable, notée  $\Delta R$ , se définit de la manière suivante :

$$\Delta R = 100 \times \max \left( \frac{R_n - R_{n+s}}{R_n} \right) [\%] \quad (4.1)$$

Avec  $R_n$  le *range* mesuré dans du bruit uniquement, et  $R_{n+s}$  le *range* obtenu après l'ajout de l'injection dans ce même bruit. Le *gating* est déclenché lorsque  $\Delta R$  est supérieur à 40%.

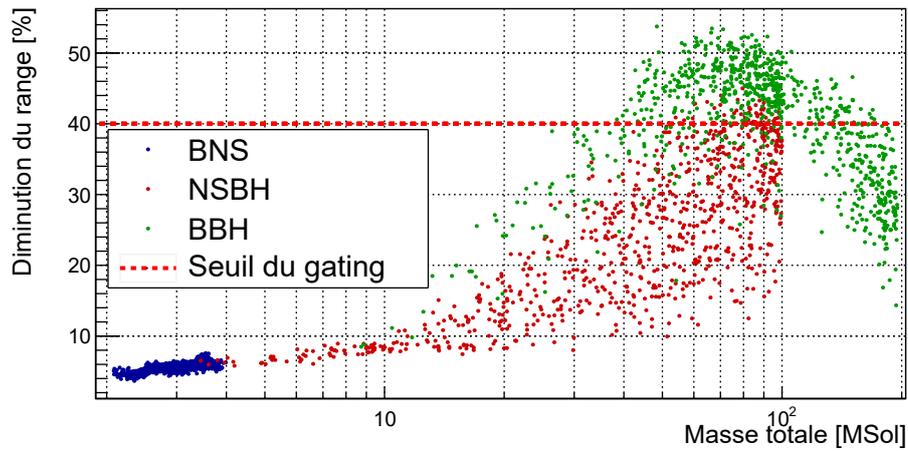
Les injections BNS ne déclenchent en aucun cas le *gating*. Les injections NSBH semblent pour la plupart elles aussi en sécurité vis-à-vis de ce véto, excepté peut-être quelques injections à très hautes masses qui apparaissent très proches du seuil. La figure 4.8c montre que ces injections proviennent de sources aux masses très asymétriques, c'est pourquoi il a été décidé en première approximation d'ignorer ce risque pour ce concentrer sur le cas des BBH.

En ce qui concerne les injections BBH, une partie non négligeable d'entre-elles déclenche le *gating*. La figure 4.8d permet de bien identifier les signaux qui peuvent poser problème. Nous pouvons clairement y voir que la diminution du *range* due à la présence d'un signal astrophysique dans les données est corrélée avec la durée de ce signal. Cela peut aisément se comprendre quand on sait que toutes les injections sur cette figure ont un SNR de 20. À quantité d'énergie égale, si le signal est plus court la densité d'énergie par unité de temps est donc plus importante, ce qui impacte plus la PSD et donc le *range*. À un SNR de 20, les signaux BBH d'une durée de l'ordre de deux secondes ou moins risquent d'être coupés par le *gating*. Nous traiterons d'une solution à ce problème un peu plus tard. En dessous de 0.6 seconde, la tendance s'inverse, nous expliquerons aussi cet effet dans la suite.

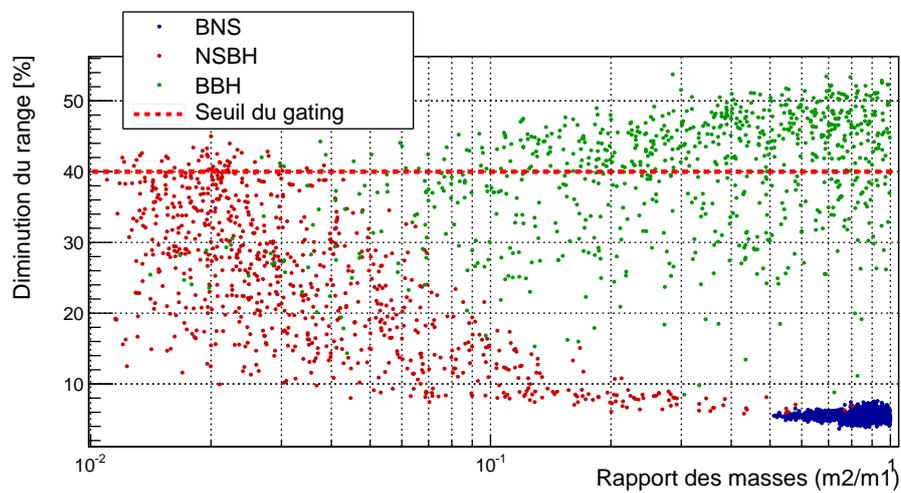


(a) Effet de la masse *chirp*

FIGURE 4.8



(b) Effet de la masse totale



(c) Effet du rapport des masses

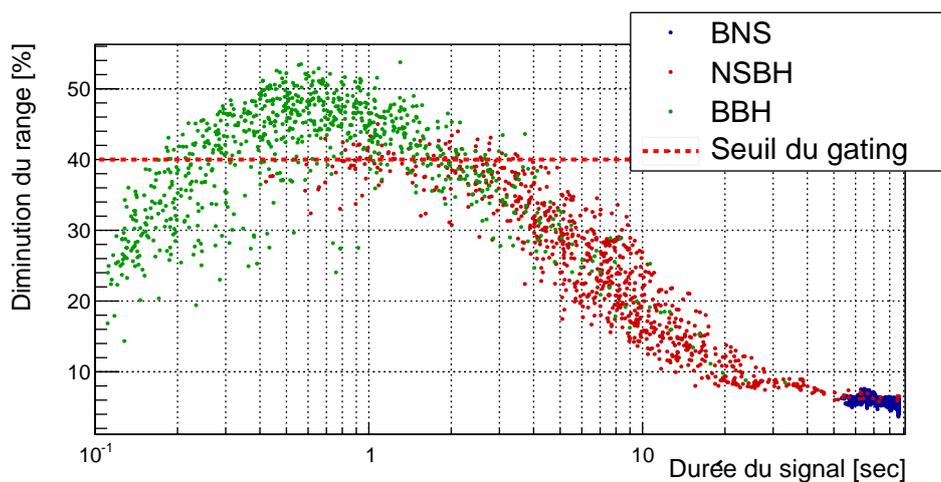
(d) Effet de la durée du signal ( $f_{min} = 24$  Hz pour les BNS, 22 Hz pour les NSBH et 20 Hz pour les BBH)

FIGURE 4.8 – Effet de certains paramètres intrinsèques aux sources CBC sur le *range* BNS, pour des SNR attendu de 20. Ces figures montrent la réduction du *range* due à la présence d'un signal astrophysique dans les données, en fonction de différents paramètres de l'onde. La courbe en pointillés rouges repère le seuil de déclenchement du *gating* à 40%.

#### 4.4.2.2 Adaptation du seuil

Une des spécificités du *gating* utilisé pendant O3 est la capacité d'adaptation du seuil. Celui-ci, fixé à 60% du *range* médian calculé sur 10 secondes, permet de suivre une diminution lente du *range* et donc de limiter les risques de déclenchement du *gating* par des signaux astrophysiques. La figure 4.9 montre l'évolution de ce seuil en fonction de la durée du signal pour des SNR de 20. Cette observable est définie de la même manière que la diminution du *range* :

$$\Delta S = 100 \times \left( \frac{S_n - S_{n+s}}{S_n} \right) [\%] \quad (4.2)$$

Où  $S_n$  est le seuil sans injection, avec uniquement du bruit, et  $S_{n+s}$  est le seuil avec une injection dans les données. Les valeurs des seuils utilisées sont celles correspondant aux instants où la diminution du *range* est maximale.

Sur cette figure, nous pouvons constater plusieurs choses. Tout d'abord, la durée des signaux sature aux alentours de 100 secondes, car c'est cette valeur qui a été choisie pour la taille des *frames* contenant les signaux. Cette saturation peut d'ailleurs aussi se voir sur la figure 4.8d. Cela ne pose de réel problème pour les études qui utilisent ces injections, car la majorité du SNR se trouve à la fin de la partie spirale du signal. Deuxièmement, les signaux les plus longs, typiquement des BNS, suivent une tendance différente des signaux courts. Pour ces signaux longs, où l'énergie s'étale sur une grande durée, les variations du *range* sont majoritairement dominées par des fluctuations indépendantes de l'injections. Enfin, la réduction maximale du seuil pour des injections avec un SNR de 20 n'est que de quelques pourcents, cela permet de compenser la diminution du *range* pour les injections très proches du seuil, pour des durées entre 3 et 4 secondes, mais n'est pas suffisant pour résoudre le problème des BBH.

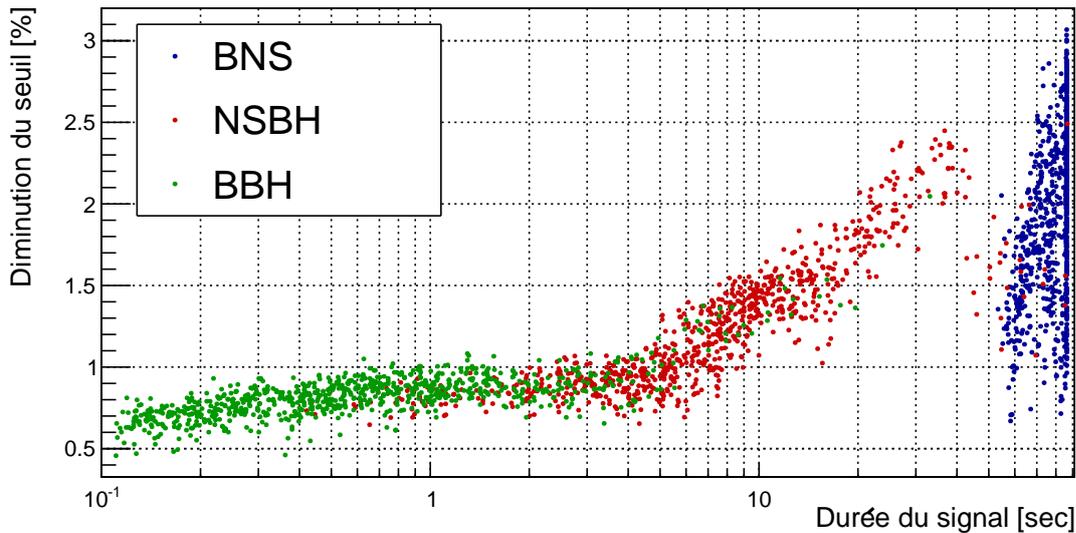


FIGURE 4.9 – Effet de la durée d'un signal astrophysique attendu avec un SNR de 20 dans L1 sur la réduction du seuil utilisé pour déclencher le *gating*.

### 4.4.2.3 Impact de l'amplitude du signal

Avant de discuter de la solution au problème des signaux courts adoptée pour O3, étudions l'impact du SNR sur le déclenchement du *gating*. Les figures 4.10 et 4.11 donnent l'évolution de la réduction maximale de *range* (équation 4.1) et de la diminution du seuil associée (équation 4.2), en fonction du SNR attendu pour quelques injections réparties à plusieurs endroits intéressants de la figure 4.8d.

Les résultats en fonction du type et des paramètres des injections sont cohérents avec ce qui a été montré plus tôt : pour un SNR de 20, les signaux d'une durée de moins de 3 secondes peuvent déclencher le *gating*. Le *range* a tendance à diminuer de façon plus importante avec l'augmentation du SNR, ce qui est logique car plus d'énergie dans le signal implique une plus importante dégradation de la PSD. Le seuil suit aussi cette tendance, mais dans la plupart des cas n'évolue pas suffisamment pour compenser la réduction du *range* des signaux les plus courts.

Dans le cas de l'injection BNS, le SNR n'a que très peu d'effet sur le *range*. Cela est dû au fait que l'énergie contenue dans le signal s'étale sur une grande période temporelle alors que le *range* est calculé sur 0.25 seconde. Le seuil profite aussi de cet étalement dans le temps pour mieux compenser la chute de *range*. L'injection NSBH la plus courte, aux masses très asymétriques, peut déclencher le *gating*. Après la prise en compte de la variation du seuil adaptatif, elle ne déclenche en réalité pas le *gating* à un SNR de 20, mais pour des SNR légèrement plus élevés. Concernant les injections BBH, les deux plus légères déclenchent le *gating* à des SNR entre 15 et 20, ce qui correspond à des valeurs tout à fait plausibles pour certains événements intenses attendus pour O3. La plus courte ne déclenche cependant pas le *gating*, même avec un SNR de 100.

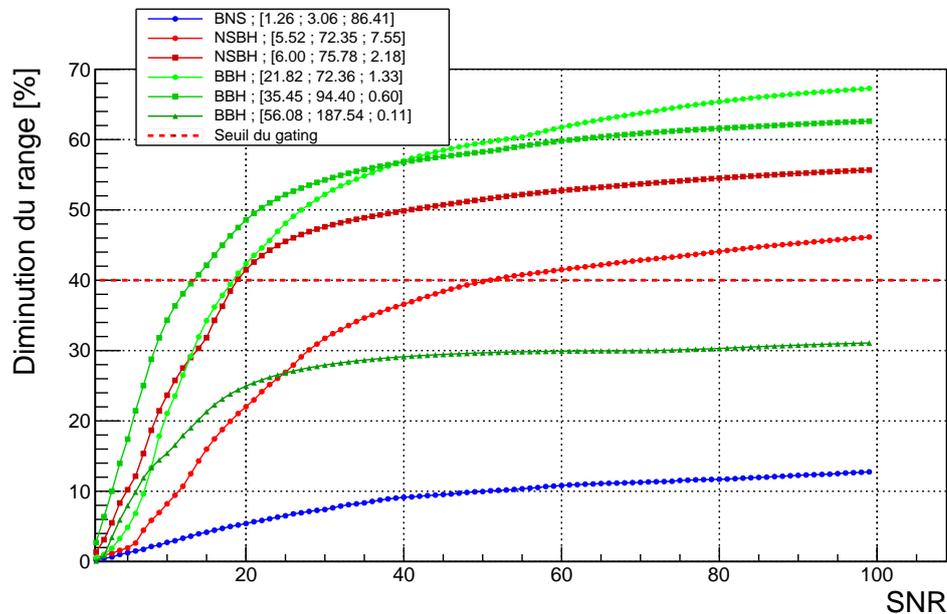


FIGURE 4.10 – Effet du SNR d'un signal astrophysique sur le *range*. Les chiffres dans la légende correspondent respectivement à la masse *chirp* (en masses solaires), à la masse totale (en masses solaires) et à la durée du signal (en secondes).

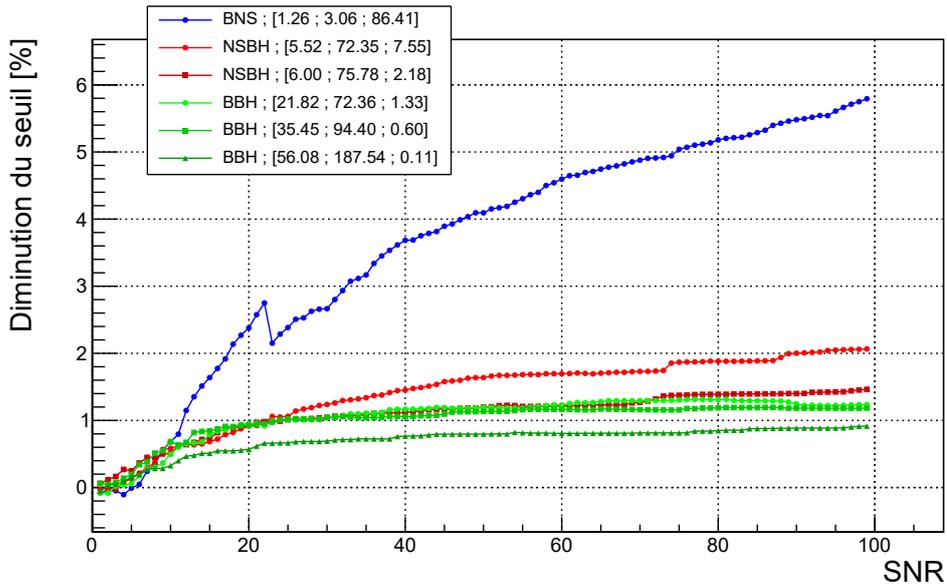


FIGURE 4.11 – Effet du SNR d’un signal astrophysique sur le seuil de déclenchement du *gating*. Les chiffres dans la légende correspondent respectivement à la masse *chirp* (en masses solaires), à la masse totale (en masses solaires) et à la durée du signal (en secondes).

#### 4.4.2.4 Impact des paramètres d’un signal sur la PSD

Précédemment, nous avons pu voir qu’un signal CBC peut affecter le *range* et déclencher le *gating*. Cela provient du fait que l’énergie contenue dans ce signal vient perturber la PSD. S’il est clair que l’effet est corrélé avec les paramètres de la source, deux questions restent à élucider sur la figure 4.8 : pourquoi l’effet s’inverse à hautes masses ou petites durées, et d’où provient la dispersion ?

Ces deux questions trouvent leur réponse dans la bande de fréquence impactée par les signaux. La figure 4.12 illustre ce phénomène.

Pour ce qui est de l’inversion de la tendance à haute masse, nous pouvons comparer les deux courbes vertes. Le signal provenant de la source ayant une masse totale de  $187 M_{\odot}$  se termine autour de 80 Hz, avec un maximum à 50 Hz, alors que l’autre signal BBH (en vert clair) s’étale jusqu’à 200 Hz. Les sources les plus massives n’impactent que peu la zone de fréquence où le calcul du *range* est le plus sensible à une variation de la PSD, ce qui explique qu’elles ne déclenchent que peu ou pas le *gating*.

Concernant la question de la dispersion, cela s’explique par le fait que certains paramètres non évoqués ici peuvent jouer sur la distribution en fréquence du signal. Dans la figure 4.12, la courbe rouge correspond à l’effet d’une injection NSBH de masse totale et de durée équivalentes à celle de l’injection BBH en vert clair, mais avec un rapport de masse de 50 (contre 3 pour l’injection BBH). Cette différence dans les rapports de masses fait qu’à un SNR de 20 l’injection NSBH se place 5 Mpc au dessus du seuil de déclenchement du *gating*, alors que l’injection BBH est 10 Mpc sous ce seuil. À masse totale et durée égales, des paramètres comme les rapports des masses ou les spins jouent sur la répartition en fréquence de l’énergie du signal et, induisent la dispersion visible dans la figure 4.8.

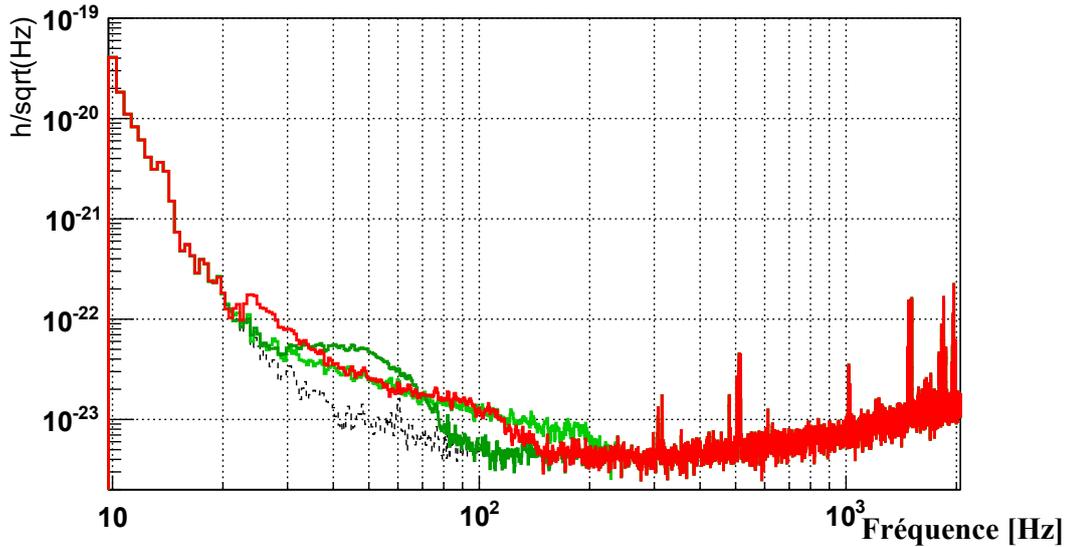


FIGURE 4.12 – Impact de sources de masses différentes sur l’ASD d’un détecteur. L’axe des abscisses correspond à la fréquence et l’axe des ordonnées correspond à l’ASD des données dans L1, calculé sur 10 secondes comme la moyenne de 10 ASD de 2 secondes avec un recouvrement de 50%. La courbe noire en pointillés correspond à la référence des bruits du détecteurs, les courbes colorées aux données avec des injections à un SNR attendu de 100. Tout comme dans la figure 4.10, la courbe vert clair correspond à une injection BBH de masse totale égale à  $95 M_{\odot}$  et la courbe vert foncé à une masse totale de  $187 M_{\odot}$ . La courbe rouge correspond à un injection NSBH d’une durée de 0.6 seconde, identique à celle de la courbe vert clair, d’une masse totale de  $90 M_{\odot}$ , mais d’un rapport de masse de 50.

### 4.4.3 Solution au problème des signaux courts

Nous venons de voir que le *gating* développé pour O3 pouvait être déclenché par les signaux CBC des BBH courts et intenses. La solution la plus simple pour limiter le nombre de candidats perdus à cause de ce véto est donc de ne pas appliquer le *gating* à ces signaux.

En pratique, l’idée est d’utiliser la figure 4.8 pour identifier une partie de l’espace des paramètres qui sera analysée deux fois : une fois dans les mêmes conditions que le reste de l’espace des paramètres (*gating* et même seuil de statistique de classement) et une fois sans le *gating* mais avec un seuil de statistique de classement plus élevé. Comme expliqué dans le chapitre 2, l’analyse MBTA est divisée en trois régions définies en fonction du type de sources ciblées (BNS, NSBH et BBH).

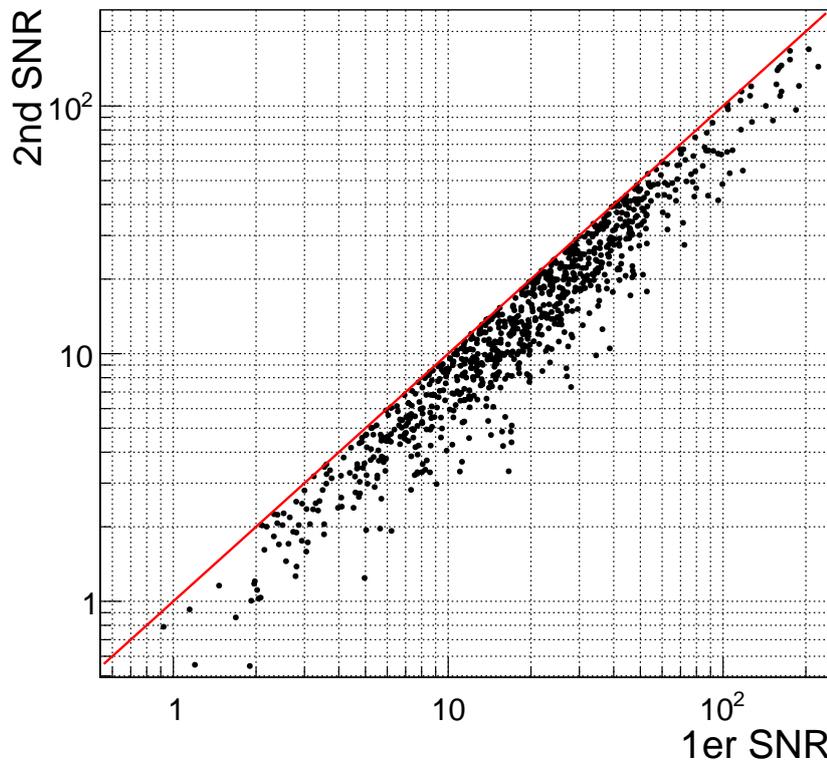
Cette façon de s’affranchir du problème du *gating* implique d’ajouter une nouvelle région, appelée région 4, qui est en réalité une copie d’une petite partie de la région 3. Cette nouvelle région, analysée sans *gating*, est définie par deux choses : l’espace des paramètres exploré et le seuil de statistique de classement appliqué. L’espace des paramètres devra être assez petit pour minimiser le coût d’une double analyse mais assez grand pour englober les sources sensibles au *gating*, et le seuil de statistique de classement devra être assez bas pour minimiser le nombre de sources perdues mais assez élevé pour éviter toutes coïncidences fortuites provenant de bruits qui auraient dû être retirés par le *gating*.

Concernant l'espace des paramètres analysé par la région 4, il a été décidé que celui-ci correspondrait à tous les calques de BBH ayant une durée inférieure ou égale à 2.7 secondes, calculée sur une bande de fréquence de 21 à 4096 Hz. Cette définition englobe bien les injections ayant déclenché le *gating* dans la figure 4.8d, le passage de  $f_{min} = 20$  Hz à 21 Hz permet d'y inclure des signaux un peu plus longs et donc de s'assurer une marge d'erreur. Cela représente un total de 6779 calques, soit environ 4% des calques de la région 3.

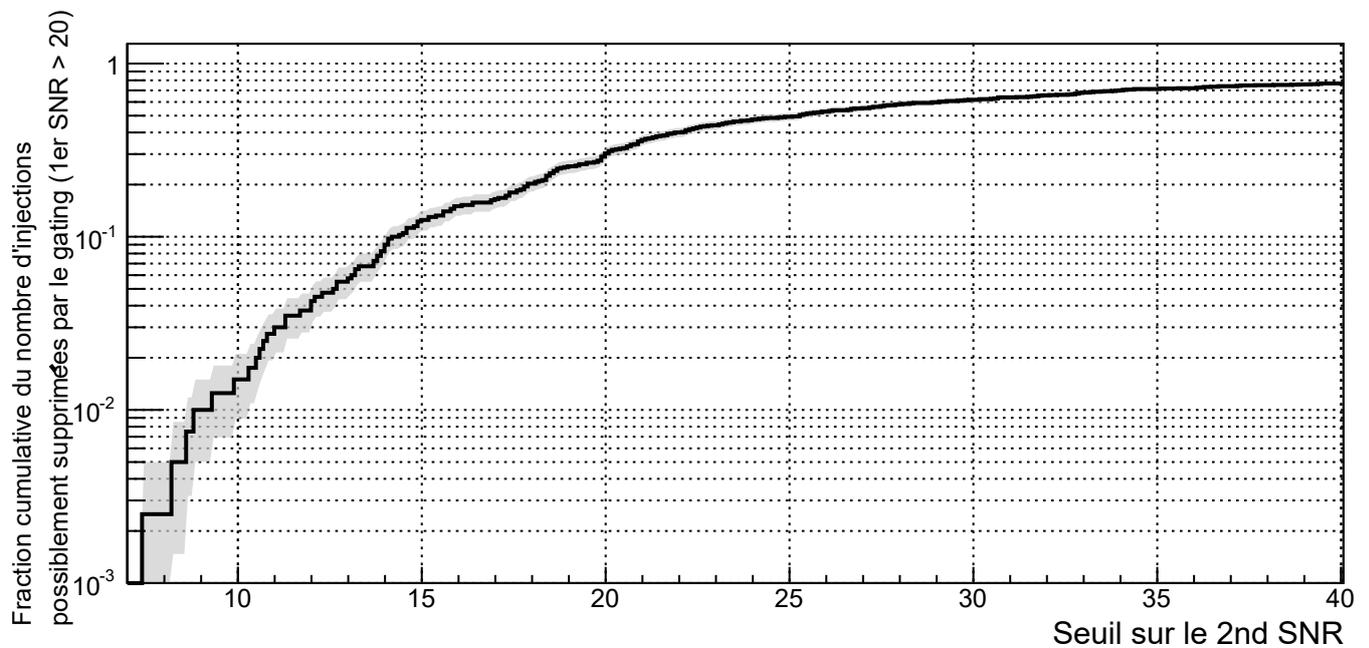
Afin de choisir le seuil de statistique de classement utilisé pour cette région 4, il convient de minimiser le nombre d'événements qui pourraient être au dessus du seuil dans un détecteur mais en dessous dans les autres. De tels événements ne seraient pas vus en coïncidence dans la région 4 et, dans certains cas, seraient supprimés par le *gating* dans la région 3.

La figure 4.13 permet de statuer sur ce seuil. Pour réaliser cette figure, les SNR optimaux dans les trois détecteurs ont été calculés dans du bruit gaussien obtenu à partir de PSD typiques de O3, similaires à celle de la figure 4.6, pour les 864 injections BBH précédemment utilisées, un facteur d'échelle ayant été ajouté pour peupler convenablement les hauts SNR. Dans la suite, nous appellerons "1er SNR" le SNR le plus élevé des trois détecteurs, et "2nd SNR" le deuxième SNR le plus élevé. Pour rappel, afin de faire une coïncidence, aux moins le 1er SNR et le 2nd SNR doivent être au-dessus du seuil. La figure 4.13a montre la répartition du 2nd SNR en fonction du 1er SNR, la ligne rouge représentant la diagonale. La figure 4.13b donne la fraction d'injections ayant un 2nd SNR supérieur à un seuil donné, avec un 1er SNR supérieur ou égal à 20, c'est à dire susceptible de déclencher le *gating*. Nous pouvons lire sur cette figure qu'un seuil de statistique de classement, qui est théoriquement égal au SNR pour des injections (cf chapitre 5), de 12 permet de limiter à quelques pourcents le nombre d'injections ayant un SNR de 20 ou plus dans un détecteur mais un SNR inférieur à ce seuil dans les autres. De plus, comme le montre la figure 4.8, une partie de ces injections peut ne pas déclencher le *gating* dans au moins deux détecteurs, et donc être vue en coïncidence par la région 3.

Une chose reste encore à vérifier sur ce seuil de statistique de classement pour la région 4. Étant donné que cette région n'a pas de *gating*, certains bruits trop intenses peuvent peut-être déclencher une alerte. Sans *gating*, il est courant de mesurer des bruits ayant des SNR bien supérieurs à 12, cependant, de nombreux autres outils (détaillés dans la suite de ce manuscrit) servent à réduire la statistique de classement de tels signaux aux origines terrestres. En moyenne, il y a quelques dizaines de *triggers* par jour dans la région 4. La durée de la fenêtre temporelle utilisée pour construire une coïncidence et le nombre de calques utilisés dans la région 4 ont permis d'empêcher une quelconque alerte provenant de bruits non stationnaires dans la région 4 durant O3. Un si faible bruit de fond implique que les véritables événements détectés par cette région ont très souvent un FAR minimal.



(a) 2nd SNR en fonction du 1er SNR pour des injections BBH dans du bruit gaussien



(b) Fraction cumulative d'injections avec un 1er SNR supérieur ou égal à 20, en fonction d'un seuil sur le 2nd SNR. La zone grisée représente l'incertitude due à la fluctuation statistique, elle est estimée à partir de la loi de Bernoulli

FIGURE 4.13 – Différences entre le 2nd SNR et le 1er SNR pour des injections BBH dans du bruit gaussien.

## 4.5 L'effet du nouveau *gating* sur des données de O3

Pour tester l'effet du *gating* sur du bruit de O3, le jeu de donnée typique présenté en chapitre 2 a été analysé deux fois, avec et sans *gating*. Pour réaliser ces analyses, tous les autres outils de réjection des bruits développés pour O3 (cf chapitre 5 et chapitre 6) ont été désactivés, seul le test de  $\chi^2$  (cf chapitre 2) a été conservé car il n'a pas changé depuis O2. Le FAR est pour le moment encore calculé en utilisant 3 heures de bruit de fond.

### 4.5.1 Effet sur les bruits

La figure 4.14 montre l'effet du *gating* sur la distribution de statistique de classement, ici le SNR, des *triggers* provenant du bruit dans chaque détecteur. Les *triggers* ayant les SNR les plus élevés sont en grande partie supprimés.

L'effet du *gating* dans chaque détecteur se traduit aussi par un effet important sur la distribution des SNR combinés des coïncidences fortuites du bruits de fond en figure 4.15, ce qui a pour impact de réduire les risques d'alertes dus à ces coïncidences.

Nous voyons aussi une augmentation du nombre de *triggers* avec l'ajout du *gating*. Cela sera discuté un peu plus tard.

### 4.5.2 Impact sur le FAR des injections

L'effet important du *gating* sur la distribution de statistique de classement des bruits permet aux injections de mieux ressortir dans ce dernier, et donc d'avoir un meilleur FAR.

La figure 4.16 montre le nombre cumulatif d'injections détectées, après construction des *clusters* (cf chapitre 2), en fonction du logarithme de l'inverse de leur FAR (ou IFAR). Ces courbes, dites ROC (*Receiver Operating Characteristic*), montrent que pour un seuil de IFAR donné, le nombre d'injections détectées avec un IFAR supérieur ou égal au seuil augmente après l'application du *gating*. Pour chaque type d'injection, les résultats utilisés proviennent de toutes les régions.

Le nombre total d'injections qui passent le seuil de IFAR de 10 mois, seuil nécessaire à l'envoi d'alertes pendant O3, est multiplié par 2 après l'application du *gating*.

L'inversion des courbes BBH entre un IFAR de  $10^4$  et  $10^6$  secondes sur la figure 4.16c provient d'injections BBH fortes ayant déclenché le *gating*. Dans l'analyse sans *gating*, correspondant à la courbe en pointillés, ces injections se voient dans les trois détecteurs, avec cependant un SNR inférieur à 12 dans Virgo. Dans le cas de la courbe en trait plein, ces injections déclenchent le *gating* et ne sont donc plus vues dans la région 3. Cependant, la région 4 les récupère bien comme des doubles coïncidences, le SNR dans Virgo étant sous le seuil de 12. Étant donné le bruit de fond encore présent dans cette région (cf figure 4.14) leur FAR est moins bon que des triples coïncidences obtenues sans *gating*. Cet effet disparaîtra néanmoins dans la suite après l'application des outils de nettoyage du bruit de fond, améliorant nettement la qualité des données dans la région 4 (cf chapitre 5).

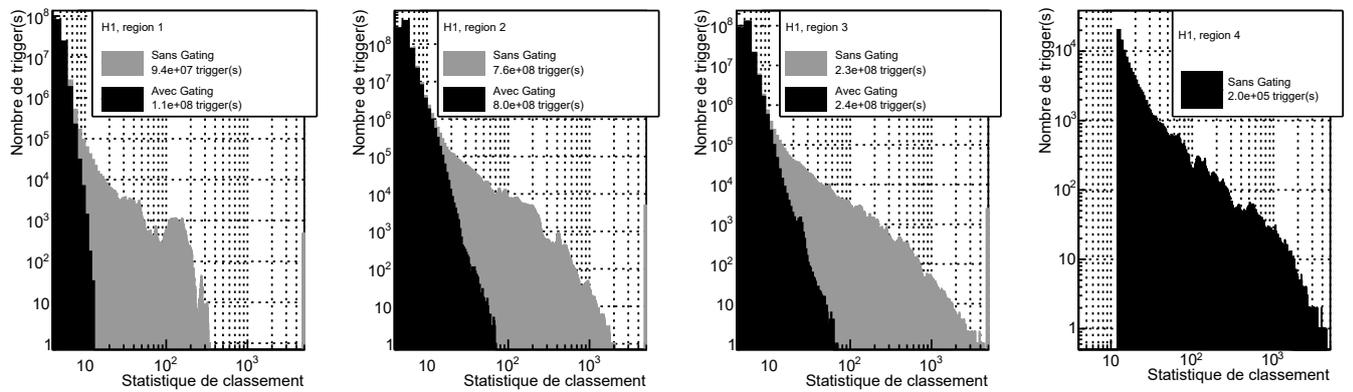
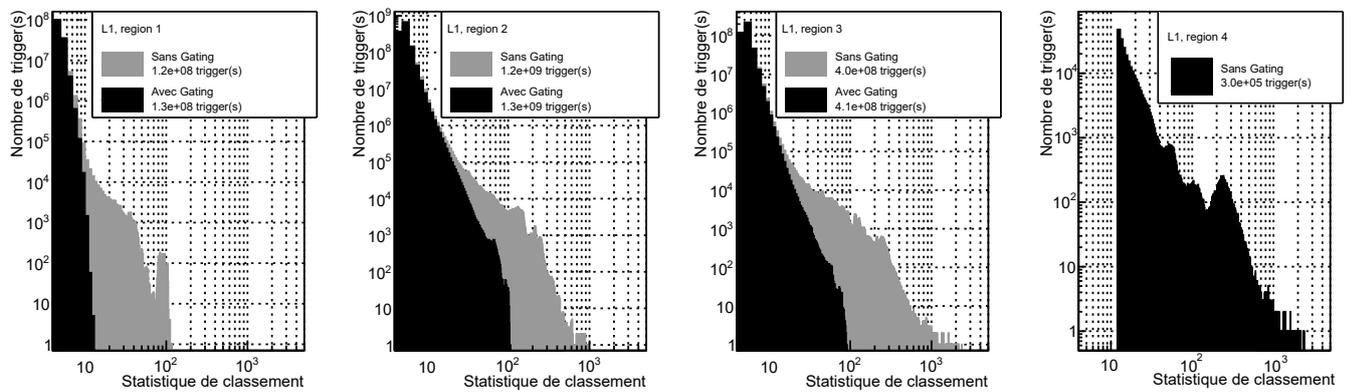
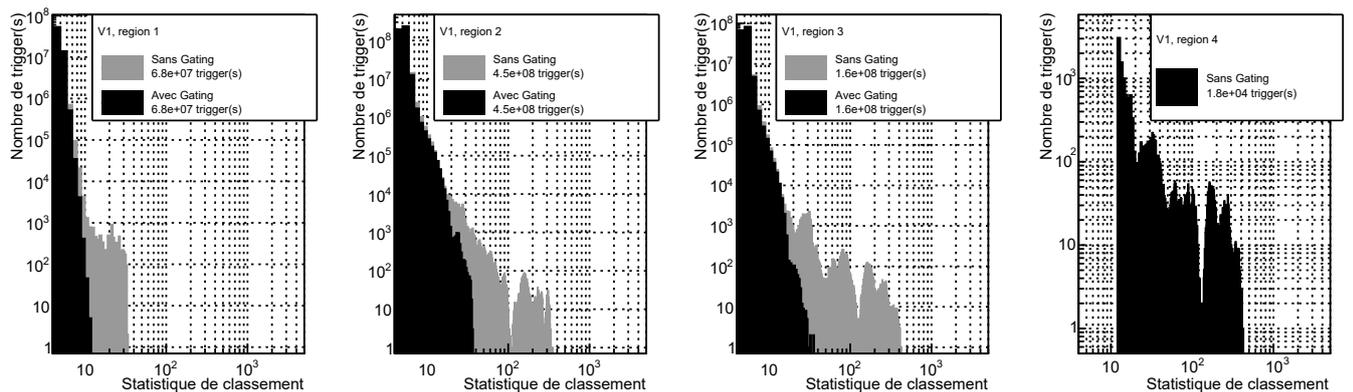
(a) Effet du *gating* sur le bruit dans H1(b) Effet du *gating* sur le bruit dans L1(c) Effet du *gating* sur le bruit dans V1

FIGURE 4.14 – Effet du *gating* sur le bruit dans le jeu de données typique de O3, pour les trois détecteurs et dans les quatre régions. Les zones grises correspondent aux distributions de statistiques de classement sans *gating*, et les zones noires à celles avec *gating* (sauf pour la région 4 qui, par définition, n'utilise pas de *gating*). Pour plus de lisibilité la statistique de classement est tronquée à 5000, tous les *triggers* associés à des valeurs plus élevées (concernant uniquement H1) sont comptabilisés dans le dernier *bin*.

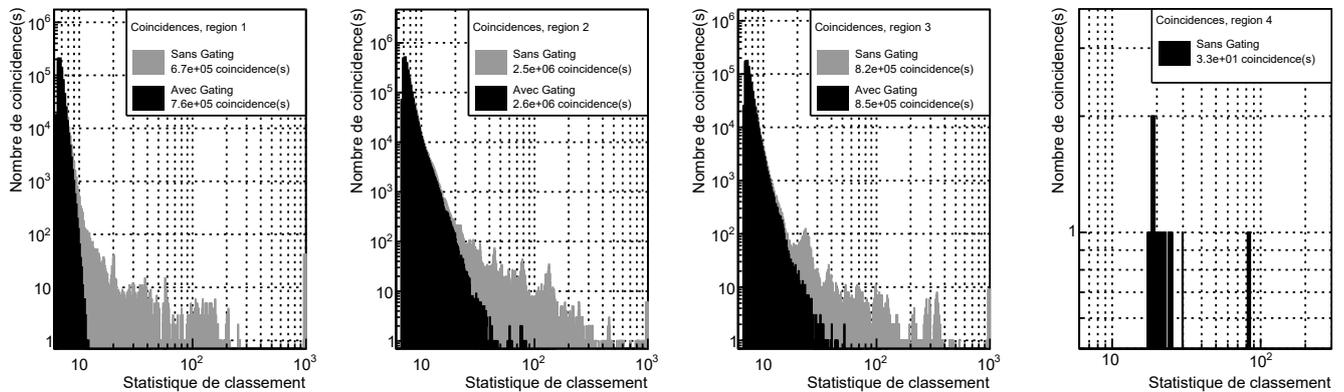
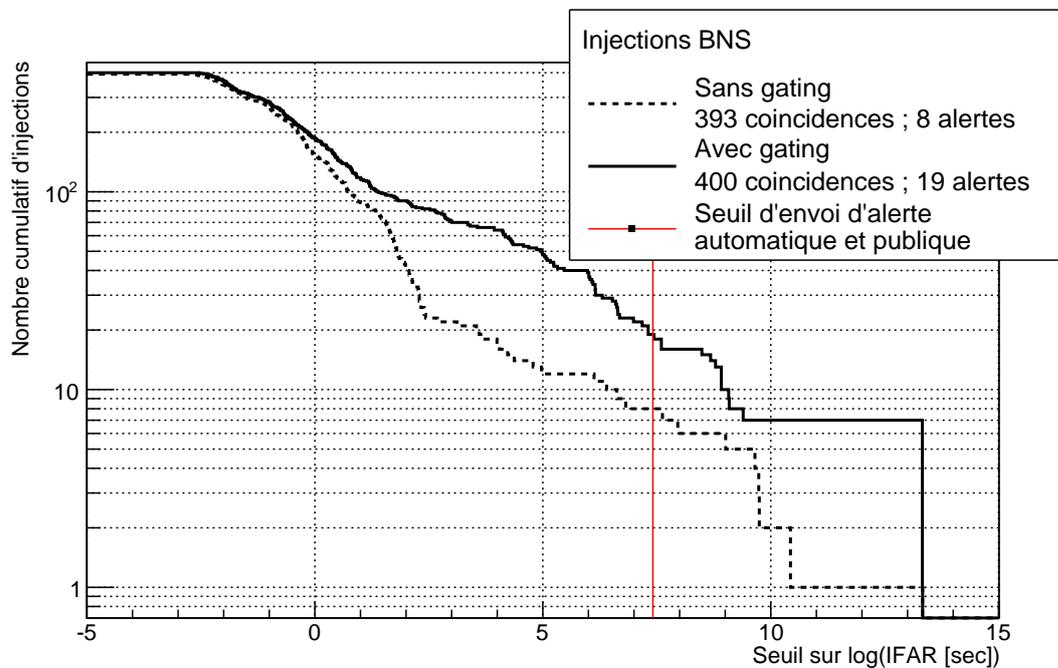
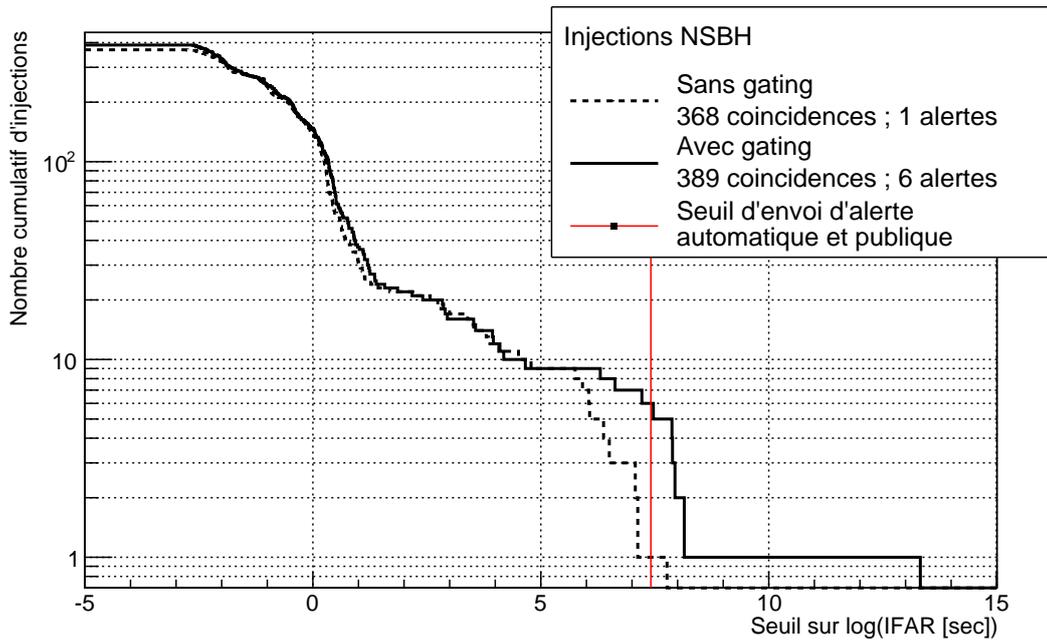


FIGURE 4.15 – Effet du *gating* sur le bruit dans le jeu de données typique de O3 sur tous les types de coïncidences, dans les quatre régions. Les zones grises correspondent aux distributions de statistiques de classement combinées sans *gating*, et les zones noires à celles avec *gating* (sauf pour la région 4 qui, par définition, n'utilise pas de *gating*). Pour plus de lisibilité la statistique de classement combinée est tronquée à 1000, tous les *triggers* associés à des valeurs plus élevées sont comptabilisés dans le dernier *bin*.

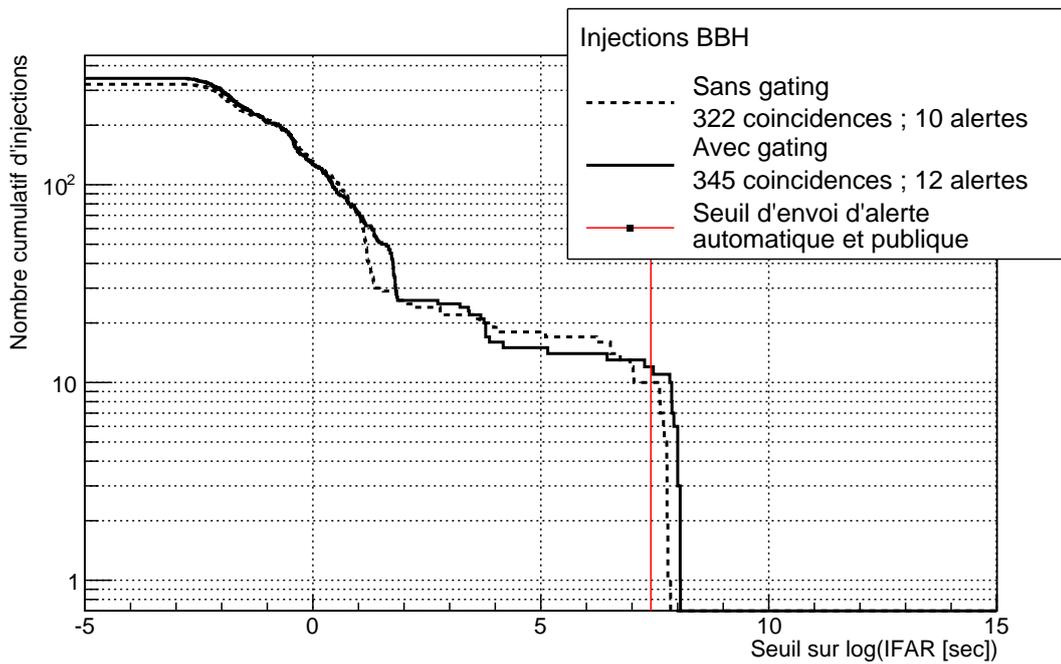


(a) Injections BNS

FIGURE 4.16



(b) Injections NSBH



(c) Injections BBH

FIGURE 4.16 – Effet du *gating* sur la détection d'injections dans des données typiques de O3. Ces courbes ROC montrent le nombre cumulatif d'injections détectées (en ordonnée) en fonction du seuil sur le logarithme de l'IFAR (en abscisse). Les courbes en pointillés correspondent aux résultats sans *gating*, et les courbes en traits pleins aux résultats avec *gating*. La ligne rouge indique le seuil de déclenchement d'alerte utilisé pendant O3.

### 4.5.3 Effet sur la sensibilité de la recherche

Les figures 4.14 et 4.15 montrent bien l'impact du *gating* sur les bruits les plus forts. Elles illustrent aussi un autre effet intéressant du *gating* : le nombre de *triggers* total augmente après son application. Cela se voit aussi dans la figure 4.16 où le nombre total d'injections détectées augmente après l'application du *gating*. Cela témoigne d'une amélioration de la sensibilité après l'application du *gating*.

Comme expliqué dans le chapitre 2, les SNR calculés par le *pipeline* sont normalisés par des PSD qui sont régulièrement mises à jour avec les données à analyser. Ainsi, sans *gating*, les PSD sont calculées sur des données contenant parfois beaucoup de bruit, ce qui a pour effet d'augmenter les valeurs contenues dans ces PSD et donc de diminuer la sensibilité de la recherche. Afin de quantifier cette sensibilité au cours du temps, MBTA calcule un horizon (équation 1.53) pour chaque calque de l'analyse. La figure 4.17 montre l'effet du *gating* sur les horizons moyens dans L1, pour chaque région. Il y a une nette augmentation de ces horizons après l'application du *gating*, et ceux-ci semblent aussi un peu plus stables, car moins sensibles aux bruits transitoires.

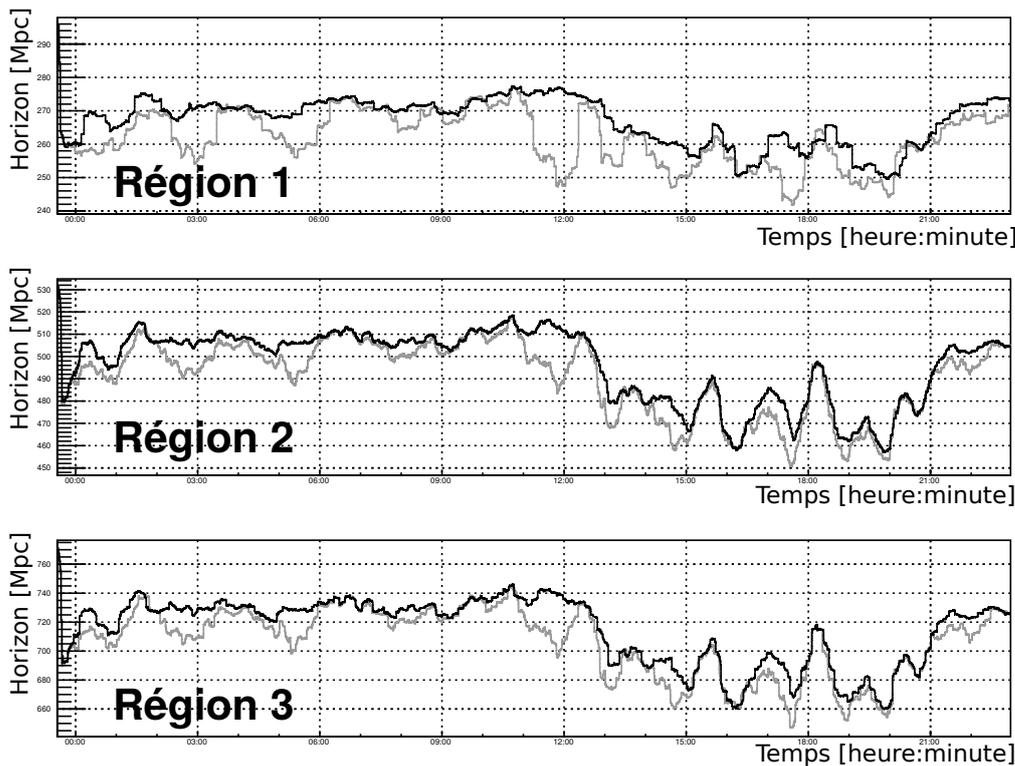


FIGURE 4.17 – Effet du *gating* sur les horizons moyens des régions 1 à 3 dans L1. Les courbes grises sont calculées sans *gating*, contrairement aux courbes noires qui sont obtenues après l'application de ce dernier.

#### 4.5.4 Conclusion sur les effets du *gating*

Pour conclure sur les effets du *gating* sur notre jeu de données typique de O3, récapitulons simplement quelques valeurs dans le tableau 4.1 et le tableau 4.2 :

Méthode utilisée		Bruits							
		Nombre de <i>triggers</i> [ $10^7$ ]				Statistique de classement maximale			
		H1	L1	V1	Coïncidences	H1	L1	V1	Coïncidences
Sans <i>gating</i>	Region 1	9	12	7	0.07	$2 \times 10^7$	120	30	$2 \times 10^7$
	Region 2	75	125	45	0.25	$4 \times 10^7$	940	353	1040
	Region 3	23	40	16	0.08	$3 \times 10^7$	2370	430	1700
Avec <i>gating</i>	Region 1	11	13	7	0.08	13	13	12	12
	Region 2	80	130	45	0.3	70	100	36	84
	Region 3	25	41	16	0.09	70	90	36	52
	Region 4 (sans <i>gating</i> )	0.02	0.03	0.002	$3 \times 10^{-6}$	4500	2400	426	85

TABLE 4.1 – Effet du *gating* sur le bruit présent dans le jeu de données typique de O3.

Méthode utilisée		Nombre d'injections détectées	
		Total	Avec un FAR sous le seuil d'envoi d'alertes
		Coïncidences	Coïncidences
Sans <i>gating</i>	BNS	393	$8 \pm 3$
	NSBH	368	$1 \pm 1$
	BBH	322	$10 \pm 3$
	Toutes sources	1083	$19 \pm 7$
Avec <i>gating</i> et région 4	BNS	400	$19 \pm 4$
	NSBH	389	$6 \pm 2$
	BBH	345	$12 \pm 3$
	Toutes sources	1134	$37 \pm 9$

TABLE 4.2 – Effet du *gating* sur les injections dans le jeu de données typique de O3. Les incertitudes statistiques sur le nombre d'alertes proviennent du fait que le jeu de données est fini, elles sont estimées à partir de la loi de Bernoulli.

## 4.6 Résumé des effets du nouveau *gating* pendant la période d'observation O3

Cette version du *gating* a été utilisée durant O3, nous pouvons donc a posteriori quantifier son impact sur l'analyse.

Premièrement, mesurons la perte de cycle utile due à ce véto. Un analyse sur O3 montre que celui-ci n'a supprimé que 0.19%, 0.15% et 0.07% des données analysables de, respectivement, H1, L1 et V1. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles mesurées pour O2. L'agressivité de ce nouveau *gating* est compensée par le fait qu'il impacte une plus courte durée à chaque activation.

Intéressons-nous maintenant à la principale différence avec l'ancien *gating*, c'est-à-dire la durée des segments retirés. La figure 4.18 illustre plusieurs choses. Tout d'abord, nous retrouvons les chiffres de perte de cycle utile précédemment cités. De plus, contrairement à O2, la durée minimale de déclenchement de ce nouveau *gating* est sous la seconde. Enfin, le temps maximal de déclenchement du *gating* dans H1 est de 4.4 secondes, 3 secondes dans L1, et un maximum légèrement supérieur à 10 secondes dans V1. Après vérification, les moments où le *gating* a été activé pendant plus de 10 secondes correspondent à des moments où le détecteur passe d'un état où les données ne sont pas analysables à un état où elles le sont. Du fait que le détecteur ne soit pas encore à son point de fonctionnement nominal, ce type de changements peut parfois produire du bruit, et donc déclencher le *gating*.

Cette figure peut être comparée à celle de O2 (figure 3.2). La durée des segments retirés par le *gating* a été nettement réduite pour O3, réduisant ainsi les risques qu'une situation comme celle de GW170814 ou GW170817 se reproduise.

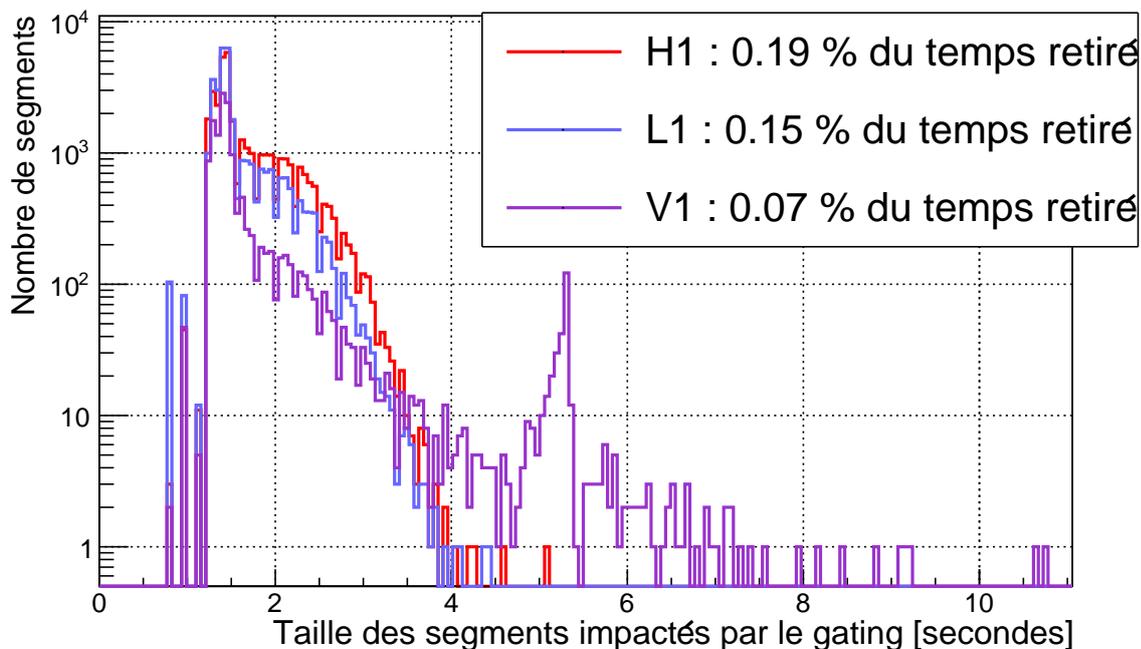


FIGURE 4.18 – Distribution de la durée, en secondes, des segments retirés par le *gating* durant O3.

Pour finir, nous pouvons ajouter que, de tous les candidats assez significatifs pour envoyer

des alertes détectés en ligne par les différents *pipelines* durant O3, un seul a été affecté par le *gating* : S200129m. Ce candidat correspondait à un calque BBH d'une durée de 0.64 seconde, avec un SNR de 15 dans H1 et 21 dans L1, il correspond donc à la définition de la région 4, et a bien été détecté par cette dernière avec des paramètres proches de ceux des autres *pipelines* et un FAR suffisant pour envoyer une alerte. De plus, cinq candidats d'autres *pipelines* : S190829u, S191120at, S191110x, S190822c et S200108v, qui se sont avérés être des bruits, ont été ignorés par MBTA grâce au *gating*.

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit une nouvelle méthode de *gating* permettant une réjection des bruits transitoires intenses plus fine que pendant O2.

En prenant les exemples de GW170817 et GW170814, nous avons pu montrer que le nouveau *gating* permettait de retirer des bruits superposés ou proches d'un signal, sans empêcher la détection de celui-ci.

Une étude des risques a montré que ce *gating* pour être déclenché par des signaux astrophysiques intenses provenant de BBH dont le signal dure moins de 3 secondes. Dans le but de résoudre ce problème, il a été décidé de créer une région 4 qui analyse une partie de l'espace des paramètres de la région 3 sans *gating* mais avec un seuil de statistique de classement plus élevé.

Nous avons ensuite quantifié l'effet que le *gating* avait sur un bruit de fond typique de O3 et des injections. Celui-ci est très efficace pour supprimer des bruits très intenses et améliore ainsi l'efficacité de l'analyse.

Enfin, nous avons pu voir a posteriori comment s'est comporté le *gating* durant O3. Il n'a impacté que quelques dixièmes de pourcent des données analysables de O3, et n'a pas été actif durant de longues périodes. La région 4 a bien fonctionné durant O3 et a permis de sauver un événement du *gating*. Ce veto a aussi permis à MBTA d'ignorer plusieurs bruits intenses ayant déclenché des alertes à travers d'autres *pipelines*, puis ayant donné lieu à des rétractations.

Dans le futur, certains développements pourraient être ajoutés à ce *gating*. Avec l'amélioration des sensibilités des différents détecteurs, certains événements proches risquent d'avoir des amplitudes plus fortes, et donc d'impacter de façon plus importante le *range*. Pour O4, il faudra sans doute redéfinir la région 4 en réduisant le seuil de statistique de classement et en y incluant plus de calques BBH et certains calques NSBH.

Un changement plus profond du *gating* serait d'utiliser un *range* différent comme déclencheur. Le *range* BNS est le *range* typiquement utilisé pour quantifier l'état d'un détecteur, cependant un *range* traitant d'une source plus massives, comme un BBH, pourrait permettre de se concentrer sur des fréquences plus basses (équation 1.30), où certains bruits sont parfois très impactants. Ce changement de fonctionnement risque tout de même de demander une étude complète de la répartition en fréquence des bruits et des risques de ce nouveau *gating*.

Le *gating* est un outil très efficace dans la réduction des bruits très intenses, mais par construction il n'impacte pas les bruits plus faibles qui peuvent aussi poser un problème à l'analyse. Pour traiter ces derniers, d'autres outils présentés dans les chapitre 5 et chapitre 6 ont été développés.



# Chapitre 5

## Les méthodes de réjection appliquées aux *triggers* d'un détecteur

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Sélection des <i>triggers</i></b> . . . . .	<b>110</b>
5.1.1	Statistique de classement et critères de réjection . . . . .	110
5.1.2	Sélection des <i>triggers</i> par seuil . . . . .	110
<b>5.2</b>	<b>Pénaliser les <i>triggers</i> probablement non astrophysiques</b> . . . . .	<b>111</b>
5.2.1	Nécessité d'outils de discrimination des bruits transitoires . . . . .	111
5.2.2	Identifier les <i>triggers</i> provenant de bruits transitoires . . . . .	111
5.2.3	Comparer la série temporelle du SNR observée avec l'autocorrélation du calque : test de l' <i>auto</i> $\chi^2$ . . . . .	113
5.2.4	Utilisation de l' <i>auto</i> $\chi^2$ durant O3 pour pondérer la statistique de classement . . . . .	116
5.2.5	Effet sur les données . . . . .	119
5.2.6	Discussion et optimisations envisagées . . . . .	124
<b>5.3</b>	<b>Identifier et pénaliser les périodes trop bruitées</b> . . . . .	<b>125</b>
5.3.1	L'extraSNR, un outil utilisé durant O2 . . . . .	125
5.3.2	Nécessité d'un nouvel outil de discrimination des périodes bruitées de O3 . . . . .	126
5.3.3	Distributions de l'ExcessRate . . . . .	128
5.3.4	Pondérer la statistique de classement en fonction de la qualité des données de la période considérée . . . . .	130
5.3.5	Effet sur les données . . . . .	133
5.3.6	Discussion et optimisations envisagées . . . . .	141
<b>5.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>141</b>

---

**U**NE fois le *gating* appliqué aux données, ces dernières sont prêtes à être utilisées par le filtrage adapté. Cependant, si le *gating* permet de supprimer une grande partie des bruits transitoires les plus intenses, un grand nombre de bruits moins intenses survivent à ce traitement.

Afin de s'occuper de ces bruits, MBTA utilise toute une batterie d'outils capables d'identifier et de pénaliser les candidats probablement non astrophysiques, ou encore d'adapter la recherche en fonction de la qualité des données utilisées. Une partie de ces outils s'applique au moment d'analyser les données d'un seul détecteur, ce sont eux qui sont décrits dans ce chapitre.

Dans un premier temps, nous rappellerons comment sont sélectionnés les candidats. Ensuite, nous expliquerons les techniques utilisées par MBTA pour identifier et pénaliser les candidats non astrophysiques ayant un SNR supérieur au seuil. Puis, nous détaillerons une méthode repérant et traitant les périodes bruitées.

## 5.1 Sélection des *triggers*

### 5.1.1 Statistique de classement et critères de réjection

La méthode du filtrage adapté, décrite au chapitre 2, donne naturellement une observable permettant de distinguer les signaux astrophysiques du bruit, le SNR  $\rho$  (équation 2.11). Cette observable quantifie la quantité de signal, pour un calque donné, par rapport à la quantité de bruit à un instant  $t$ . Dans du bruit stationnaire et gaussien, le lemme de Neyman-Pearson montre que la détection optimale se fait en comparant le SNR à un seuil (cf chapitre 2).

Cependant, comme nous avons pu le voir plus tôt, le bruit des interféromètres n'est ni stationnaire, ni gaussien. Un événement terrestre ou instrumental (tremblement de terre, activité humaine, bruit électronique...) peut survenir à chaque instant et, en raison de la très grande sensibilité des instruments, apporter une quantité d'énergie importante dans le détecteur sur des bandes de fréquences variées. Pour éviter que ce type de bruit ne coïncide avec plusieurs calques et ne déclenche une alerte ou n'impacte trop le calcul du FAR, des outils de réjection de bruits sont utilisés.

Durant O2, ces outils étaient principalement composés de coupures nettes dans les données. Si un *trigger* ne correspondait pas au critères fixés par ces coupures, alors celui-ci était tout simplement ignoré. Cependant, ces outils se sont révélés trop agressifs et parfois inefficaces (cf chapitre 3) et il a été décidé d'en abandonner certaines (comme la coupure "MFO", ou l'extraSNR), d'en adapter d'autres (comme le *gating*) et d'en créer de nouveaux, tout aussi discriminants mais moins dangereux.

Ces nouveaux outils, discutés dans la suite de ce chapitre, fonctionnent différemment des coupures précédemment utilisées. Au lieu de retirer les mauvais *triggers*, ils se contentent d'appliquer un poids sur leur SNR afin de tendre vers les conditions d'application du lemme de Neyman-Pearson. On définit alors une statistique de classement, notée  $\tilde{\rho}$ , qui correspond au produit entre le SNR et ce poids. Afin d'augmenter l'efficacité de détection, il convient de s'assurer que ces outils n'impactent pas ou peu les candidats astrophysiques et le bruit gaussien, mais soient aussi agressifs que possible vis-à-vis des bruits non-gaussiens.

### 5.1.2 Sélection des *triggers* par seuil

Une fois la statistique de classement d'un *trigger* calculée, elle est comparée à un seuil préalablement fixé dans la configuration du *pipeline*. Si elle est sous ce seuil, le *trigger* est rejeté, si elle est au dessus, le *trigger* est utilisé dans la recherche en coïncidence et dans l'accumulation du bruit de fond.

Dans une analyse en temps réel, il convient de fixer le seuil utilisé avec beaucoup d'attention. Un seuil trop faible risque d'alourdir la recherche en conservant trop de *triggers* peu significatifs, alors qu'un seuil trop élevé va entraîner une perte d'événements qui, dans un

détecteur ont un SNR proche du seuil, mais dans un autre peuvent être vus de manière plus intense, et pourraient donc devenir significatifs aux moments de faire des coïncidences.

Durant O2, en raison de l'efficacité des outils de traitements des bruits et de la puissance de calcul disponible, le seuil avait d'abord été fixé à 5 dans toutes les régions, avant de passer à 5.5. L'utilisation de nouvelles machines, la mise en œuvre d'outils de réjection des bruits plus efficaces et la réorganisation du *pipeline* ont permis d'atteindre des seuils de 4.5 pour la région 1 et 4.8 pour les régions 2 et 3 à la fin de O3.

## 5.2 Pénaliser les *triggers* probablement non astrophysiques

### 5.2.1 Nécessité d'outils de discrimination des bruits transitoires

La présence de bruits transitoires non-gaussiens peut engendrer des excès de SNR importants qui survivent au seuil. C'est par exemple ce qui s'est passé le 27 décembre 2015 durant O1. Ce jour là, un bruit modérément intense a affecté le détecteur H1 et MBTA a enregistré un *trigger* avec un SNR de 8. Ce *trigger* s'est ensuite apparié avec un autre *trigger* dans L1 proche du seuil (SNR de 5) pour créer le candidat G200168, assez significatif pour être considéré comme peut-être astrophysique [84].

De plus, la figure 4.14 montre que même si le *gating* supprime les bruits les plus intenses, certains parviennent tout de même à survivre avec des SNR élevés, polluant le bruit de fond utilisé dans l'estimation du FAR, et risquant d'envoyer des alertes.

Pour empêcher que ces *triggers* n'impactent trop la recherche, MBTA utilise plusieurs outils de discrimination et de réjection de bruits.

### 5.2.2 Identifier les *triggers* provenant de bruits transitoires

L'enjeu de la réjection des bruits est d'identifier les *triggers* avec un SNR supérieur au seuil mais ayant une faible probabilité d'être d'origine astrophysique.

#### 5.2.2.1 Test du $\chi^2$ entre les différentes bandes de fréquence

MBTA réalise une analyse sur deux bandes de fréquence distinctes. La quantité d'énergie attendue, ou de SNR, dans chaque bande de fréquence est définie pour chaque calque utilisé par l'analyse. Un test du  $\chi^2$ , typique de l'analyse de données, peut ainsi être appliqué de façon à vérifier que le SNR s'accumule le long de la bande passante comme nous pouvons l'attendre pour un signal astrophysique [77]. La figure 5.1 illustre la répartition de SNR entre les bandes LF et HF dans le *pipeline* MBTA.

Nous pouvons alors définir une observable, notée  $\chi^2$ , qui quantifie la différence entre la valeur estimée du SNR ( $h, VT$ ) et les valeurs  $(h, RT_i)$ , mesurées dans chaque bande de fréquences  $i$  par le filtrage adapté, en phase (P) et en quadrature (Q) :

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{i=0}^{N-1} [(h, RT_i)_P - (h, VT)_P \cdot \alpha_i \cdot \cos(\Phi_0 + \Delta\Phi_{i-1,i})]^2 \\ & + \sum_{i=0}^{N-1} [(h, RT_i)_Q - (h, VT)_Q \cdot \alpha_i \cdot \sin(\Phi_0 + \Delta\Phi_{i-1,i})]^2 \end{aligned} \quad (5.1)$$

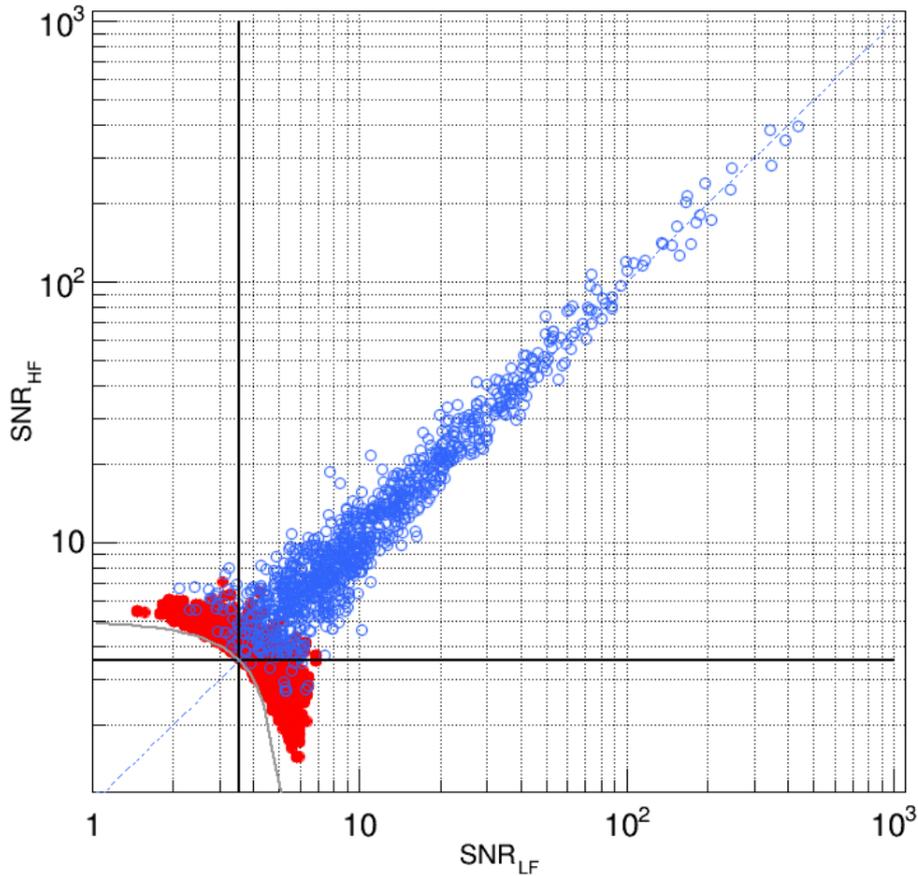


FIGURE 5.1 – Réparation du SNR entre les deux bandes de fréquences analysées par MBTA. La courbe grise correspond à un seuil global de SNR de 5, les lignes noires sont les seuils locaux associés pour un  $\alpha_i = 1/2$ . La ligne en pointillés bleue représente une répartition équivalente dans les deux bandes de fréquences. Les points rouges correspondent aux valeurs issues de bruits, et les points bleus aux valeurs obtenues avec des injections.

Avec  $\Phi_0$  la phase du signal au moment de la coalescence (équation 1.27),  $N$  le nombre de bandes de fréquences ( $N = 2$  pour MBTA),  $\alpha_i$  la proportion de  $\text{SNR}^2$  attendu dans la bande de fréquence  $i$  (de l'ordre de  $1/N$ ) et  $\Delta\Phi_{i-1,i}$  le décalage en phase entre les calques réels des bandes  $i - 1$  et  $i$ , où  $\Delta\Phi_{-1,0} = 0$ .

Par construction, ce  $\chi^2$  doit avoir une valeur proche de 0 pour de purs signaux astrophysiques sans bruit. Dans du bruit gaussien, il doit aussi avoir une espérance de  $2N - 2$  et un écart-type de  $\sqrt{2(2N - 2)}$ , soit 2 et 2 dans le cas d'une analyse à deux bandes comme MBTA, ce qui en fait un outil capable de discriminer les bruits ayant des  $\chi^2$  trop élevés.

### 5.2.2.2 Coupure nette des *triggers* ayant un mauvais $\chi^2$

Ce test du  $\chi^2$  est utilisé comme une coupure dans l'analyse MBTA. L'idée est simple : ne conserver que les *triggers* ayant un  $\chi^2$  assez faible.

Afin de construire cette coupure, il faut bien comprendre que les signaux astrophysiques ne coïncident pas toujours parfaitement avec les calques, qui ne fournissent qu'un échantillonnage de l'espace des paramètres de masses et de spins. Un événement astrophysique ayant un SNR élevé aura donc souvent un  $\chi^2$  lui aussi élevé. La condition sur le  $\chi^2$  pour conserver un *trigger* détecté avec un SNR donné a donc été fixée empiriquement de la façon

suivante :

$$\chi^2 < A \cdot (2 + B \times \text{SNR}^2) \quad (5.2)$$

Avec  $A$  et  $B$  deux paramètres empiriques, fixés respectivement à 3 et 0.025 [82].

Cette coupure n'a jamais posé de réel problème à l'analyse et n'a que peu d'impact après l'application du nouveau *gating* présenté dans le chapitre 4, il a donc été décidé de la conserver telle quelle pour O3. Cependant, MBTA n'utilisant que deux bandes de fréquence, ce type de  $\chi^2$  n'est pas très discriminant [77]. D'autres outils ont donc été développés.

### 5.2.3 Comparer la série temporelle du SNR observée avec l'auto-corrélation du calque : test de l'*auto* $\chi^2$

Pour O2, un test similaire à celui du  $\chi^2$  a été implémenté dans MBTA. Cette observable, nommée *auto* $\chi^2$ , s'inspire du  $\xi^2$  qu'utilise *gstlal* [63, 80]. À la manière de la coupure MFO (cf chapitre 2), il se base sur la série temporelle du SNR en sortie du filtrage adapté. L'*auto* $\chi^2$  est une comparaison de cette dernière avec l'auto-corrélation du calque utilisé.

Le *pipeline* MBTA réalise le filtrage adapté dans un espace complexe, en phase et en quadrature (équation 2.25), avant de recombinaison les deux résultats en une variable réelle (équation 2.26). Il est donc possible de calculer un *auto* $\chi^2$  "réel" après recombinaison, ou un *auto* $\chi^2$  "complexe" avant recombinaison.

Dans la suite, le SNR au cours du temps (équation 2.14) sera noté  $\rho(t)$ , il est associé à un calque donné. Nous noterons aussi  $A(t)$  l'auto-corrélation normalisée du calque,  $t_0$  le temps du *trigger* et le SNR, noté  $\rho \equiv \rho(t_0)$ , sera le coefficient de proportionnalité entre les deux séries temporelles.

#### 5.2.3.1 Version réelle

La version réelle de l'*auto* $\chi^2$  se calcule de la manière suivante :

$$\text{auto}\chi_{\text{Réel}}^2 = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0 - \Delta t/2}^{t_0 + \Delta t/2} [\rho(t) - \rho A(t - t_0)]^2 dt \quad (5.3)$$

Où  $\Delta t$  est un intervalle de temps centré sur  $t_0$ , fixé à environ 100 ms.

Les données analysées n'étant pas continues mais discrètes, l'intégrale de l'équation 5.3 devient alors une somme, et la normalisation par  $\Delta t$  devient une division par le nombre de point utilisés, soit 400 (un point toute les 0.25 ms environ).

Pour illustrer le pouvoir discriminant de l'*auto* $\chi^2$ , comparons trois *triggers*, un provenant de bruit gaussien, et deux détectés avec un SNR de 20 dans L1 : un bruit intense et une injection. Leur séries temporelles réelles de SNR et les auto-corrélations de leur calques sont visibles en figure 5.2, elles permettent de calculer des valeurs d'*auto* $\chi_{\text{Réel}}^2$  de respectivement 1.18, 53 et 1.38.

#### 5.2.3.2 Version complexe

Afin de définir la version complexe de l'*auto* $\chi^2$ , il est toujours nécessaire d'aligner en temps et en amplitude les différentes séries temporelles, mais il faut aussi les aligner en phase. En pratique, il faut se placer dans l'espace à deux dimensions ( $P$ ,  $Q$ ) et appliquer

une rotation de la phase  $\Phi_0$  à l'auto-corrélation du calque. Les suffixes  $P$  et  $Q$  sont utilisés pour symboliser respectivement les parties en phase et en quadrature des signaux. Pour rappel, le SNR réel s'exprime à partir des SNR de ces deux parties (équation 2.26).

L'auto $\chi^2$  complexe, noté  $\text{auto}\chi_{PQ}^2$ , se définit alors de la manière suivante (avec les conventions précédentes) :

$$\text{auto}\chi_{PQ}^2 = \frac{1}{2\Delta t} \int_{t_0-\Delta t/2}^{t_0+\Delta t/2} \left\| \begin{pmatrix} \rho_P \\ \rho_Q \end{pmatrix} (t) - \rho \begin{pmatrix} \cos \Phi_0 & -\sin \Phi_0 \\ \sin \Phi_0 & \cos \Phi_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_P \\ A_Q \end{pmatrix} (t - t_0) \right\|^2 dt \quad (5.4)$$

Cet  $\text{auto}\chi^2$  est divisé par un facteur 2 pour tenir compte du fait que ce qui se trouve sous l'intégrale est une somme de deux termes. L'auto $\chi_{PQ}^2$  utilise donc deux fois plus d'informations que l'auto $\chi_{\text{réel}}^2$ .

Comme pour l'auto $\chi_{\text{réel}}^2$ , l'utilisation de données discrètes transforme l'intégrale de l'équation précédente en une somme, et la division par  $2 \times \Delta t$  en une division par  $2 \times 400$ .

La figure 5.3 donne la représentation graphique des séries temporelles en phase et en quadrature des trois *triggers* utilisés précédemment dans la figure 5.2. Les  $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  obtenus sont respectivement 0.96 pour le bruit gaussien, 50 pour le bruit intense et 1.32 pour l'injection BBH.

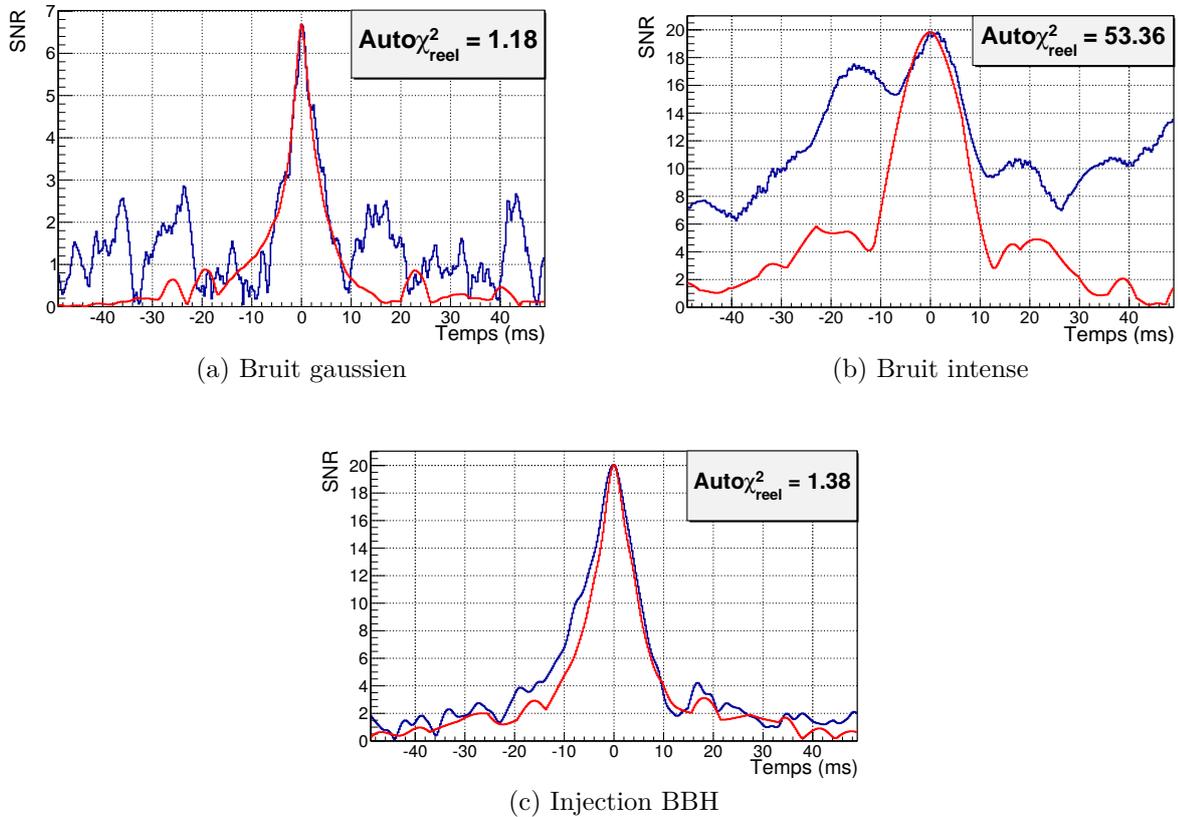


FIGURE 5.2 – Séries temporelles réelles des SNR et auto-corrélations des calques d'un bruit gaussien, d'un bruit intense et d'une injection. La série temporelle est en bleu et l'auto-corrélation du calque utilisé dans la détection est en rouge.

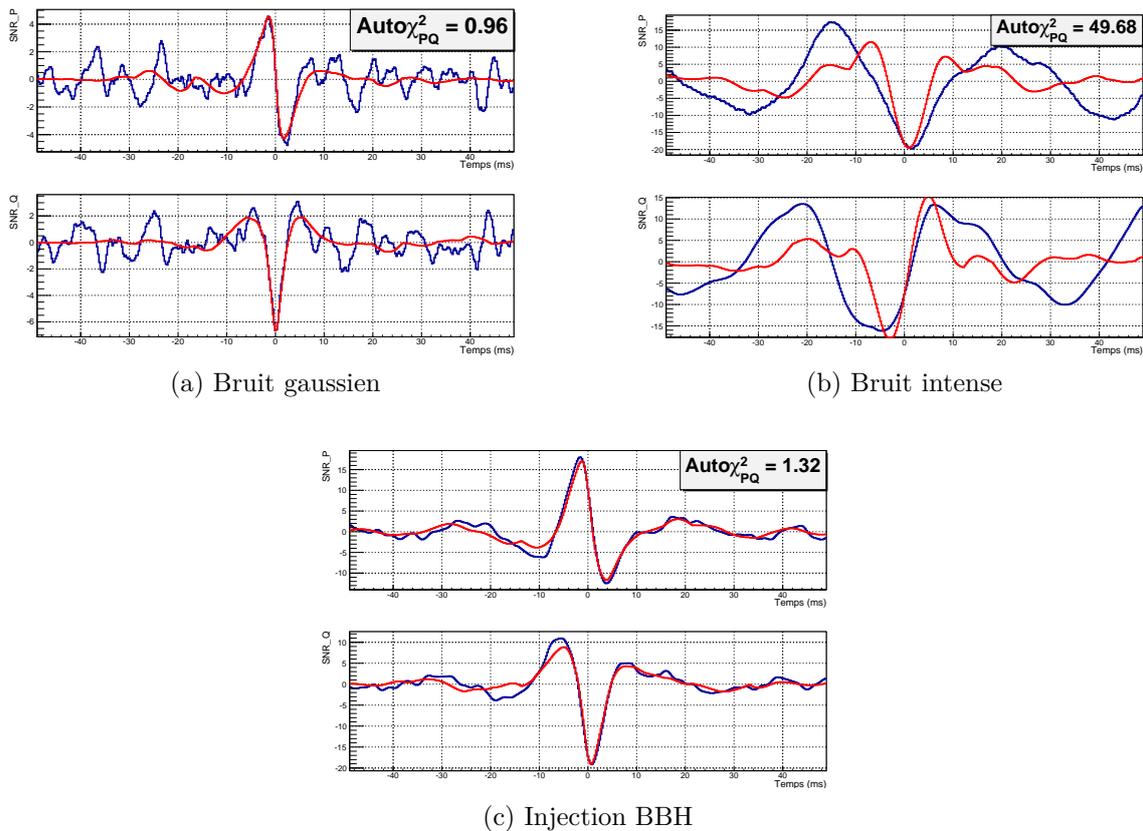


FIGURE 5.3 – Séries temporelles en phase et en quadrature des SNR et auto-corrélations des calques d’un bruit gaussien, d’un bruit intense et d’une injection. La série temporelle est en bleu et l’auto-corrélation du calque utilisé dans la détection est en rouge. Les figures supérieures contiennent les données en phase et la figures inférieures les données en quadrature.

### 5.2.3.3 Différences entre les deux versions

Afin de décider quelle version de l’auto $\chi^2$  doit être utilisée, discutons un peu des différences entre ces deux observables.

Concernant l’auto $\chi_{réel}^2$ , bien que celui-ci soit nommé  $\chi^2$ , il n’en est pas réellement un. En effet, une variable suit une loi du  $\chi^2$  si, et seulement si, elle peut s’écrire comme une somme quadratique de variables suivant des lois normales centrées. Or, dans le cas de l’auto $\chi_{réel}^2$ , la quantité qui est sommée dans l’équation 5.3 est une différence de SNR réel, au cours du temps, élevée au carré. Si les SNR en phase et en quadrature calculés par MBTA suivent bien des lois normales centrées dans du bruit gaussien, ce n’est plus le cas du SNR réel obtenu après recombinaison (équation 2.26). Sur du bruit gaussien, l’auto $\chi_{PQ}^2$  doit en revanche bien suivre une loi du  $\chi^2$ , et, avec la normalisation spécifiée dans l’équation 5.4, son espérance doit être égale à 1. En réalité, les 800 paramètres sommés représentent l’évolution au cours du temps des SNR, en phase et en quadrature, pour un calque donné, ils ne sont donc pas indépendants. L’auto $\chi_{PQ}^2$  possède donc un nombre de degrés de liberté effectifs inférieur à 800, l’écart-type de cette observable sera donc supérieur à celui attendu pour un  $\chi^2$  normalisé avec 800 degrés de liberté ( $\sqrt{2/800} \approx 0.05$ ).

La figure 5.4 montre les distributions des deux auto $\chi^2$  obtenues sur 10 heures de bruit gaussien. Dans le cas de l’auto $\chi_{réel}^2$ , celui-ci suit une distribution dont les paramètres dé-

pendent du détecteur et de la région considérés. L' $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  semble quant à lui bien suivre une loi du  $\chi^2$ , d'espérance en moyenne égale à 1, avec un écart-type correspondant à un nombre de degrés de liberté effectifs de l'ordre de 40 (pour un écart-type de 0.22).

L' $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  est a priori plus discriminant que l' $\text{auto}\chi_{R\acute{e}el}^2$ , car il contient par nature plus d'informations que ce dernier. De plus, l' $\text{auto}\chi_{R\acute{e}el}^2$  ne suit pas une loi usuelle, et dépend plus que l'autre du détecteur et de la région considérés, il n'est donc pas facile à utiliser. Pour toutes ces raisons, c'est l' $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  qui a été choisi comme outil de réjection pour O3.

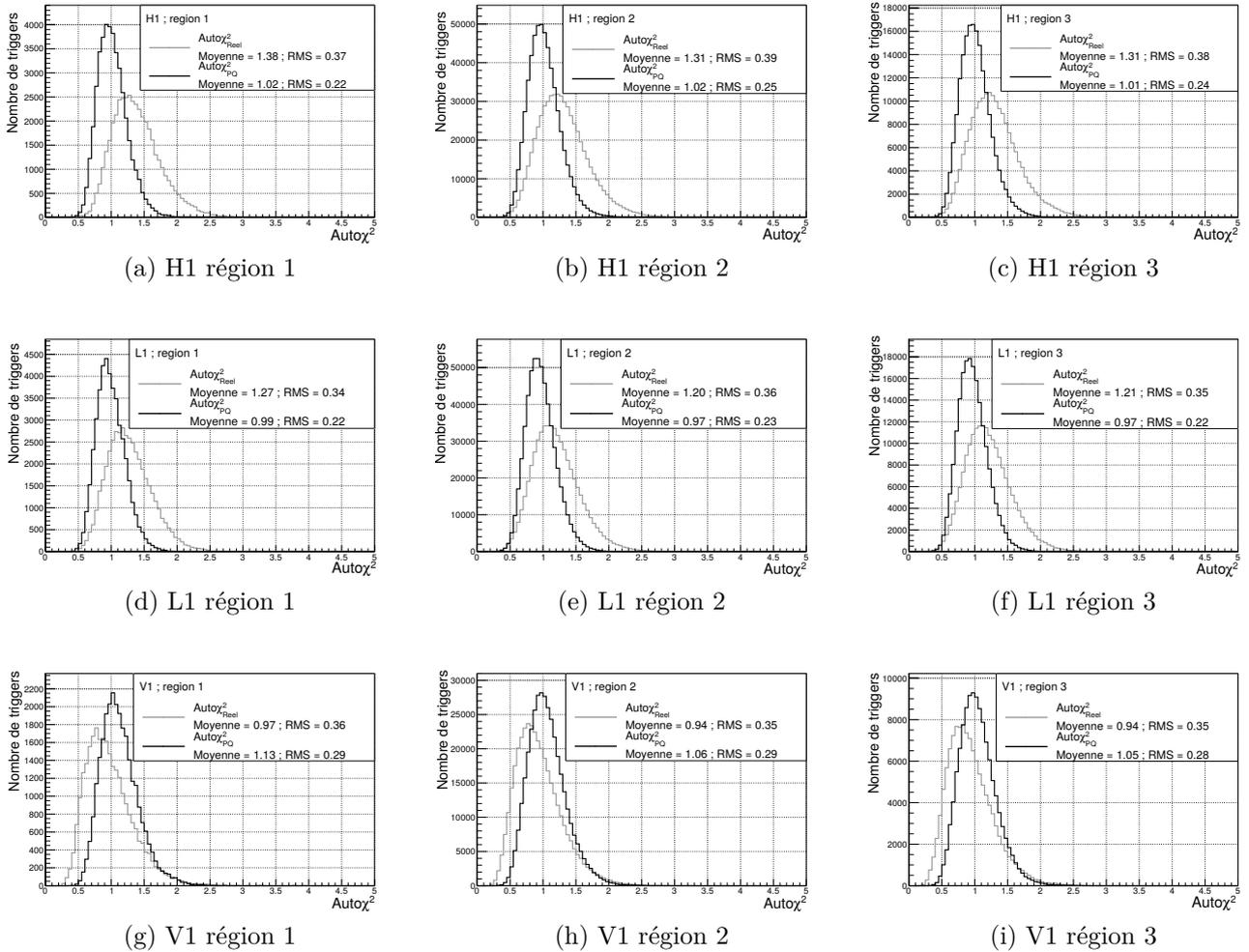


FIGURE 5.4 – Distribution des  $\text{auto}\chi^2$  sur 10 heures de bruit gaussien, pour chaque région et détecteur. Les courbes grises correspondent aux  $\text{auto}\chi_{R\acute{e}el}^2$  et les courbes noires aux  $\text{auto}\chi_{PQ}^2$ .

### 5.2.4 Utilisation de l' $\text{auto}\chi^2$ durant O3 pour pondérer la statistique de classement

L' $\text{auto}\chi^2$  (réel) était à l'origine utilisé via une coupure nette dans les données à la manière de celle du  $\chi^2$  présentée en équation 5.2. Le changement d'observable et la décision de remplacer les coupures par des outils plus progressifs ont motivé l'utilisation de l' $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  dans la construction d'une nouvelle statistique de classement.

### 5.2.4.1 Distribution de l'auto $\chi_{PQ}^2$ pour du bruit et des injections

Avant de construire cette statistique de classement, regardons sur la figure 5.5 comment se comporte cette observable vis-à-vis du bruit du jeu de données typiques de O3 et d'injections aux paramètres similaires à celles définies en chapitre 2, avec des amplitudes un peu plus élevées que ces dernières.

Nous voyons nettement deux tendances différentes entre le bruit et les injections. Certains points noirs, correspondant à du bruit, atteignent des auto $\chi_{PQ}^2$  relativement élevés même à bas SNR, alors que les injections, en rouge, restent à des valeurs d'auto $\chi_{PQ}^2$  en moyenne plus basses.

L'auto $\chi_{PQ}^2$  des injections varie tout de même avec le SNR, cela trouve son origine dans l'équation 5.4. Bien que l'auto-corrélation du calque ait été normalisée, pour de très grands SNR une très légère différence entre les séries temporelles, due à des différences entre le calque et le signal mesuré, impactera la valeur de l'auto $\chi_{PQ}^2$ .

De plus, certaines injections apparaissent avec un auto $\chi_{PQ}^2$  relativement élevé. Cet effet, particulièrement bien visible dans la région 2 (figure 5.5b), indique une contamination de ces données par du bruit : le *trigger* avec le SNR maximal au temps de l'injection n'est pas forcément celui avec le meilleur auto $\chi_{PQ}^2$ , et donc avec le meilleur calque. L'introduction de l'auto $\chi_{PQ}^2$  devrait donc aider à sélectionner les *triggers* qui correspondent le mieux aux signaux.

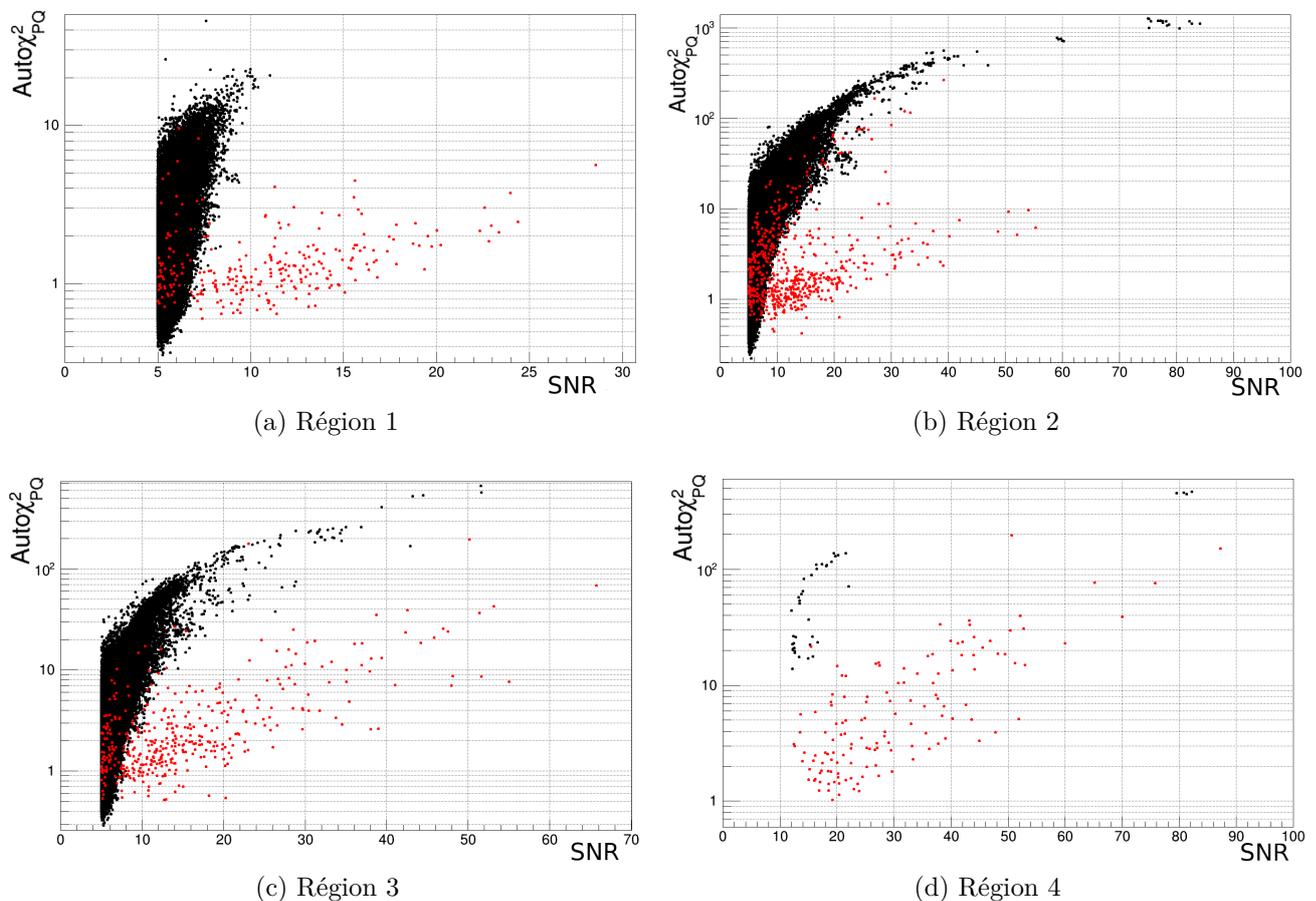


FIGURE 5.5 – Répartition de l'auto $\chi_{PQ}^2$  en fonction du SNR, pour des injections (points rouges) et du bruit (points noirs).

### 5.2.4.2 Nouvelle statistique de classement : le SNR pondéré

Afin d'utiliser l' $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  dans l'analyse sans en faire une coupure, une nouvelle statistique de classement a été construite. Le principe est le suivant : pénaliser les *triggers* ayant un mauvais  $\text{auto}\chi^2$ . Le plus intuitif est de faire en sorte que la statistique de classement obtenue sur des événements astrophysiques et du bruit gaussien reste à peu près identique au SNR.

Pour ce qui est des événements, l' $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  est construit de façon à ce que, avec un signal correspondant au calque et du bruit gaussien, il se comporte de la même manière que sur du bruit gaussien uniquement. Or, pour du bruit gaussien, nous avons vu en figure 5.4 que l' $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  suit une loi du  $\chi^2$  d'espérance égale à 1. La nouvelle statistique de classement est donc construite dans le but d'être identique au SNR pour des  $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  inférieurs ou égaux à 1.

En s'inspirant de la statistique de classement utilisée par pyCBC (pondérée par le  $\chi^2$  défini en équation 5.1, mais calculé sur 16 bandes de fréquences [65]), nous pouvons redéfinir notre statistique de classement  $\tilde{\rho}$  comme une pondération du SNR, nommée rwSNR (*reweighted SNR*) :

$$\tilde{\rho} \equiv \text{rwSNR} = \begin{cases} \text{SNR} & \text{si } \text{auto}\chi_{PQ}^2 \leq 1 \\ \text{SNR} \times \left( \frac{A + (\text{auto}\chi_{PQ}^2)^\alpha}{A+1} \right)^{-1/\beta} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.5)$$

Cette équation est normalisée pour assurer sa continuité quand  $\text{auto}\chi_{PQ}^2 = 1$ . Les paramètres  $A$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  doivent être correctement fixés afin d'éviter d'avoir un point d'inflexion trop marqué à cet endroit. Plusieurs jeux de paramètres ont été testés, un a été retenu pour sa capacité à séparer les injections du bruit :  $A = 10$ ,  $\alpha = 5$  et  $\beta = 8$ . La figure 5.6 représente la fonction de pondération, pour des  $\text{auto}\chi_{PQ}^2$  compris entre 1 et 100, avec les paramètres précédents.

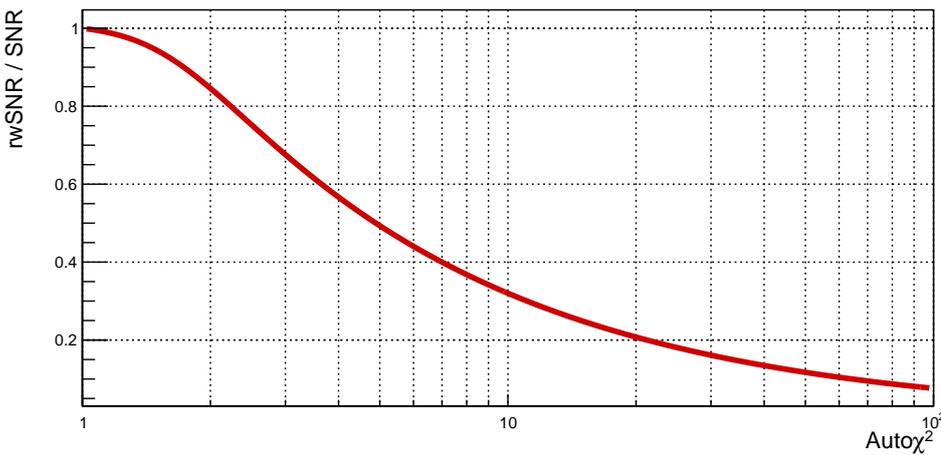


FIGURE 5.6 – Fonction de pondération utilisée dans la construction du rwSNR (cf équation 5.5). Les paramètres utilisés sont les suivants :  $A = 10$ ,  $\alpha = 5$  et  $\beta = 8$ .

La figure 5.7 montre l'effet de cette fonction de pondération sur les *triggers* de la figure 5.5. L'utilisation du rwSNR permet de bien différencier les bruits des injections, sans pour autant couper net dans les données. La ligne en pointillés représente la coupure sur l' $\text{auto}\chi_{\text{Réal}}^2$  utilisée durant O2. Bien que cette coupure permettait de retirer beaucoup de

bruits, une partie d'entre-eux y survivaient. De plus, certaines injections soumises à cette coupure auraient été retirées par l'analyse. L'utilisation du *rwSNR* permet de mieux traiter les bruits sous le seuil de la coupure, et aussi de conserver les événements au dessus de ce seuil, parfois avec des statistiques de classement suffisantes pour créer des coïncidences significatives.

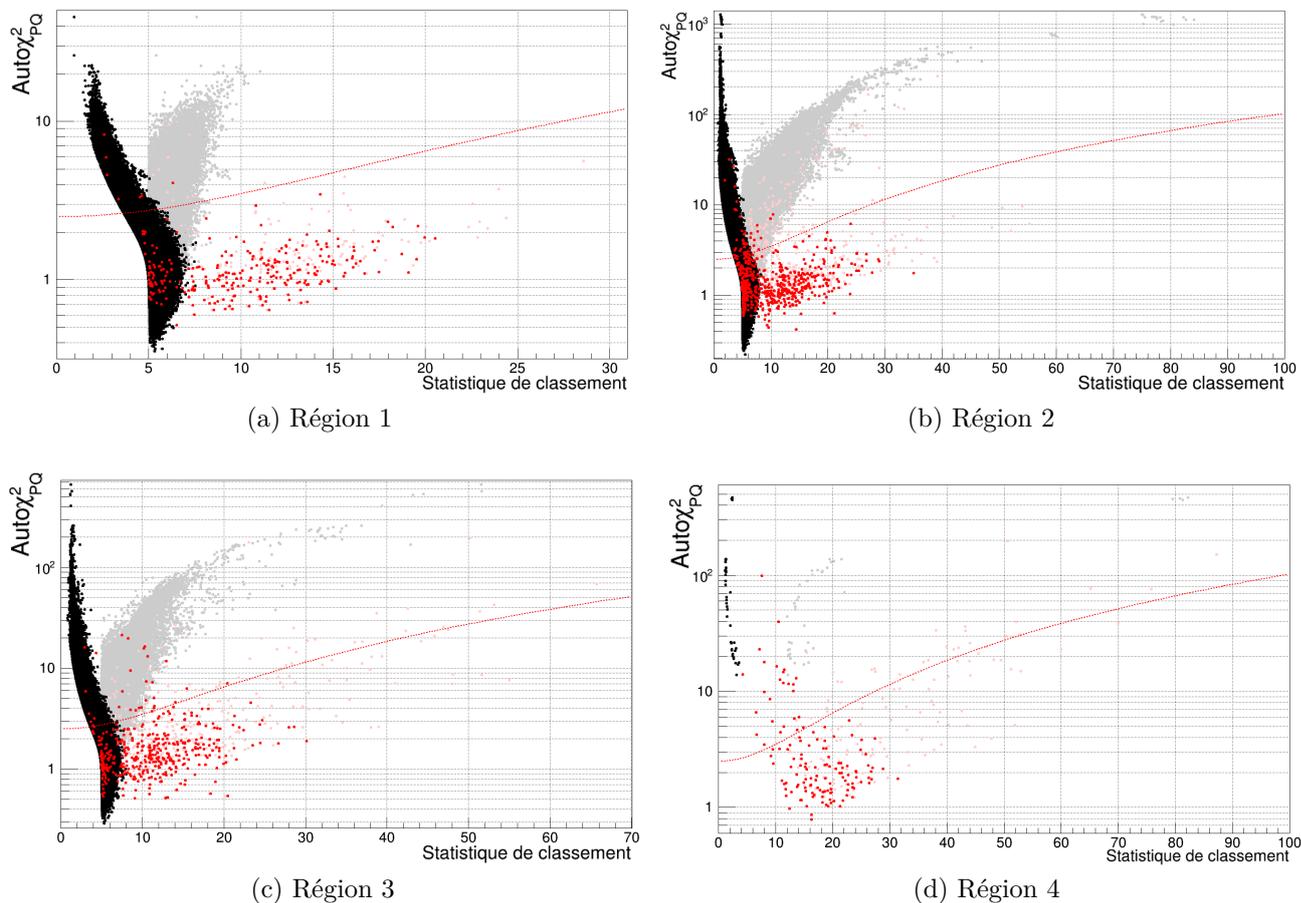


FIGURE 5.7 – Réparation de l'auto $\chi^2_{PQ}$  en fonction de la statistique de classement, pour des injections (points rouges) et du bruit (points noirs). Les points clairs sont ceux obtenus avec le SNR (identiques à ceux de la figure 5.5), et les points foncés sont ceux obtenus après l'application du *rwSNR*. La courbe en pointillés représente la coupure utilisée durant O2.

### 5.2.5 Effet sur les données

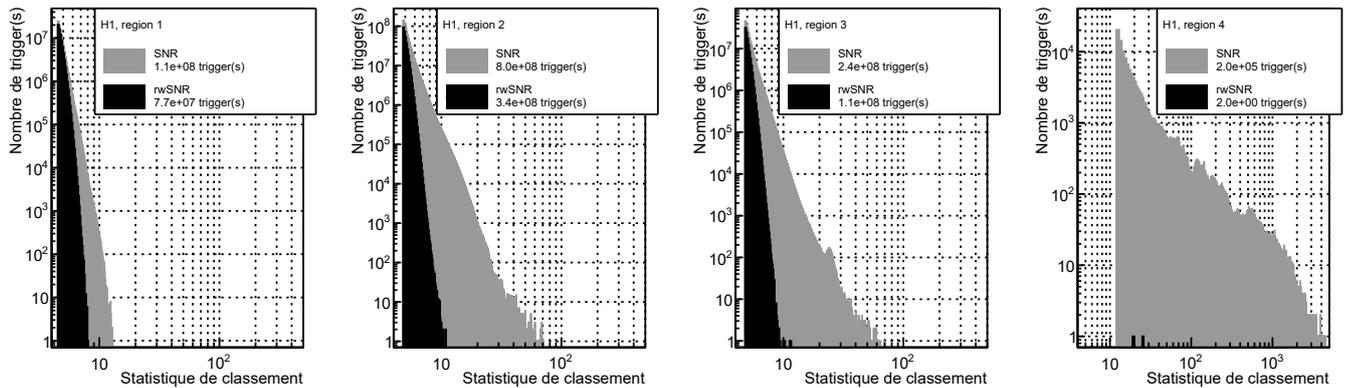
Maintenant que nous avons vu comment l'auto $\chi^2_{PQ}$  était utilisé pour traiter les données, voyons son effet sur des données de O3. Pour cela, à la manière de l'étude sur le *gating*, le jeu de donnée typique de O3 et les injections définies dans le chapitre 2 ont été analysés deux fois : avec une statistique de classement égale au SNR et avec le *rwSNR* (calculée à partir de l'auto $\chi^2_{PQ}$ ). Dans les deux analyses, seuls le *gating* et le test  $\chi^2$  ont été conservés.

#### 5.2.5.1 Effet sur du bruit

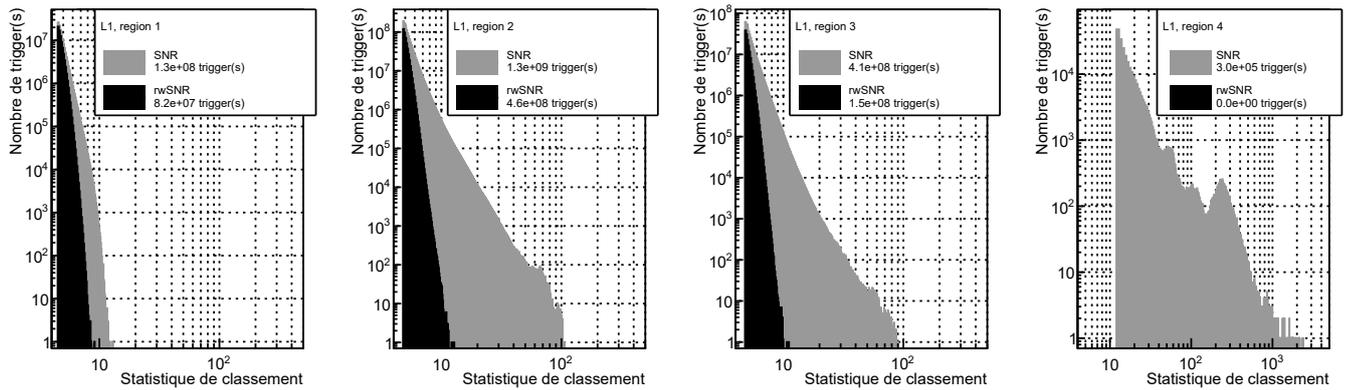
La figure 5.8 montre les distributions de statistique de classement au dessus du seuil des bruits présents dans ces données, par détecteur et par région. Nous voyons une nette

amélioration de ces distributions après l'application du rwSNR. En particulier dans la région 4 où la quasi totalité des *triggers* a été supprimée (exceptés deux dans H1).

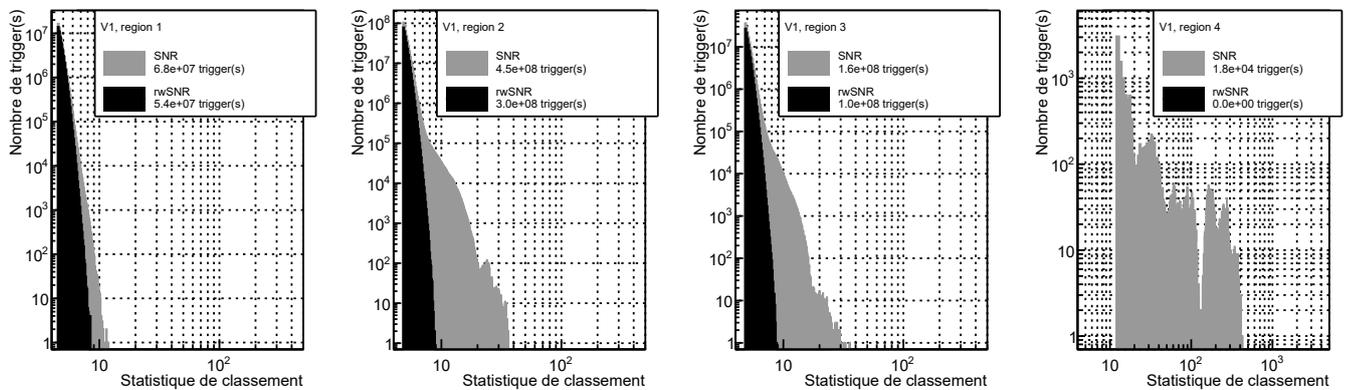
La figure 5.9 montre que cette réduction du nombre de *triggers* provenant du bruit dans chaque détecteur se traduit aussi par une réduction du nombre de coïncidences fortuites, et donc une réduction du risque d'envoi d'alertes dues à du bruit.



(a) Effet du rwSNR sur le bruit dans H1



(b) Effet du rwSNR sur le bruit dans L1



(c) Effet du rwSNR sur le bruit dans V1

FIGURE 5.8 – Effet du rwSNR sur le bruit dans le jeu de données typique de O3, pour les trois détecteurs et dans les quatre régions. Les zones grises correspondent aux distributions de SNR, et les zones noires à celles du rwSNR défini en équation 5.5 et utilisant l'auto $\chi^2_{PQ}$ .

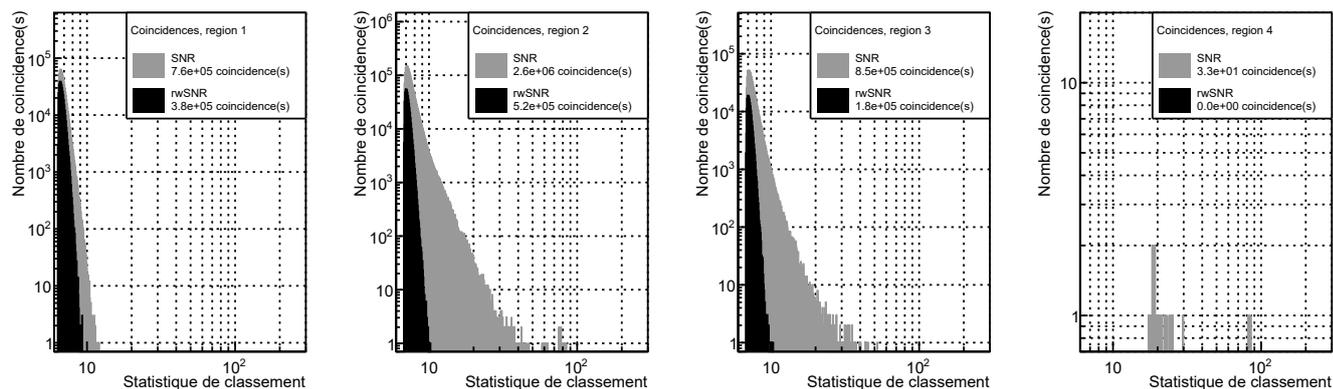


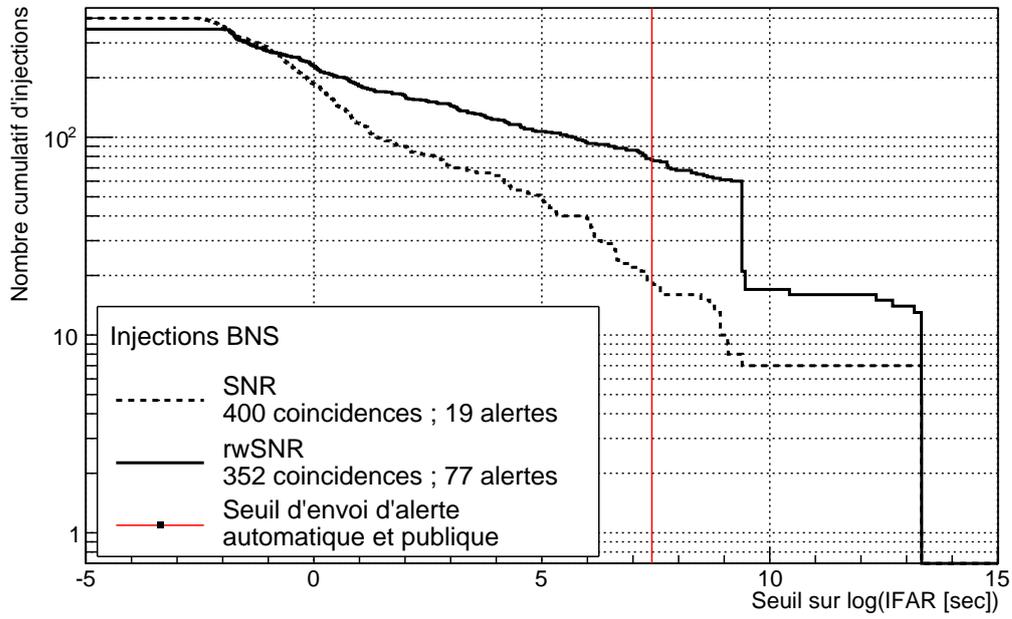
FIGURE 5.9 – Effet du rwSNR sur le bruit dans le jeu de données typique de O3 sur tous les types de coïncidences, dans les quatre régions. Les zones grises correspondent aux distributions de SNR, et les zones noires à celles du rwSNR défini en équation 5.5 et utilisant l’auto $\chi^2_{PQ}$ .

### 5.2.5.2 Étude Monté-Carlo sur les FAR d’injections

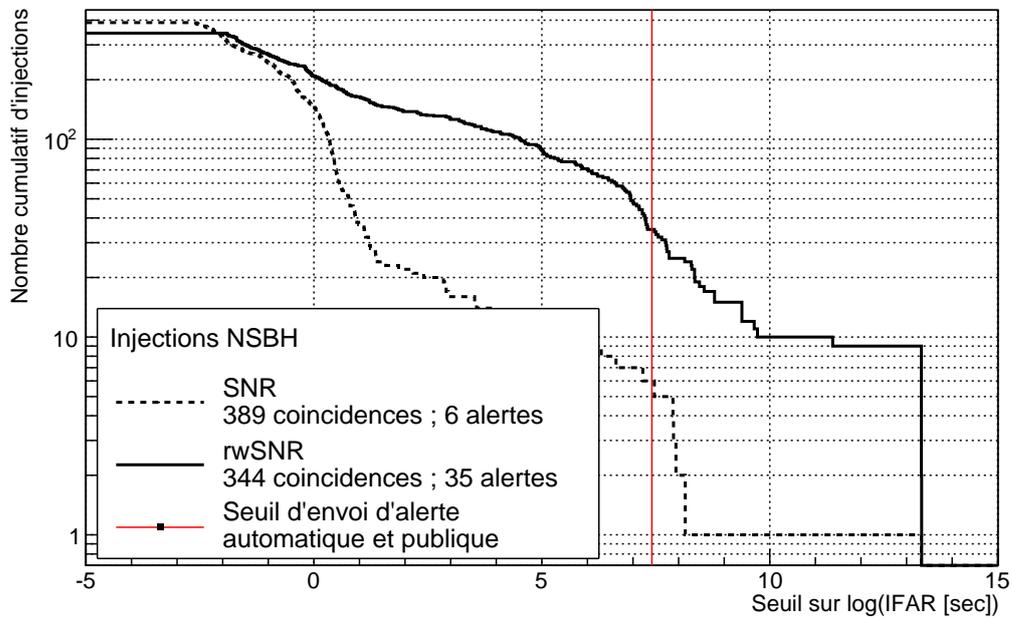
Si le rwSNR est construit correctement, il doit affecter d’avantage le bruit que les injections, le FAR de ces dernières doit donc s’améliorer. C’est ce qu’illustrent les courbes ROC donnant les distributions cumulatives du logarithme des IFAR des injections, disponibles en figure 5.10.

Remarquons tout d’abord que, comme pour le bruit, le nombre de *triggers* pouvant correspondre à une injection est réduit après l’application du rwSNR. Cela s’explique par l’effet de seuil discuté précédemment, et par la distribution d’auto $\chi^2_{PQ}$  visible en figure 5.5. Certains *triggers* à bas SNR associés à une injection ont un auto $\chi^2_{PQ}$  supérieur à 1, ce qui va entraîner une baisse de leur statistique de classement, jusqu’à éventuellement les faire passer sous le seuil.

Concernant les FAR associées aux injections un peu plus intenses, ils s’améliorent grandement après l’application du rwSNR. En particulier, le nombre d’injections passant le seuil d’envoi d’alerte est multiplié par 4 en utilisant cette nouvelle statistique de classement.

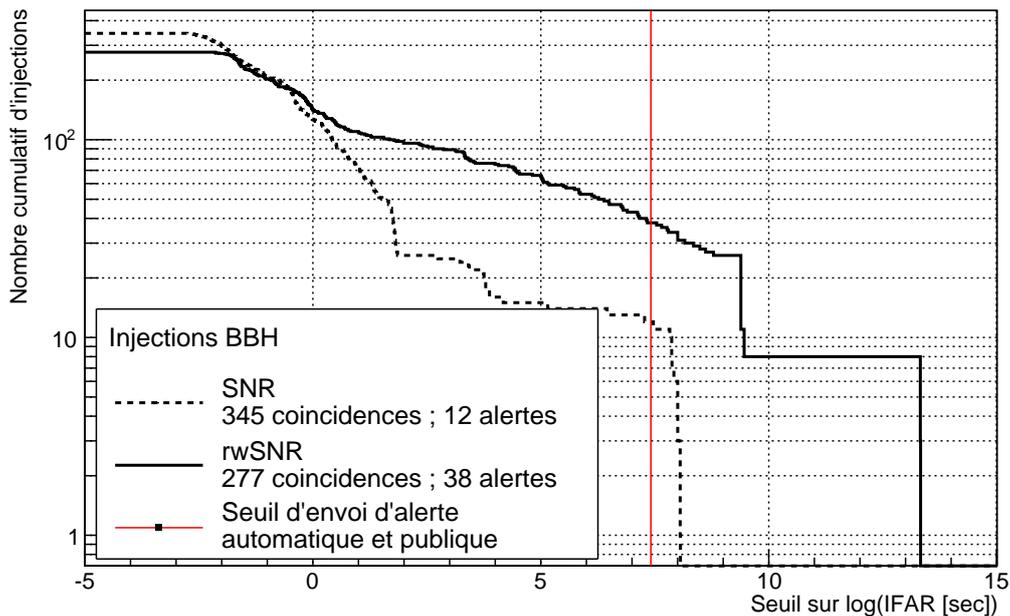


(a) Injections BNS



(b) Injections NSBH

FIGURE 5.10



(c) Injections BBH

FIGURE 5.10 – Effet du  $\text{rwSNR}$  sur la détection d’injections dans des données typiques de O3. Ces courbes ROC montrent le nombre cumulatif d’injections détectées (en ordonnée) en fonction du seuil sur le logarithme de l’IFAR (en abscisse). Les courbes en pointillés correspondent aux résultats utilisant le SNR comme statistique de classement, et les courbes en traits pleins aux résultats après être passé au  $\text{rwSNR}$  défini en équation 5.5 et utilisant l’ $\text{auto}\chi_{PQ}^2$ . La ligne rouge indique le seuil de déclenchement d’alerte utilisé pendant O3.

### 5.2.5.3 Conclusion sur les effets du $\text{rwSNR}$

Pour conclure sur les effets du  $\text{rwSNR}$  et de l’ $\text{auto}\chi_{PQ}^2$ , récapitulons quelques valeurs dans le tableau 5.1 et le tableau 5.2 :

Statistique de Classement		Bruits							
		Nombre de <i>triggers</i> [ $10^7$ ]				Statistique de classement maximale			
		H1	L1	V1	Coïncidences	H1	L1	V1	Coïncidences
SNR	Region 1	11	13	7	0.08	13	13	12	12
	Region 2	80	130	45	0.3	70	100	36	84
	Region 3	25	41	16	0.09	70	90	36	52
	Region 4	0.02	0.03	0.002	$3 \times 10^{-6}$	4500	2400	426	85
$\text{rwSNR}$	Region 1	8	8	5	0.04	8	9	8.5	9.5
	Region 2	35	45	30	0.05	11	13	9	10
	Region 3	10	15	10	0.02	12	11	9	10
	Region 4	$2 \times 10^{-7}$	–	–	–	26	–	–	–

TABLE 5.1 – Effet du  $\text{rwSNR}$  sur le bruit présent dans le jeu de données typiques de O3.

Statistique de Classement		Nombre d'injections détectées	
		Total	Avec un FAR sous le seuil d'envoi d'alerte
		Coïncidences	Coïncidences
SNR	BNS	400	$19 \pm 4$
	NSBH	389	$6 \pm 2$
	BBH	345	$12 \pm 3$
	Toutes sources	1134	$37 \pm 9$
rwSNR	BNS	352	$77 \pm 8$
	NSBH	344	$35 \pm 6$
	BBH	277	$38 \pm 6$
	Toutes sources	973	$150 \pm 20$

TABLE 5.2 – Effet du rwSNR sur les injections dans le jeu de données typiques de O3. Les incertitudes statistiques sur le nombre d'alertes proviennent du fait que le jeu de données est fini, elles sont estimées à partir de la loi de Bernoulli.

### 5.2.6 Discussion et optimisations envisagées

Comme nous venons de le voir, l'auto $\chi_{PQ}^2$  est une observable capable de bien discriminer les bruits et de faire ressortir les candidats astrophysiques. Contrairement à une coupure, comme il était utilisé durant O2, l'utiliser en modifiant la statistique de classement permet de réduire les risques de perdre des *triggers* provenant de sources astrophysiques. L'utilisation de ce rwSNR a un effet fortement bénéfique sur le FAR des candidats d'origines astrophysiques, les rendant plus significatifs.

Plusieurs pistes d'améliorations existent pour cet outil. Premièrement, il serait possible d'adapter légèrement les paramètres utilisés dans la construction du rwSNR (équation 5.5), afin le rendre plus ou moins agressif au besoin. Cependant, avec la qualité actuelle des données, cela ne semble pas nécessaire dans un futur proche.

Une autre amélioration peut être d'inclure plus ou moins d'informations dans le calcul de l'auto $\chi_{PQ}^2$ . Pour cela, il pourrait être intéressant de faire varier la fenêtre de temps utilisée dans l'équation 5.4, notamment pour les signaux longs, tels que les BNS, qui pourrait contenir plus d'informations sur les bords. Réduire la fenêtre pourrait aussi permettre de réduire la puissance de calcul nécessaire à cette étape. Cependant, à la suite d'une rapide étude menée sur la possible utilisation d'une fenêtre de temps de durée variable, il a été montré que ce changement n'apportait pas de bénéfice notable.

Enfin, une dernière chose à explorer serait de prendre en compte le rwSNR dans la construction des banques de calques utilisées par MBTA. Ces banques sont construites de manière à ce qu'au moins 97% du SNR soit récupéré par le calque le plus proche du signal astrophysique. Cependant, ces 97% ne concernent que le SNR, et pas le rwSNR. La sélection des *triggers* étant faite sur ce dernier, il est possible que, pour des calques très espacés dans l'espace des paramètres comme les BBH à hautes masses ajoutés durant O3, certains événements astrophysiques obtiennent un mauvais auto $\chi_{PQ}^2$  et passent sous le seuil. Ce problème n'est cependant peut-être pas critique, car il pourrait majoritairement concerner des *triggers* ayant des faibles SNR, et donc n'ayant généralement pas un FAR suffisamment bas pour envoyer une alerte.

## 5.3 Identifier et pénaliser les périodes trop bruitées

Les outils présentés plus tôt permettent un traitement assez efficace des bruits. Le *gating*, présenté en chapitre 4, permet de supprimer les courts moments très bruyants, alors que le test du  $\chi^2$  et le *rwSNR* impactent les *triggers* qui passent le seuil de SNR mais qui ne semblent pas provenir de sources astrophysiques.

Il reste cependant des bruits qui survivent à ces traitements. Il arrive que, suite à une activité humaine proche, ou à un état non-stationnaire, un détecteur produise plus de bruit qu'à son habitude. Ces bruits peuvent s'étaler sur des temps allant de la seconde à plusieurs heures. Bien qu'ils ne soient souvent pas assez intenses pour déclencher le *gating*, ils produisent généralement un grand nombre de *triggers* de mauvaise qualité, dont certains, en raison de la nature statistique de ces tests, survivent au  $\chi^2$  et au *rwSNR*. Il a donc fallu penser à un moyen de traiter ces périodes bruitées.

### 5.3.1 L'extraSNR, un outil utilisé durant O2

Dans le but de gérer les périodes trop bruitées survivant au *gating*, MBTA utilisait un outil nommé *extraSNR* durant O2. Le fonctionnement de cet outil est expliqué dans le chapitre 2, nous nous contenterons ici de rappeler pourquoi celui-ci a été abandonné pour O3.

#### Rappel sur le fonctionnement de l'extraSNR

L'extraSNR est un outil qui fonctionne suivant le principe qu'un événement se traduit généralement par un pic net dans le SNR maximal au cours du temps, alors que dans les périodes trop bruitées plusieurs pics de SNR très rapprochés peuvent apparaître.

Il suit alors, sur un intervalle glissant de 3 secondes, l'évolution du SNR maximal sur toute la banque de calques. Si la cinquième valeur la plus élevée de cette observable dépasse un seuil qui dépend de la valeur la plus élevée, le veto est déclenché. Toutes les données sont alors retirées de l'analyse, jusqu'à ce que le SNR maximal redescende en-dessous d'un autre seuil.

#### Les problèmes posés par l'extraSNR

Ce veto a posé plusieurs problèmes qui ont motivé son éviction au profit d'outils plus adaptés.

Tout d'abord, il rendait les régions interdépendantes. En effet, pour l'appliquer dans la région 1, le SNR maximal de cette région était utilisé, mais pour la région 2 c'était les informations des régions 1 et 2 qui étaient utilisées, et pour la région 3, les 3 régions étaient nécessaires. Cette façon de procéder est complexe et peut avoir des effets négatifs sur la latence.

De plus, bien que ce veto ait permis de supprimer un certains nombres de bruits durant O2, le fait qu'il impacte un temps plutôt long a causé la perte d'un événement en ligne pour MBTA. GW170814 était précédé d'une période bruitée, dont un bruit particulier 6 secondes avant avait déclenché l'extraSNR. La présence de l'événement a prolongé la période coupée, jusqu'à englober le signal BBH.

#### Un outil rendu caduque par les autres développements entre O2 et O3

Dans le chapitre 4, nous avons pu montrer que dans le cas de GW170814, l'extraSNR n'était pas nécessaire pour rejeter le bruit. Le nouveau *gating* est assez sensible pour retirer

ce type de bruit, et assez fin pour ne pas impacter la détection de l'événement. Cet outil, plus l'utilisation du *rwSNR*, ont permis de nettoyer avec une grande efficacité les bruits, ce qui a rendu caduque l'utilisation de l'*extraSNR*. Pour O3, il a été décidé de retirer l'*extraSNR* de l'analyse pour ne plus voir de cas comme GW170814 se reproduire.

### 5.3.2 Nécessité d'un nouvel outil de discrimination des périodes bruitées de O3

Durant O3, certaines périodes bruitées ont cependant posé problème à l'analyse faite par MBTA. En raison de la relative propreté des données après l'application du *gating* et du *rwSNR*, certains bruits sont ressortis avec un FAR suffisamment faible pour déclencher une alerte.

C'est par exemple le cas de G347380 qui, avec un *rwSNR* de 8 dans L1 et de 6 dans V1, a obtenu un IFAR de 25 mois, suffisant pour déclencher une alerte. Il s'avère que ce bruit était dû à de la lumière diffusée dans L1, il a donc été rétracté par les experts. D'autres candidats similaires à celui-ci sont cependant arrivés par la suite. Avec des IFAR à peine au dessus du seuil, ces bruits ne sont généralement pas très significatifs, ce qui rend leur traque compliquée. Ils ne semblent cependant pas isolés et appartiennent à des périodes plus bruitées que la moyenne. Il est donc nécessaire d'identifier ces périodes afin de mieux les traiter.

#### 5.3.2.1 Utiliser l'effet des outils de réjection pour identifier les périodes bruitées

Depuis O2, de nouveaux outils sont à notre disposition pour traiter les bruits. Si le *gating* s'occupe des bruits les plus intenses, c'est principalement le *rwSNR* qui s'occupe de la majorité des bruits.

Bien qu'en raison de leur nature statistique, ce type d'outils ne permet pas de cibler efficacement tous les *triggers* produits durant une période bruitée, ils peuvent tout de même permettre de les identifier. Durant de telles périodes, un nombre important de *triggers* est produits par l'analyse, et une bonne partie d'entre eux sont supprimés par le *rwSNR*. Une comparaison du nombre de *triggers* avant et après application de ces outils permet donc de cibler ces moments à risques.

#### 5.3.2.2 Construction d'une observable : l'ExcessRate

Afin de définir une observable, étudions un peu plus précisément le cas de G347380. La figure 5.11 montre l'état des données autour de ce candidat. Au moment du candidat, entre 13h04 et 13h05, le *rwSNR* maximal atteint plus de 8. Cela est corrélé avec une augmentation importante du nombre de *triggers* par seconde, ou *rate*, avant application du *rwSNR*, alors que le *rate* après application des tests de compatibilité ( $\chi^2$  et *rwSNR*) reste stable.

Pour quantifier cet effet, et l'utiliser pour identifier ce type de période, nous pouvons simplement calculer la différence entre le *rate* calculé avant application des outils de réjection des bruits, que nous appellerons  $rate_{raw}$ , et le *rate* calculé après, que nous appellerons  $rate_{rwSNR}$ . Cette différence, fonction du temps  $t$ , sera simplement nommée  $d_{rate}$  et sera normalisée par  $rate_{raw}$  :

$$d_{rate}(t) = \frac{rate_{raw}(t) - rate_{rwSNR}(t)}{rate_{raw}(t)} \quad (5.6)$$

Les *rates* sont produits à une fréquence de 32 Hz, puis ré-échantillonnés à 8 Hz pour le calcul de  $d_{rate}$ .

Le paramètre  $d_{\text{rate}}$  ne peut cependant pas être utilisé tel quel comme une observable des périodes bruitées. En effet, un événement astrophysique assez intense peut créer plusieurs *triggers* satellites avec des calques distincts, dont une partie sera impactée par les tests de compatibilité.

La figure 5.12 montre l'effet d'une injection NSBH, d'une durée d'environ 40 secondes et détectée avec un SNR de 30 dans H1, sur les variables  $\text{rate}_{\text{raw}}$  et  $\text{rate}_{\text{rwSNR}}$ . Sur cette figure, nous pouvons clairement constater que la plupart des *triggers* produits par l'injection sont impactés par l'analyse, la variable définie en équation 5.6 n'est donc pas adaptée telle quelle pour séparer les bruits des événements.

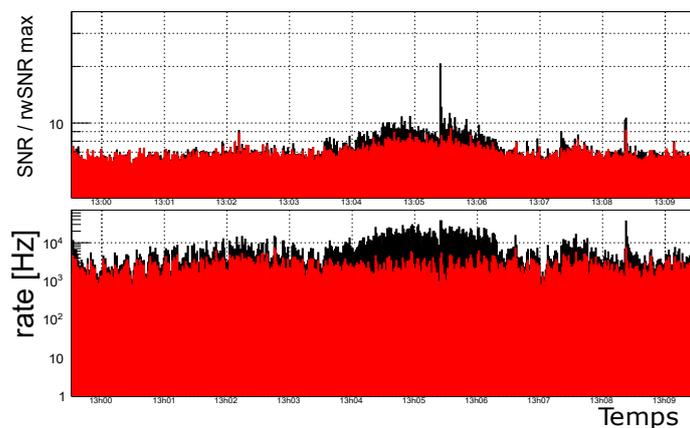


FIGURE 5.11 – État des données de L1 dans la région 3 au moment de G347380. La figure du dessus montre l'évolution temporelle des SNR (en noir) et rwSNR (en rouge) maximaux sur la banque de calque. La figure du dessous montre l'évolution des taux d'événements (par seconde) avec juste un seuil sur le SNR (en noir) et après l'application des différents outils de réjection du bruit (en rouge). Les données utilisées s'étendent sur 600 secondes, centrées sur le temps du candidat.

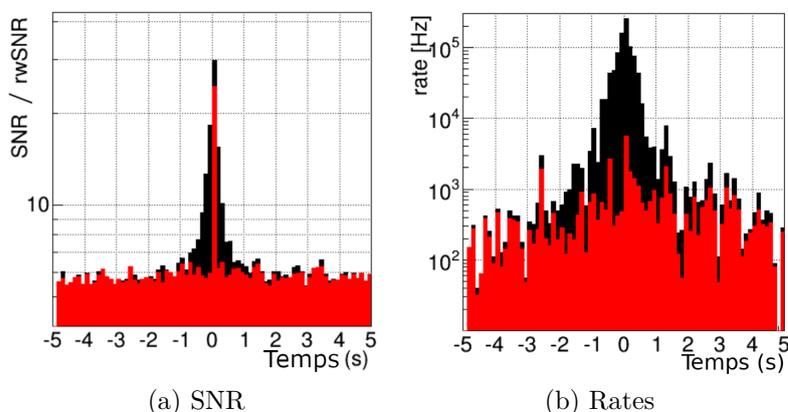


FIGURE 5.12 – Effet d'une injection NSBH à un SNR de 30 dans H1 sur le SNR maximal et le taux de *triggers*. Les courbes noires correspondent, de gauche à droite, au SNR et au  $\text{rate}_{\text{raw}}$  au cours du temps, alors que les courbes rouges représentent l'évolution du rwSNR et du  $\text{rate}_{\text{rwSNR}}$ . Les données utilisées s'étendent sur 10 secondes, centrées sur le temps de l'injection.

Cependant, en comparant les figure 5.11 et figure 5.12, il est possible de noter que dans le cas d'une injection forte, les deux *rates* ne sont vraiment différents que durant quelques secondes, alors que cette différence peut durer plusieurs minutes dans le cas d'un bruit. Sachant cela, une observable des périodes bruitées qui ignore les événements peut être définie. Cette observable, nommée *ExcessRate*, quantifie l'excès de *triggers* dans un intervalle de temps  $\Delta t$  autour de l'instant considéré. Elle correspond à un quantile donné de la distribution de  $d_{\text{rate}}$  obtenu dans cet intervalle.

Afin de minimiser la latence, seules des données antérieures sont utilisées. Pour réduire le risque qu'un signal astrophysique produise un mauvais *ExcessRate*, la valeur maximale de  $d_{\text{rate}}$  ne peut être choisie. En se basant sur une étude empirique de quelques injections telles que celle en figure 5.12, un fenêtre de sécurité de 5 secondes est nécessaire pour se protéger de ce risque.

Le principe est le suivant : trier par ordre croissant toutes les valeurs de  $d_{\text{rate}}$  dans un intervalle  $\Delta t$  jusqu'au moment considéré, puis choisir le décile correspondant au nombre de valeur comprises dans un temps  $\Delta t - 5$  secondes. Toujours dans un souci de limiter la latence,  $\Delta t$  ne doit pas être trop grand, mais tout de même assez pour s'assurer de couvrir une période représentative du niveau de bruit. Après quelques essais, un  $\Delta t$  de 10 secondes a été retenu.

Avec ces paramètres, l'*ExcessRate* à un instant  $t_0$  se défini comme :

$$\text{ExcessRate}(t_0) = \text{Mediane} [d_{\text{rate}}(t)] \quad ; \quad t \in [t_0 - 10 \text{ sec}, t_0] \quad (5.7)$$

Une nouvelle valeur de l'*ExcessRate* est calculé une fois par seconde par le *pipeline*, pour chaque combinaison de détecteur et de région.

Étant donné le peu de *triggers* de la région 4, cette observable n'est pas pertinente pour cette région. La méthode de réjection du bruit présenté dans la suite n'est donc pas appliquée à celle-ci.

### 5.3.3 Distributions de l'*ExcessRate*

Toujours dans une volonté de ne pas utiliser de coupures nettes dans l'analyse, l'*ExcessRate* est utilisé pour pondérer la statistique de classement. La méthode est la même que pour le *rwSNR* : comprendre la répartition de l'observable sur du bruit gaussien, des injections et du bruit réaliste afin de chercher la fonction qui discriminera le mieux ce dernier sans affecter les autres. Intéressons-nous donc d'abord aux distributions de l'*ExcessRate* sur plusieurs types de données.

#### Bruit gaussien

La figure 5.13a représente les distributions des valeurs d'*ExcessRate* des *triggers* obtenus sur 24 heures de bruit gaussien. Quelle que soit la région et le détecteur considéré, les valeurs maximales d'*ExcessRate* sont aux alentours de 0.3.

#### Bruits réalistes de O3

Les périodes bruyantes sont assez rares, un jour de données n'est pas suffisant pour se faire une bonne idée de la répartition de l'*ExcessRate* sur du bruit typique de O3. La figure 5.13b montre le même type de courbes que précédemment obtenues à partir des données du mois d'août 2019. La moyenne de ces distributions est assez proche, voir inférieure, à 0.3, cependant, un certain nombre de *triggers* sont produits à des moments où l'*ExcessRate* dépasse 0.3 et monte parfois jusqu'à 1.

## Injections

Durant le mois d'août 2019, le *pipeline* de test de MBTA analysait les données disponibles en ligne en y superposant des injections. Les paramètres de ces injections étaient similaires à celles présentées en chapitre 2, à l'exception des BBH dont les masses totales ne dépassaient pas  $100 M_{\odot}$ . Elles étaient injectées à une fréquence de 1 toutes les 5000 secondes, soit environ 500 injections dans le mois.

La figure 5.13c montre la distribution de l'ExcessRate aux temps de ces injections. Les valeurs moyennes sont à peu près les mêmes que celles de la figure 5.13b, mais les queues de distribution sont moins peuplées. Certaines ont tout de même une valeur d'ExcessRate proche de 1. Cela témoigne du fait que ces injections ont été faites uniformément en temps, certaines peuvent donc se retrouver dans des périodes plutôt bruitées. Mais la rareté de ces périodes implique qu'il n'y a que peu d'injections à haut ExcessRate. Cette figure prouve bien que les injections seules ne provoquent pas une hausse significative de l'ExcessRate.

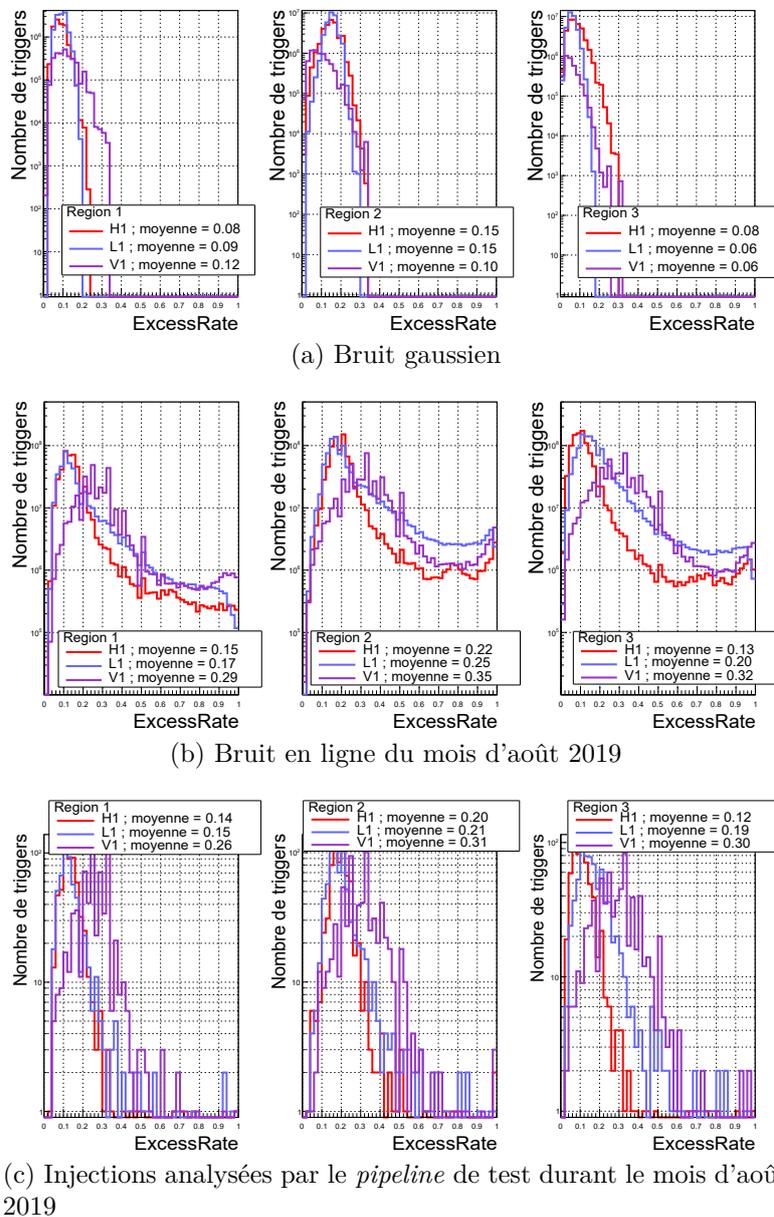


FIGURE 5.13 – Distribution de l'ExcessRate pour différents types de données

### 5.3.4 Pondérer la statistique de classement en fonction de la qualité des données de la période considérée

#### 5.3.4.1 Fonction de pondération

Nous pouvons donc maintenant construire une fonction de pondération de la statistique de classement pour traiter les moments où les valeurs de l'ExcessRate dépassent un certain seuil. Grâce aux 5 secondes de sécurité discutées plus haut, les événements astrophysiques ne devraient pas impacter l'ExcessRate. De plus, la figure 5.13a montre que du bruit gaussien ne produit que peu ou pas de valeurs de l'ExcessRate supérieures à 0.3. Cette valeur limite est donc tout à fait indiquée pour fixer le seuil d'application de la nouvelle statistique de classement.

De manière analogue au rwSNR (équation 5.5), cette nouvelle statistique de classement, notée  $\text{rwSNR}_{\text{ExR}}$ , se définit alors de la manière suivante :

$$\tilde{\rho} \equiv \text{rwSNR}_{\text{ExR}} = \begin{cases} \text{rwSNR} & \text{si } \text{ExcessRate} \leq 0.3 \\ \text{rwSNR} \times [1 - A \cdot (\text{ExcessRate} - 0.3)^\alpha] & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.8)$$

Avec  $A$  et  $\alpha$  des paramètres empiriquement fixés à 1 et 2. La figure 5.14 représente la fonction de pondération obtenue. Pour un ExcessRate de 1, la statistique de classement sera réduite d'environ 50%.

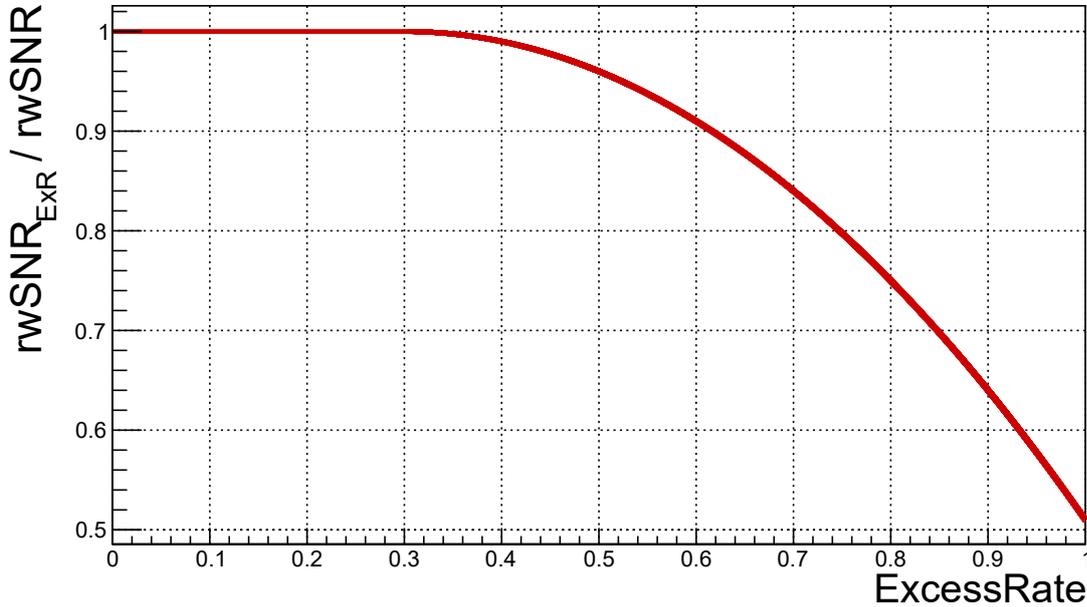
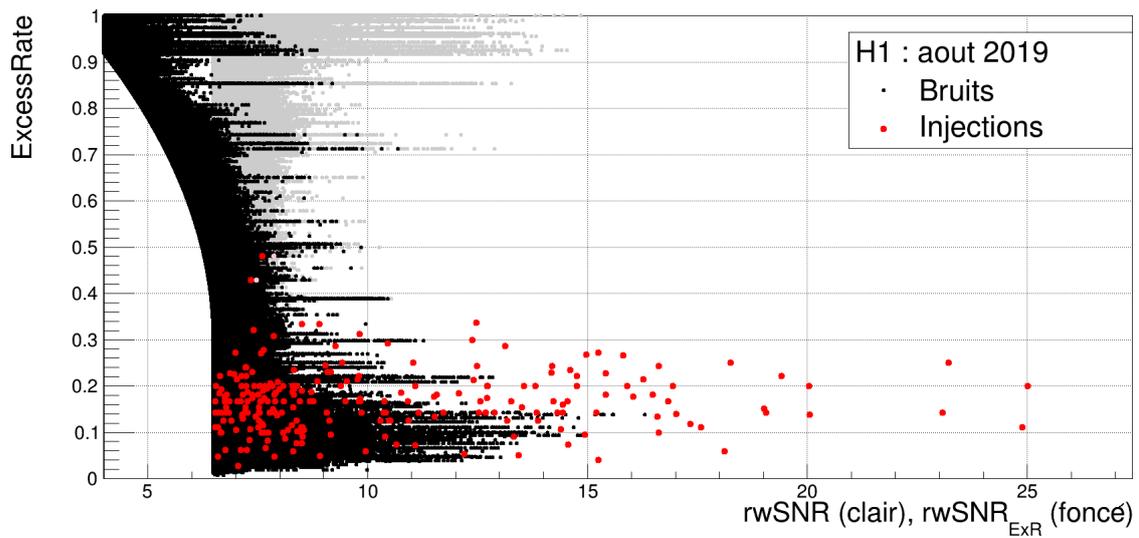
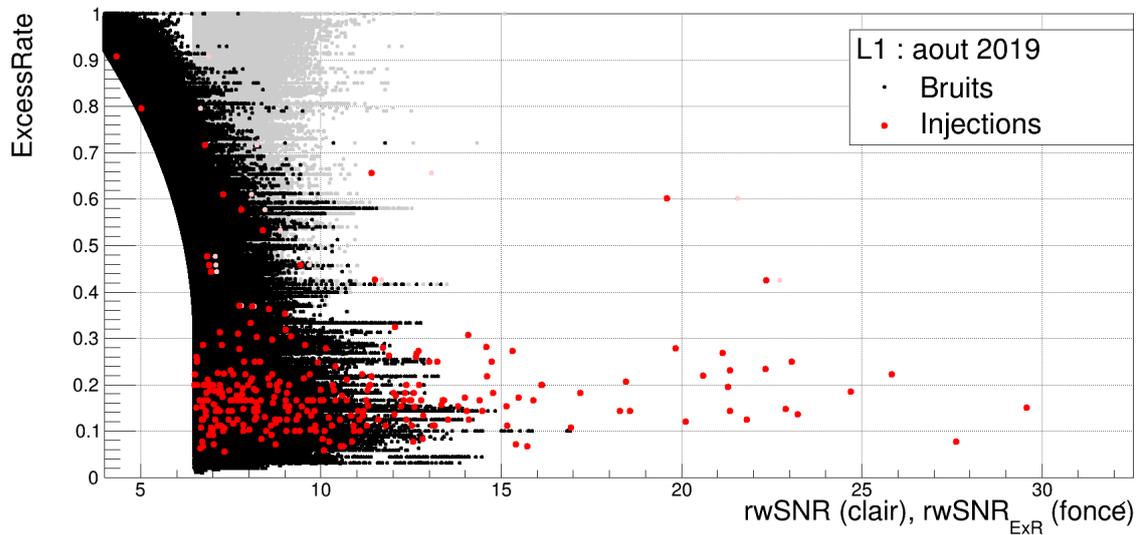


FIGURE 5.14 – Fonction de pondération utilisée dans la construction du  $\text{rwSNR}_{\text{ExR}}$  (cf équation 5.8). Les paramètres utilisés sont les suivants :  $A = 1$  et  $\alpha = 2$ .

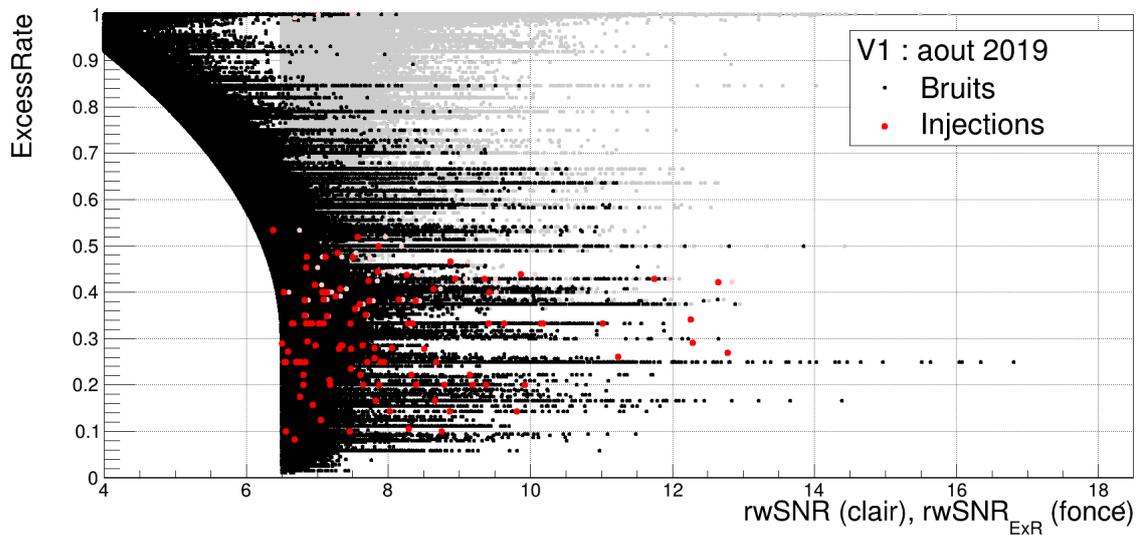
Afin d'illustrer cette fonction de pondération, regardons son effet sur les données du mois d'août 2019. La figure 5.15 donne la répartition de l'ExcessRate en fonction du rwSNR et du  $\text{rwSNR}_{\text{ExR}}$ . Nous pouvons constater que la majorité des injections ne sont que peu ou pas impactées par l'ExcessRate, alors qu'une partie importante des bruits, parfois avec des rwSNR élevés, voient leur statistique de classement réduite par cet outil.



(a) H1



(b) L1



(c) V1

FIGURE 5.15 – Distribution de l'ExcessRate en fonction de la statistique de classement durant le mois d'août 2019, toutes régions confondues, pour des injections (points rouges) et du bruit (points noirs). Les points clairs sont ceux obtenus avec le  $rwSNR$ , défini en équation 5.5, et les points foncés utilisent le  $rwSNR_{ExR}$ , donné par l'équation 5.8.

### 5.3.4.2 Effet de signaux astrophysiques

Afin de s'assurer que la présence de signaux astrophysiques n'a pas d'impact négatif sur les statistiques de classement des *triggers* qu'ils produisent, nous pouvons utiliser les résultats obtenus plus tôt dans le chapitre sur les injections et le bruit définis en chapitre 2. Nous leur avons déjà appliqué le *gating*, le test du  $\chi^2$  et le  $\text{rwSNR}$ , avant de leur appliquer l'ExcessRate nous pouvons chercher à estimer l'effet des injections sur le poids ( $= \text{rwSNR}_{\text{ExR}}/\text{rwSNR}$ ) qui sera appliqué aux statistiques de classement des *triggers* associés.

Ce poids peut être calculé à partir des résultats de l'analyse mêlant bruit et injections, mais aussi en sortie de l'analyse du bruit sans injection. La figure 5.16 montre la distribution du rapport de ces deux observables aux temps des injections disponibles dans la figure 5.10.

Sur cette figure, il est clair que la plupart des injections n'impactent pas significativement leur propre statistique de classement. Seul un seul *trigger* impacte suffisamment l'ExcessRate pour réduire significativement le poids par rapport à la valeur obtenue avec uniquement du bruit. Ce signal est le plus intense de tout le jeu de donnée présenté ici, il provient d'une injection BNS et donne lieu à un *trigger* avec un SNR de 100 dans L1.

Cette injection a eu lieu à un moment déjà légèrement bruité, pour lequel le poids de l'ExcessRate provenant uniquement du bruit est de l'ordre de 0.8. La longue durée d'un signal BNS et l'amplitude très importante de celui-ci a entraîné une réduction de 30% de ce poids, pour atteindre une valeur quasiment minimale de 0.56.

Après l'application de l'auto $\chi^2$  et de l'ExcessRate, la statistique de classement dans L1 passe à 16, ce qui est tout de même suffisant pour faire une triple coïncidence et atteindre le FAR minimal.

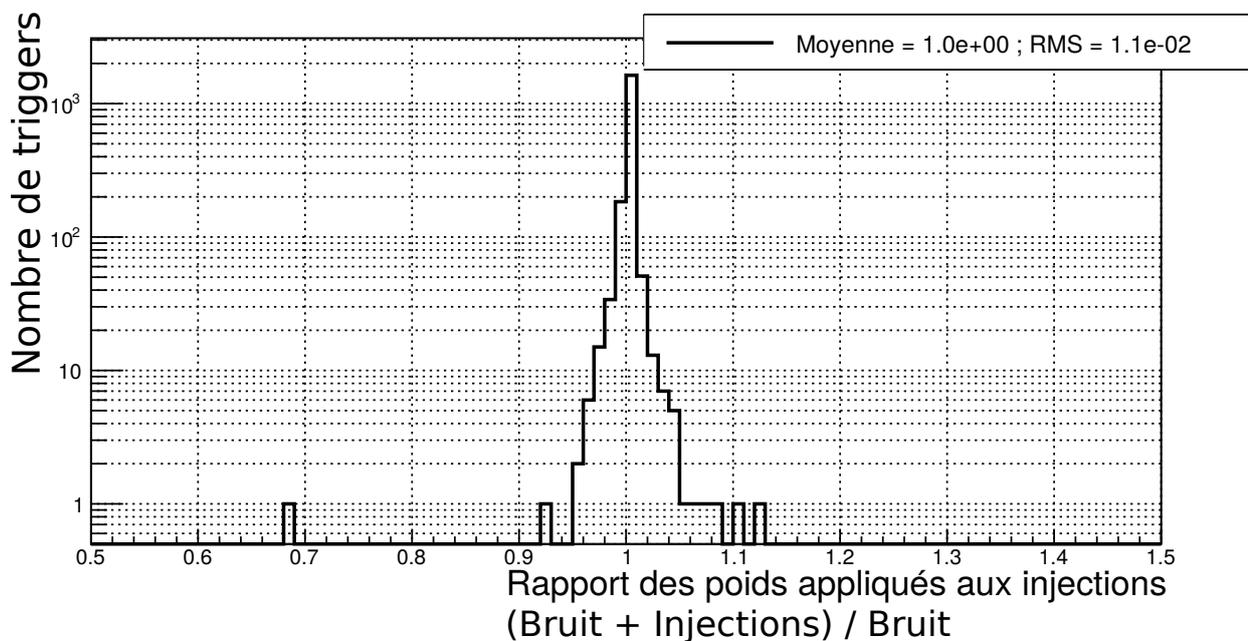


FIGURE 5.16 – Distribution du rapport des poids appliqués par l'ExcessRate aux injections de la figure 5.10, toutes sources et tous détecteurs confondus. Le numérateur est le poids calculé à partir de l'ExcessRate obtenu après l'analyse des injections superposées au bruit, et le dénominateur est celui obtenu avec l'ExcessRate provenant uniquement du bruit.

### 5.3.5 Effet sur les données

Nous venons de voir une méthode de pondération de la statistique de classement des périodes bruitées qui a été développée durant O3. Nous allons maintenant nous intéresser à son effet sur des données de O3.

#### 5.3.5.1 Effet sur du bruit

##### Étude sur des données typiques de O3

Regardons tout d'abord la distribution de l'ExcessRate au temps des *triggers* sur le jeu de données typiques de O3, défini en chapitre 2. La figure 5.17 montre les distributions d'ExcessRate obtenues avec ce jeu de données. On voit apparaître des queues de distributions à haut ExcessRate.

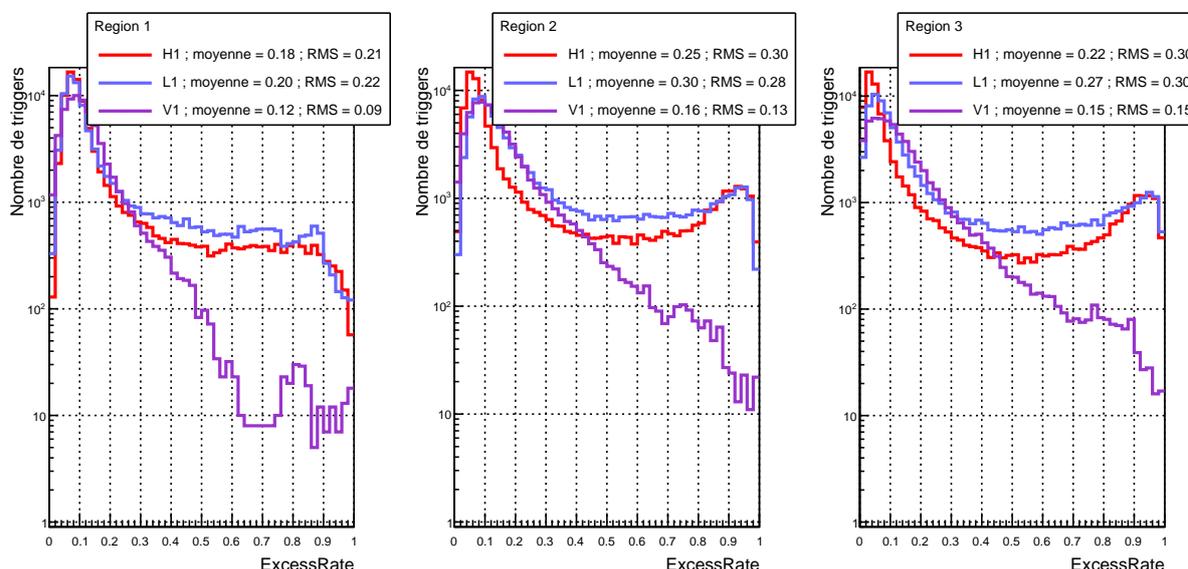
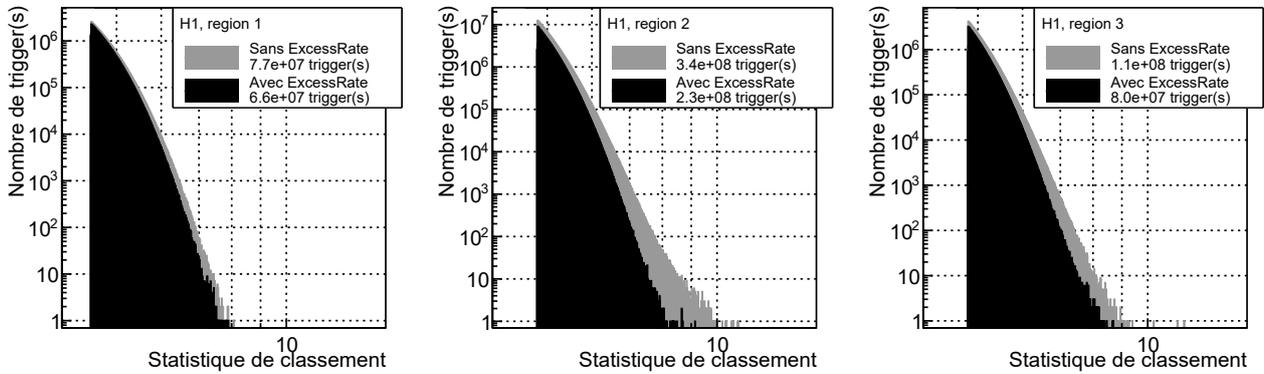


FIGURE 5.17 – Distribution de l'ExcessRate sur le bruit du jeu de données typiques de O3.

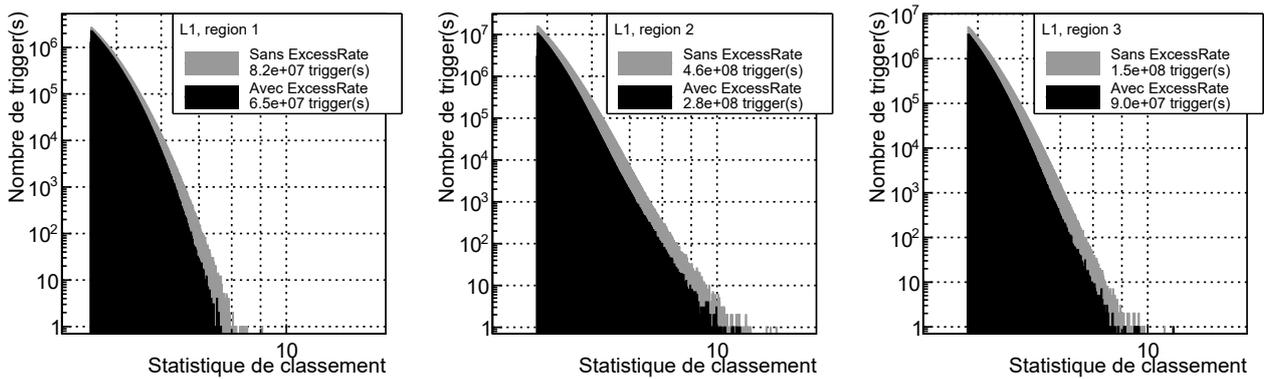
La figure 5.18 montre les distributions de statistique de classement par détecteur et par région, avant (équation 5.5) et après (équation 5.8) l'application de l'ExcessRate. La figure 5.19 montre les distributions de statistique de classement combinée qui en résultent.

L'ExcessRate étant un outil ponctuel, il n'impacte pas beaucoup ces distributions de statistique de classement. Cependant, son effet peut être illustré sur des cas particuliers. Durant O3, un type de périodes bruitées est particulièrement ressorti : les changements d'états des détecteurs. Au voisinage des moments où les données d'un détecteur ne sont plus analysables, avant ou après, certains bruits ont tendances à se manifester.

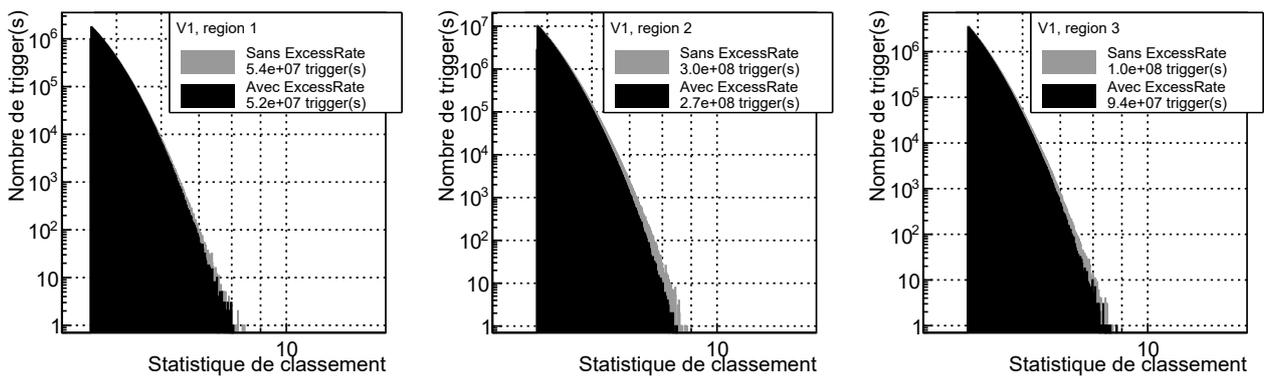
Un exemple de ce type de période est présenté en figure 5.20. Sur cette figure, nous pouvons noter que juste après le retour à l'état analysable des données, les *rates* sont très différents. Cela se traduit dans l'ExcessRate et dans le poids appliqué à la statistique de classement qui en résulte. Cela se propage ensuite sur l'évolution de la statistique de classement maximale qui, après application de l'ExcessRate, est fortement réduite et passe parfois sous le seuil. Durant le moment plus calme qui suit, la valeur du SNR maximal dans un intervalle de temps donné n'est pas du tout impactée par cet outil.



(a) Effet de l'ExcessRate sur le bruit dans H1



(b) Effet de l'ExcessRate sur le bruit dans L1



(c) Effet de l'ExcessRate sur le bruit dans V1

FIGURE 5.18 – Effet de l'ExcessRate sur le bruit dans le jeu de données typique de O3, pour les trois détecteurs et dans les régions 1 à 3. Les zones grises correspondent aux distributions de  $rwSNR$  défini en équation 5.5, et les zones noires à celles du  $rwSNR_{ExR}$ .

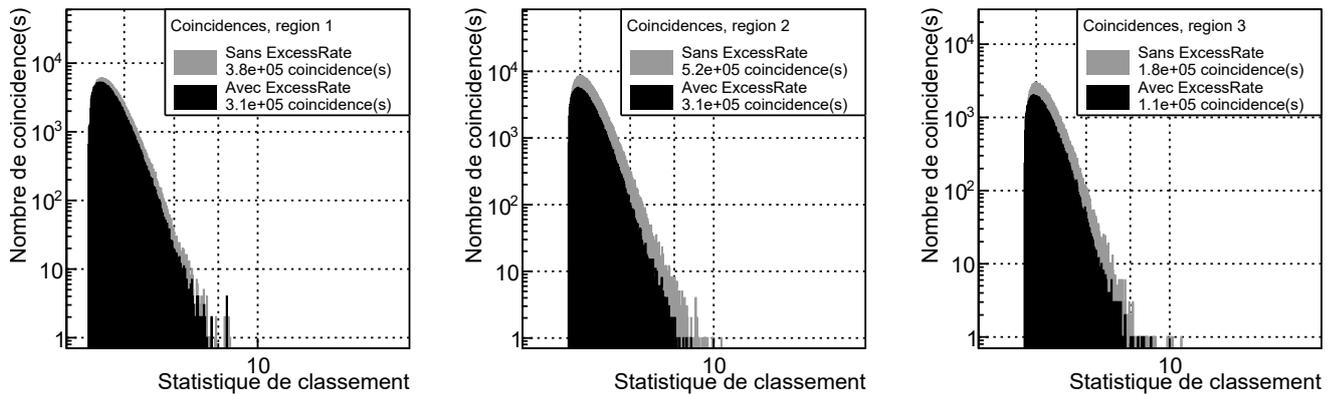


FIGURE 5.19 – Effet de l'ExcessRate sur le bruit dans le jeu de données typique de O3 sur tous les types de coïncidences, dans les régions 1 à 3. Les zones grises correspondent aux distributions de  $\text{rwSNR}$  défini en équation 5.5, et les zones noires à celles du  $\text{rwSNR}_{\text{ExR}}$ .

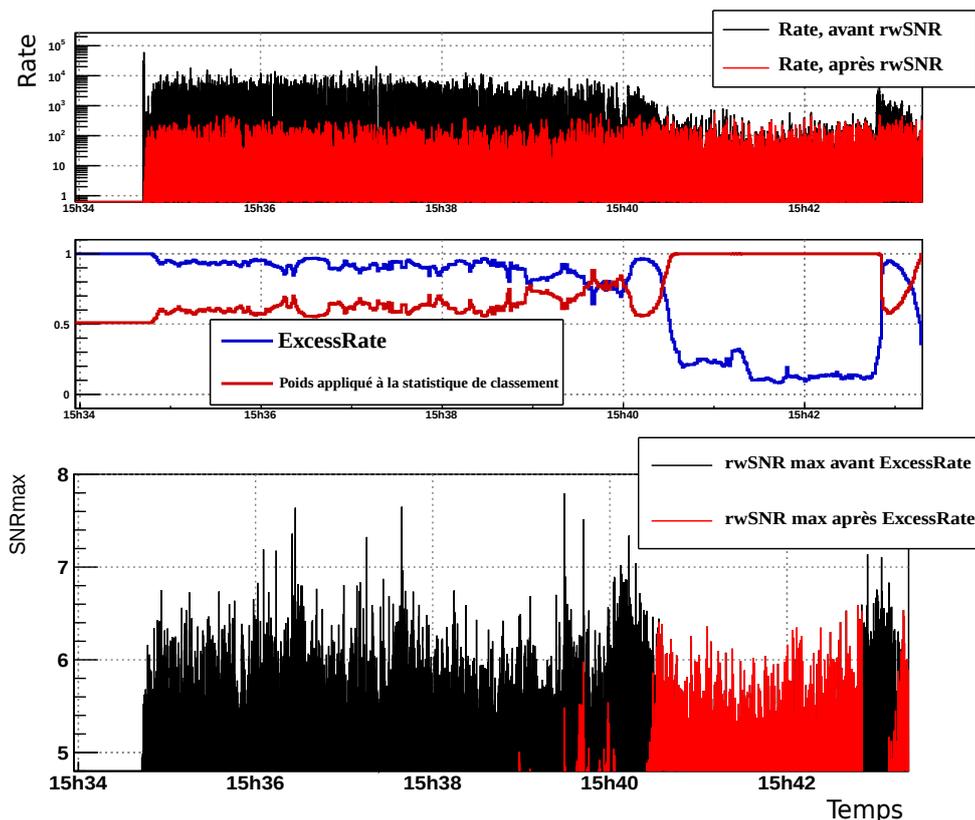


FIGURE 5.20 – Évolution de l'ExcessRate, des *rates*, du poids appliqué à la statistique de classement, des statistiques de classements maximales de la région 3 en fonction du temps, autour d'un moment bruité en raison d'un changement d'état dans H1. La figure du dessus montre l'évolution des  $\text{rate}_{\text{TAW}}$  (en noir) et  $\text{rate}_{\text{TWSNR}}$  (en rouge) utilisé dans l'équation 5.6. La figure du milieu, montre l'évolution de l'ExcessRate (en bleu) et du poids appliqué à la statistique de classement défini par l'équation 5.8 (en rouge). La figure du dessous montre l'évolution des  $\text{rwSNR}$  maximaux obtenus avant (en noir) et après (en rouge) l'application de l'ExcessRate.

**Cas de quelques bruits transitoires ayant posé problème**

L'ExcessRate est un outil qui a principalement été motivé par la rétractation de quelques alertes provenant de périodes bruitées de O3. Regardons l'effet de l'ExcessRate et de sa nouvelle statistique de classement sur trois de ces candidats : G347380, G355085 et G357129. Ils correspondent respectivement à des coïncidences LV dans la région 3, HL dans la région 3 et HL dans la région 2.

Afin de quantifier l'effet de l'ExcessRate sur ces bruits, nous pouvons calculer leur statistique de classement et le FAR associé avec et sans cet outil, en utilisant ici trois heures de bruit de fond. Afin d'obtenir ce FAR, il convient de comparer la statistique de classement combinée (équation 6.2) avec la distribution du nombre de paires de *triggers* du bruit de fond obtenus avec une statistique de classement combinée supérieure ou égale à celle du candidat considéré (équation 2.34). La figure 5.21 donne les distributions de bruit de fond au moment des trois bruits qui nous intéressent, avec et sans ExcessRate. Ces distributions ont été obtenues a posteriori par une analyse hors ligne. Sur cette figure, les lignes rouges en pointillés repèrent les statistiques de classement obtenues en ligne sans l'ExcessRate, et celles en traits pleins correspondent aux statistiques de classement obtenues après l'application de l'équation 5.8, à l'aide de valeurs d'ExcessRate recalculées hors ligne.

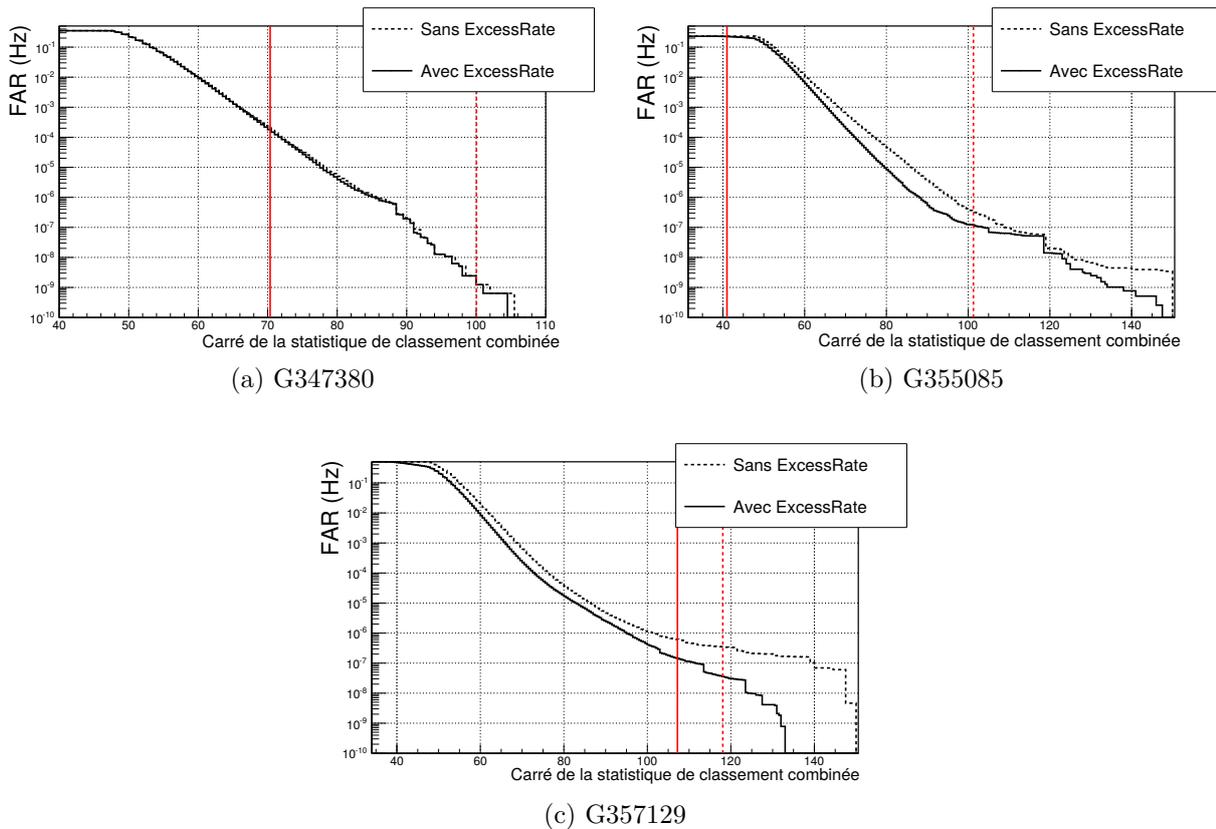


FIGURE 5.21 – FAR en fonction de la statistique de classement combinée de trois bruits ayant soumis une alerte rétractée pendant O3, sans et avec ExcessRate. Des lignes rouges repèrent les statistiques de classement combinées, au carré, des candidats. Les traits en pointillés sont les résultats obtenus sans l'ExcessRate et les traits pleins sont ceux obtenus à l'application de cet outil.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que G355085 (figure 5.21b) et G357129 (figure 5.21c), ne dépassent pas le seuil d'envoi d'alerte sans *ExcessRate*. Cela provient du fait qu'il est difficile de reproduire avec exactitude le bruit de fond mesuré en ligne, car celui-ci est fortement dépendant des PSD utilisées, dont le moment de mise à jour dépend du temps exact d'initialisation du *pipeline*. De plus, le bruit de fond ici étudié a été calculé avec trois heures de données, alors qu'en ligne il en utilise maintenant 24 (cf chapitre 6). Cependant, cela ne nous empêche pas de comparer la situation sans et avec *ExcessRate*. Dans les trois cas, le bruit de fond est impacté par l'*ExcessRate*, réduisant la statistique de classement nécessaire pour obtenir un FAR donné. Ce qui témoigne d'une amélioration de la sensibilité du *pipeline*, mais aussi d'une augmentation des risques de faux positifs.

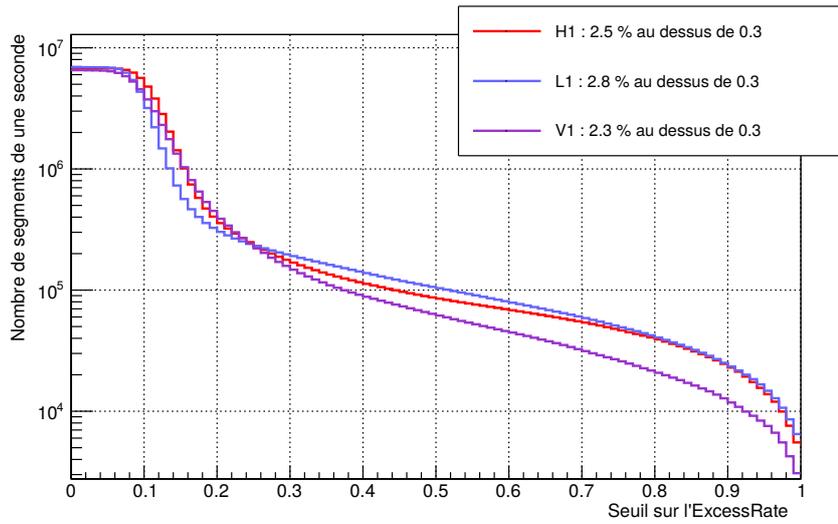
En ce qui concerne les trois candidats dus à du bruit, tous sont impactés par l'*ExcessRate*, à divers degrés. G347380 (figure 5.21a) et G355085 (figure 5.21b) voient leur statistique de classement suffisamment réduite pour que leur FAR augmente significativement. Ils obtiennent un FAR bien plus élevé que ce qu'ils auraient eu sans *ExcessRate*. Cela n'est cependant pas le cas de G357129 (figure 5.21c), qui certes voit sa statistique de classement diminuée avec l'application de *ExcessRate*, mais dont le FAR diminue aussi légèrement car il ressort maintenant mieux par rapport au bruit de fond. G347380 et G355085 se trouvant au beau milieu d'une période très bruitée de L1, ils sont fortement impactés par l'*ExcessRate*, et leur statistique de classement dans ce détecteur est respectivement diminuée de 30% et 40%. G357129 se trouve quant à lui au début d'une de ces période dans H1. L'*ExcessRate* n'utilisant que des données antérieures au temps de la coïncidence, l'information de la mauvaise qualité des données n'est pas encore incluse dans la statistique de classement, l'effet n'est ici que de 7%.

### 5.3.5.2 Impact sur le cycle utile

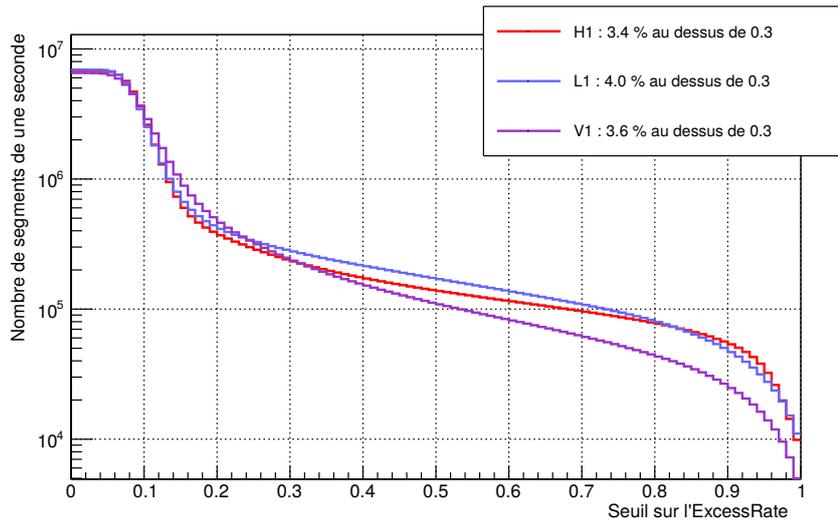
L'*ExcessRate* est donc un outil construit de manière à ne pas retirer des segments entiers de l'analyse. Cependant, il peut aussi impacter des candidats astrophysiques, réduisant alors leur statistique de classement, et les rendant donc moins significatifs. Il peut même aller jusqu'à faire passer la plupart des *triggers* sous le seuil, aveuglant la recherche pendant quelques instants. L'*ExcessRate* n'a été utilisé dans l'analyse qu'à partir du 18 décembre 2019, la figure 5.22 montre le nombre de segments d'une durée d'une seconde ayant un *ExcessRate* supérieur ou égal à un seuil donné depuis cette date.

Sur cette figure nous pouvons voir que chaque détecteur et chaque région suivent la même tendance. La majorité du temps, l'*ExcessRate* se situe sous le seuil des 0.3, valeur à partir de laquelle la statistique de classement est modifiée. La partie où la statistique de classement est significativement réduite ne représente que quelques pourcents de toute la durée de la période considérée.

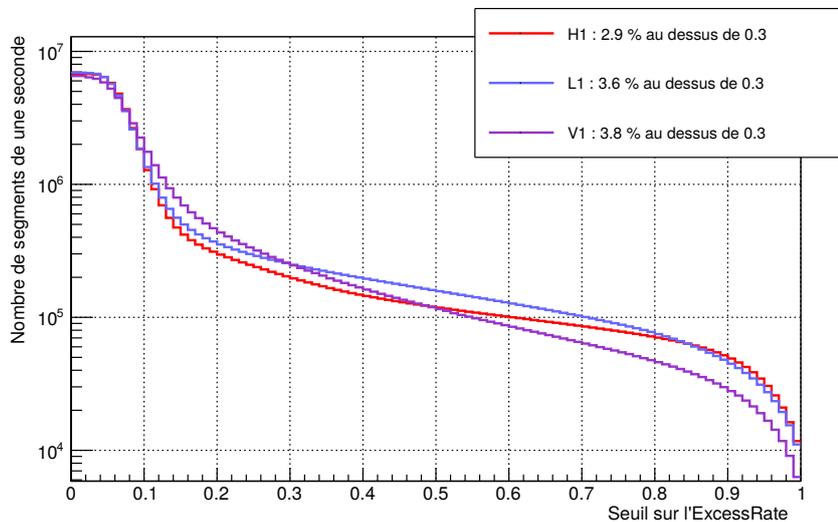
Jusqu'à la fin de O3, en traitant particulièrement les périodes les plus bruitées, cet outil a réduit les risques de fausses alarmes, sans impacter plus de quelques pourcents des données. De plus, aucun événement détecté par les autres *pipelines* n'a été manqué par MBTA à cause de cet outil de réjection des bruits.



(a) Région 1



(b) Région 2



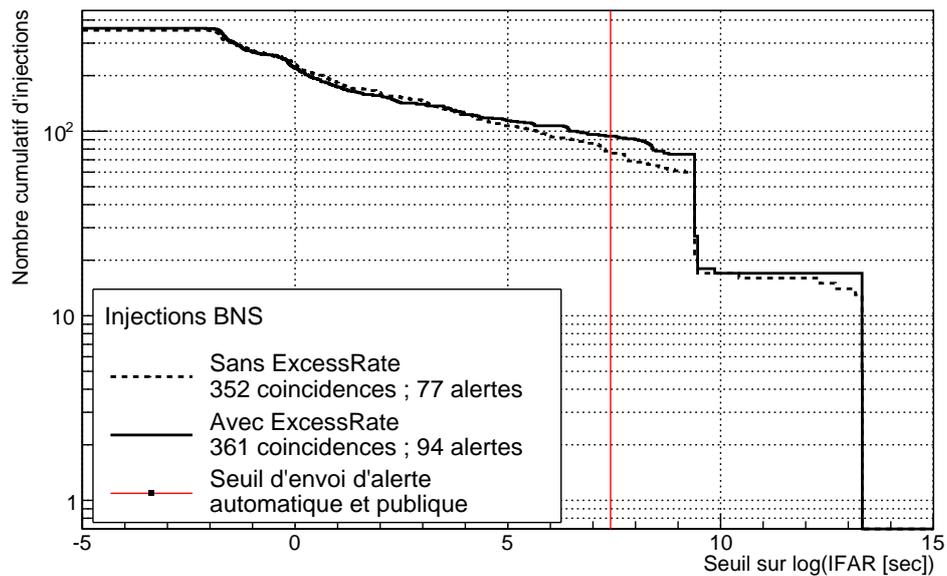
(c) Région 3

FIGURE 5.22 – Nombre cumulatif de segments d'une durée de une seconde ayant un ExcessRate supérieur ou égal à un seuil donné. Les données utilisées sont celles comprises entre le 18 décembre 2019 et la fin de O3.

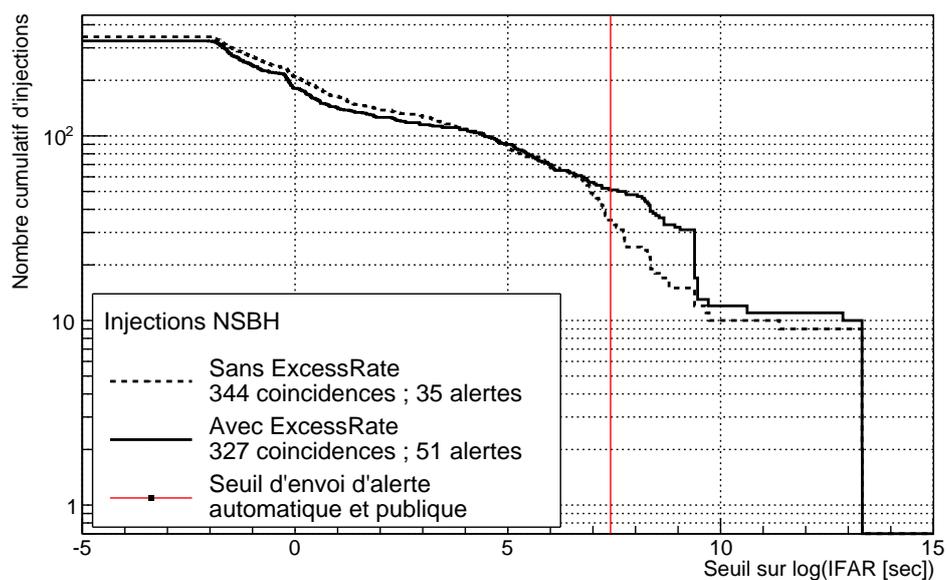
### 5.3.5.3 Impact sur les FAR d'injections

Afin de quantifier l'impact de l'ExcessRate sur la détection d'événements astrophysiques, regardons l'effet de ce dernier sur les courbes ROC habituelles en figure 5.23.

Là encore, le nombre d'injections qui passent le seuil d'envoi d'alerte augmente après que le bruit de fond ait été nettoyé par l'ExcessRate. L'effet est cependant moins impressionnant qu'avec le  $rwSNR$ , ce qui s'explique par le fait que le bruit de fond choisi pour cette étude n'est en moyenne pas extrêmement bruyant, et que l'ExcessRate a spécialement été construit pour cibler des périodes rares.

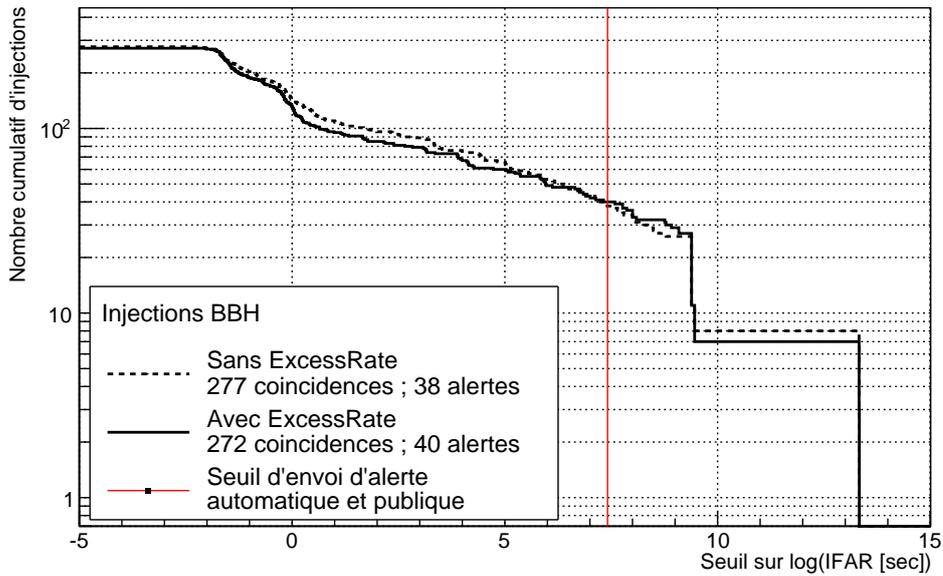


(a) Injections BNS



(b) Injections NSBH

FIGURE 5.23



(c) Injections BBH

FIGURE 5.23 – Effet de l’ExcessRate sur la détection d’injections dans des données typiques de O3. Ces courbes ROC montrent le nombre cumulé d’injections détectées (en ordonnée) en fonction du seuil sur le logarithme de l’IFAR (en abscisse). Les courbes en pointillés correspondent aux résultats utilisant le *rwSNR* défini en équation 5.5 comme statistique de classement, et les courbes en traits pleins aux résultats après être passé au *rwSNR* défini en équation 5.8 et utilisant l’ExcessRate. La ligne rouge indique le seuil de déclenchement d’alerte utilisé pendant O3.

#### 5.3.5.4 Conclusion sur les effets de l’ExcessRate

Pour conclure sur les effets de l’ExcessRate, récapitulons quelques valeurs dans le tableau 5.3 et le tableau 5.4 :

Statistique de Classement		Bruits							
		Nombre de <i>triggers</i> [ $10^7$ ]				Statistique de classement maximale			
		H1	L1	V1	Coïncidences	H1	L1	V1	Coïncidences
Sans ExcessRate	Region 1	8	8	5	0.04	8	9	8.5	9.5
	Region 2	35	45	30	0.05	11	13	9	10
	Region 3	10	15	10	0.02	12	11	9	10
Avec ExcessRate	Region 1	6.5	6.5	5	0.03	8	8	8	9
	Region 2	23	28	27	0.03	9	11	8.5	9.5
	Region 3	8	9	9	0.01	9	11	9	9.5

TABLE 5.3 – Effet de l’ExcessRate sur le bruit présent dans le jeu de données typiques de O3.

Statistique de Classement		Nombre d'injections détectées	
		Total	Avec un FAR sous le seuil d'envoi d'alerte
		Coïncidences	Coïncidences
Sans ExcessRate	BNS	352	77 ± 8
	NSBH	344	35 ± 6
	BBH	277	38 ± 6
	Toutes sources	973	150 ± 20
Avec ExcessRate	BNS	361	94 ± 9
	NSBH	327	51 ± 7
	BBH	272	40 ± 6
	Toutes sources	960	185 ± 22

TABLE 5.4 – Effet de l'ExcessRate sur les injections dans le jeu de données typiques de O3. Les incertitudes statistiques sur le nombre d'alertes proviennent du fait que le jeu de données est fini, elles sont estimées à partir de la loi de Bernoulli.

### 5.3.6 Discussion et optimisations envisagées

L'ExcessRate ici présenté est un outil permettant de traiter spécialement les périodes bruitées. Il se base indirectement sur les outils de réjection des bruits présentés plus tôt, comme le test du  $\chi^2$ , ou le  $\text{rwSNR}$ .

Bien que son effet ne soit pas aussi spectaculaire ce dernier, il a un effet positif sur la recherche. Il permet de bien identifier les rares périodes vraiment bruitées, et de s'assurer que les *triggers* ayant survécus aux autres tests ne déclenchent pas d'alerte, sans pour autant appliquer de coupure franche dans les données.

Dans le futur, il faudra sans doute adapter les paramètres utilisés dans les équation 5.7 et équation 5.8 pour tenir compte de l'évolution de la qualité des données des détecteurs. L'ExcessRate semble être légèrement différent dans chacun d'entre-eux, une manière de prendre cela en compte serait peut-être d'ajuster ces paramètres différemment en fonction de l'instrument considéré.

Au début du développement de l'ExcessRate, l'idée d'étendre l'intervalle de temps utilisé dans l'équation 5.7 à des temps postérieurs a été envisagée. Cela pourrait permettre de mieux cibler les débuts de périodes bruitées et éviter les cas comme G357129. Cependant, pour voir un effet significatif, une trop grande période de temps est nécessaire, cette idée a donc été abandonnée dans le cas de l'analyse à faible latence. Elle est néanmoins appliquée à l'analyse hors ligne réalisée par MBTA.

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé plusieurs méthodes de réjection du bruit. Certaines d'entre elles, comme le  $\text{rwSNR}$ , tentent de différencier les *triggers* astrophysiques des *triggers* issus du bruit. D'autres, comme l'ExcessRate, sont plutôt orientées sur le traitement de données par période, afin de s'assurer que les périodes bruitées ne viennent pas polluer le bruit de fond ou déclencher des alertes.

La plupart de ces méthodes s'inscrivent dans une volonté de ne pas couper net dans les données, afin d'éviter les temps morts et la possible perte d'événements. Elles fonctionnent principalement par une modification de la statistique de classement, ce qui a pour effet de réduire l'impact des *triggers* provenant de bruits sur le calcul du FAR des événements et sur les risques de faux positifs.

Il existe plusieurs pistes d'amélioration de ces méthodes. Nous pouvons par exemple citer la modulation de la fenêtre de temps utiliser dans le calcul de l'auto $\chi^2_{PQ}$ , ou l'utilisation de temps postérieurs dans la calcul de l'ExcessRate (au prix d'une latence plus importante). Cependant, ces outils permettent déjà de garder sous contrôle les distributions de statistique de classement du bruit, et de réduire de façon très importante les risques de faux positifs.

Pour O4, cela pourrait permettre à MBTA d'envoyer des alertes pour des candidats qui ne sont vu que dans un seul instrument, en estimant leur FAR de manière assez fiable. L'effet est d'autant plus marquant dans la région 1, qui comprend les signaux BNS pour lesquels il serait intéressant de faire des suivis multi-messagers. Nous aborderons un peu plus ce type d'alertes dans la conclusion de ce manuscrit.

Nous venons de voir les différents outils que MBTA utilise, dans chaque détecteur, pour séparer les candidats astrophysiques des *triggers* provenant des bruits. L'étape suivante est de réaliser des coïncidences avec les *triggers* restant et d'estimer leur taux de fausse alarme. Pour cela aussi, certains outils de réjection des bruits ont été développés, ils sont détaillés dans le chapitre 6.

# Chapitre 6

## Les méthodes de réjection appliquées aux *triggers* coïncidents à plusieurs détecteurs

### Sommaire

---

<b>6.1 Recherche combinée des <i>triggers</i> communs à plusieurs détecteurs</b>	<b>144</b>
6.1.1 Calcul d'une statistique de classement combinée . . . . .	144
6.1.2 Classement des coïncidences : calcul du taux de fausse alarme . . .	145
<b>6.2 Comparer les paramètres mesurés dans les différents détecteurs</b>	<b>146</b>
6.2.1 Principe du test de cohérence des paramètres . . . . .	146
6.2.2 Étude de Monte-Carlo pour générer les distributions attendues . .	147
6.2.3 Corrélation entre les observables . . . . .	156
6.2.4 Effet sur des données . . . . .	158
6.2.5 Discussion et optimisations envisagées . . . . .	162
<b>6.3 Étude de l'impact du temps d'accumulation du bruit de fond sur les valeurs de FAR</b>	<b>163</b>
6.3.1 Avantages et inconvénients d'allonger le temps d'accumulation du bruit de fond . . . . .	163
6.3.2 Effet sur quelques coïncidences provenant de bruits ou d'événements astrophysiques . . . . .	166
6.3.3 Effet sur des injections . . . . .	168
6.3.4 Discussion et optimisations envisagées . . . . .	170
<b>6.4 Combinaison des différentes recherches de MBTA</b>	<b>171</b>
6.4.1 Principe de la méthode . . . . .	171
6.4.2 Estimation des poids par une étude Monte-Carlo . . . . .	172
6.4.3 Impact sur l'efficacité de détection . . . . .	174
6.4.4 Discussion de cette approche et optimisations envisagées . . . . .	177
<b>6.5 Conclusion</b>	<b>179</b>

---



FIN de mieux discriminer les bruits locaux des détecteurs, MBTA compile les *triggers* en coïncidence. Pour identifier les *triggers* les plus significatifs, une statistique de classement combinée est calculée, et un taux de fausse alarme est associé à chacune des coïncidences.

Plus les seuils de statistique de classement dans chaque détecteur sont bas, plus le *pipeline* devient sensible à des événements astrophysiques peu intenses, mais plus le nombre de *triggers* issus des bruits augmente. Cela a pour effet de changer le bruit de fond utilisé

dans le calcul du FAR des coïncidences, augmentant la valeur obtenue pour une statistique de classement donnée. De plus, un *trigger* avec une statistique de classement à peine au dessus du seuil dans un détecteur peut s'apparier à un *trigger* plus fort provenant d'un bruit dans un autre et ainsi créer une coïncidence significative. Afin de limiter ces risques, MBTA utilise certains outils capables de discriminer les coïncidences provenant vraisemblablement de bruits.

Dans un premier temps, nous reviendrons rapidement sur la construction de ces coïncidences. Puis, nous détaillerons une méthode capable de repérer et de pénaliser les coïncidences probablement issues des bruits. Ensuite, nous aborderons la question de la durée utilisée pour accumuler le bruit de fond. Enfin, nous traiterons d'une méthode permettant de calculer convenablement le FAR des coïncidences obtenues par plusieurs recherches indépendantes réalisées dans des détecteurs aux sensibilités hétérogènes.

## 6.1 Recherche combinée des *triggers* communs à plusieurs détecteurs

Si, dans au moins deux détecteurs, des *triggers* sont détectés avec des calques identiques, dans un intervalle de temps défini, une coïncidence est produite. Ces intervalles de temps sont définis en prenant en compte le temps de vol entre les détecteurs considérés et les incertitudes de mesures, ils sont de  $\pm 15$  ms pour les coïncidences n'impliquant que les deux LIGO, et de  $\pm 35$  ms pour celles impliquant Virgo.

Avec un réseau de  $n$  détecteurs, le nombre de types de coïncidences possibles est de :

$$N_{coinc} = \sum_{k>1}^n \binom{n}{k} \quad (6.1)$$

Durant O3, seuls trois détecteurs, H1, L1 et V1, prenaient des données. Nous devons donc considérer un total de quatre types de coïncidences : trois dits "doubles" et notés HL, HV et LV, et un dit "triple", noté HLV. En pratique, MBTA construit d'abord les doubles coïncidences, puis cherche les HL et les HV qui partagent un même *trigger* dans H1, afin d'en faire des triples HLV. Dans le futur, avec l'ajout de KAGRA, ce nombre va passer à 11, puis à 26 avec LIGO INDIA.

### 6.1.1 Calcul d'une statistique de classement combinée

Pour comparer les coïncidences obtenues et évaluer si certains d'entre-elles sont assez significatives pour être considérées comme des candidats astrophysiques, MBTA calcule un SNR combiné  $\rho_c$ . Ce SNR est simplement la somme quadratique des SNR individuels (cf équation 2.32). Cette observable est le discriminant optimal entre des événements astrophysiques et du bruit gaussien stationnaire.

Mais, comme nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit, le bruit provenant des détecteurs n'est ni gaussien ni stationnaire. Afin de prendre cela en compte, le *pipeline* n'utilise non pas le SNR combiné pour sélectionner les *triggers*, mais une statistique de classement combinée, que nous noterons  $\tilde{\rho}_c$ .

Celle-ci s'obtient de la même manière que le SNR combiné, en remplaçant les SNR individuels par les statistiques de classement  $\tilde{\rho}$  définies en équation 5.8 :

$$\tilde{\rho}_c^2 = \sum_i \tilde{\rho}_i^2 \quad (6.2)$$

Depuis O3b, afin d'améliorer la localisation dans le ciel, MBTA traite aussi un nouveau type de coïncidences. Celles-ci sont en fait des doubles ayant lieu à un moment où les données des trois détecteurs sont disponibles. En raison des différences de sensibilité et de réponses d'antennes entre les détecteurs, il arrive qu'un *trigger* soit vu dans deux détecteurs avec une statistique de classement individuelle au-dessus du seuil, mais ne survive pas à ce seuil dans le troisième. Dans ces cas, le *pipeline* produit une coïncidence dite "pseudo-triple", dont le SNR combiné est calculé comme une triple et pour laquelle les trois séries temporelles de SNR sont attachées à l'événement.

Ces coïncidences sont cependant traitées comme des doubles et possèdent des statistiques de classement calculées uniquement à partir des données obtenues dans les détecteurs au-dessus du seuil. Cela permet de les comparer avec le reste de la population des doubles du même type. L'intérêt et les difficultés techniques de cette approche seront discutées en chapitre 7.

### 6.1.2 Classement des coïncidences : calcul du taux de fausse alarme

À partir de la méthode détaillée dans le chapitre 2, la valeur de statistique de classement est utilisée pour estimer le taux de fausse alarme, ou FAR, de la coïncidence considérée.

Pour ce faire, MBTA accumule toutes les combinaisons possibles des *triggers* de chaque détecteur, indépendamment des temps d'arrivées. Le FAR est ensuite défini comme le taux de paires de *triggers* de bruit de fond ayant une statistique de classement supérieure ou égale à celle de la coïncidence considéré (cf équation 2.34).

Cette accumulation de *triggers* se fait en pratique en construisant des distributions cumulatives du nombre de combinaisons en fonction de leur statistique de classement, élevée au carré. Pour du bruit, les quatre types de coïncidences étant supposés indépendants, une distribution est faite pour chacun d'entre-eux. La distribution associée au type de coïncidence du candidat dont nous souhaitons évaluer le FAR est utilisée.

L'analyse en ligne se devant de limiter sa latence pour une puissance de calcul donnée, le bruit de fond est accumulé sur une durée bien définie, antérieure à la coïncidence considérée, égale à 3 heures au début de O3. Cela limite donc les valeurs minimales de FAR que nous pouvons atteindre.

Certains facteurs de pondération sont appliqués aux valeurs de FAR obtenues. Il y a tout d'abord un facteur 3 dû au fait que MBTA réalise 3 recherches indépendantes dans 3 régions distinctes de l'espace des paramètres. Il y a ensuite un facteur qui permet de tenir compte des différents types de coïncidences, il sera traité plus loin dans ce chapitre. Enfin, il y a un facteur qui permet d'agréger plusieurs coïncidences provenant d'une même source en un *cluster* (cf chapitre 2).

## 6.2 Comparer les paramètres mesurés dans les différents détecteurs

Bien que les statistiques de classement définies en chapitre 5 permettent de rendre plus gaussiennes les distributions de bruit de fond, il arrive encore que certains bruits survivent à ces traitements et impactent les distributions utilisées pour évaluer le FAR.

Afin de réduire l'impact de ces bruits, un nouvel outil de réjection des bruits coïncidents a été développé pour O3. Celui-ci s'inspire d'une fonctionnalité du *pipeline* PyCBC, cherchant à inclure des informations issues de la mesure de certains paramètres extrinsèques des candidats [83].

### 6.2.1 Principe du test de cohérence des paramètres

L'équation 2.22 permet de relier une vraisemblance au SNR. Cette vraisemblance, définie en équation 2.19, est le rapport entre la probabilité d'observer les données sachant qu'elles contiennent un signal astrophysique et la probabilité de les observer sachant qu'elles ne contiennent que du bruit. L'idée est alors de réécrire chacune de ces probabilités comme un produit de deux probabilités, supposées indépendantes :

$$\mathcal{P}(s|\mathcal{H}) = \mathcal{P}(\rho|\mathcal{H}) \cdot \mathcal{P}(\Theta|\mathcal{H}) \quad (6.3)$$

Où  $\mathcal{H}$  est l'hypothèse considérée (la présence  $S$ , ou l'absence  $N$ , de signal),  $\mathcal{P}(\rho|\mathcal{H})$  la probabilité d'observer un SNR  $\rho$  sous l'hypothèse  $\mathcal{H}$ , et  $\mathcal{P}(\Theta|\mathcal{H})$  la probabilité d'observer un jeu de paramètres extrinsèques  $\Theta$  sachant  $\mathcal{H}$ .

Pour une coïncidence donnée, l'approche présentée ici cherche à estimer à quel point les valeurs des paramètres  $\Theta$  sont compatibles avec l'hypothèse d'un signal astrophysique, et à inclure cette information directement dans la statistique de classement. En développant le calcul de manière similaire à celui menant à l'équation 2.30, la vraisemblance se maximise pour

$$\ln \mathcal{L}_{c_{max}} = \frac{1}{2} \left[ \sum_i^n \rho_{opt_i}^2 + 2 \ln \left( \frac{\mathcal{P}(\Theta|S)}{\mathcal{P}(\Theta|N)} \right) \right] \quad (6.4)$$

Cette écriture permet alors de redéfinir la statistique de classement de l'équation 6.2 en

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_c^2 &= \sum_i \tilde{\rho}_i^2 + 2 \ln \left( \frac{\mathcal{P}(\Theta|S)}{\mathcal{P}(\Theta|N)} \right) \\ &= \sum_i \tilde{\rho}_i^2 + 2 \ln(\mathcal{P}(\Theta|S)) - 2 \ln(\mathcal{P}(\Theta|N)) \end{aligned} \quad (6.5)$$

Si les paramètres  $\Theta$  sont uniquement des comparaisons d'observables physiques entre les *triggers* de chaque détecteur qui composent une coïncidence, les distributions  $\mathcal{P}(\Theta|N)$  peuvent être supposées uniformes car les détecteurs sont supposés non-corrélés. Le terme  $\mathcal{P}(\Theta|N)$  de l'équation 6.5 est alors constant, et peut donc être ignoré dans ce calcul. En effet cette statistique de classement est uniquement utilisée dans le calcul du FAR, qui consiste simplement à réaliser des comparaisons.

Afin de ne pas orienter la recherche par des suppositions de populations astrophysiques, aucuns paramètres intrinsèques, tels que les masses ou les spins, ne sont utilisés. Pour O3, trois paramètres ont été pris en compte : les rapports des distances effectives, les différences de temps d'arrivée des signaux, et les différences de phases mesurées. Ces paramètres dépendent

principalement de la position de la source par rapport à l'observateur, des sensibilités et réponses d'antennes des interféromètres.

En supposant ces trois paramètres indépendants, l'équation 6.5 se réécrit

$$\tilde{\rho}_c^2 = \sum_i \tilde{\rho}_i^2 + \sum_{\Theta_i \in \Theta} 2 \ln(\mathcal{P}(\Theta_i|S)) \quad (6.6)$$

Avec cette définition, la statistique de classement peut atteindre des valeurs plus basses que celles fixées par les seuils individuels. Afin d'alléger la recherche, les coïncidences concernées ne sont pas conservées. Cela consiste à appliquer un seuil sur la quantité définie en équation 6.6, en fonction des seuils individuels définis par région et identiques pour chaque détecteur, et du nombre  $N$  de détecteurs impliqués :

$$\tilde{\rho}_c^{\text{seuil}} = \sqrt{\sum_i^N (\tilde{\rho}_i^{\text{seuil}})^2} = \sqrt{N} \times \tilde{\rho}_i^{\text{seuil}} \quad (6.7)$$

En pratique, le seuil appliqué est calculé pour des doubles coïncidences, c'est à dire  $N = 2$ . Avec les seuils individuels définis plutôt (4.5 pour la région 1 et 4.8 pour les régions 2 et 3), l'équation 6.7 donne 6.4 pour la région 1 et 6.8 pour les régions 2 et 3.

## 6.2.2 Étude de Monte-Carlo pour générer les distributions attendues

Afin de connaître les distributions attendues des trois paramètres  $\Theta$  définis plus tôt, une étude Monte-Carlo a été réalisée sur un grand nombre d'injections.

### 6.2.2.1 Génération des distributions attendues

Ces distributions étant principalement dépendantes des paramètres géométriques du système source-détecteurs, cette étude a été menée seulement avec des injections BNS de masse *chirp* de  $1.2 M_\odot$ , sans spin, et uniformément distribuées dans une sphère d'un rayon de 300 Mpc autour de la Terre. Afin de peupler convenablement les distributions, un total de deux millions d'injections ont été utilisées.

Sans aucune sélection, la figure 6.1 montre les distributions obtenues.

Seules les injections qui sont détectables doivent être prises en compte. Une injection est considérée comme détectable dans un détecteur si sa distance effective (équation 1.50) est inférieure à l'horizon (BNS) de ce détecteur (équation 1.53), calculé avec un seuil de SNR de 5. Les *ranges* utilisés sont ceux du début de O3 : 100 Mpc pour H1, 140 Mpc pour L1 et 50 Mpc pour V1.

Nous pouvons alors extraire les distributions empiriques des trois observables définies plus tôt, pour tous les types de doubles coïncidences. La figure 6.2 montre ces distributions. Nous retrouvons les formes obtenues en figure 6.1, avec cependant quelques tendances intéressantes.

Les détecteurs H1 et L1 ayant des *ranges* et des réponses d'antennes similaires, les distributions obtenues sont assez simples. Les différences de phase suivent une loi centrée sur un angle de  $\pi$  rad. Les rapports des distances effectives sont, comme les rapports des *ranges*, en moyenne légèrement inférieurs à 1. Les différences des temps d'arrivées suivent une distribution qui est due à la géométrie du système. Pour que le *pipeline* mesure la différence

maximale entre les temps d'arrivées des signaux, la source doit être sur la droite reliant les deux détecteurs. Cette position coïncident avec les directions où les deux réponses d'antennes (figure 1.8) ne sont pas maximales, réduisant ainsi la probabilité de détection de telles sources.

Concernant les doubles coïncidences impliquant Virgo, les formes sont plus compliquées à interpréter. Dû aux importantes différences de *range*, les rapports de distances effectives sont en moyenne bien supérieurs à 1. Plusieurs pics apparaissent, provenant des différentes directions privilégiées dues aux différences entre les orientations des réponses d'antennes des interféromètres. Les différences de temps d'arrivées suivent plus ou moins la loi uniforme obtenue sans sélection dans la figure 6.1. Elles sont cependant elles-aussi impactées par les directions privilégiées induites par les réponses d'antennes, ce qui a pour effet d'ajouter des fluctuations difficiles à modéliser. L'angle de  $45^\circ$  entre les réponses d'antennes des LIGO et de Virgo a aussi pour effet de privilégier des différences de phases plus proches de  $\pi/2$  et  $3\pi/2$ . Cet effet est cependant dépendant des rapports de *range*, L1 étant plus sensible que H1, le nombre de sources alignées avec les LIGO (et donc pas avec Virgo) détectables en coïncidences LV est supérieur à celui des HV, ce qui a pour effet privilégier des valeurs plus proches de  $\pi$ .

Concernant les triples coïncidences HL $V$ , nous ne nous intéresserons qu'aux comparaisons des paramètres entre H1 et L1, et H1 et V1, la troisième paire étant par construction corrélée avec les deux premières. La figure 6.3 montre les distributions obtenues. Nous pouvons voir que ces distributions sont similaires aux figures 6.2a et 6.2b, excepté peut-être sur la différence de phase entre H1 et L1, où le fait que Virgo doit aussi être capable de détecter l'événement induit un léger biais de sélection. Cependant, ce paramètre est généralement assez mal mesuré et n'a donc pas un impact décisif.

Afin de simplifier la recherche, les triples HL $V$  qui sont construites à partir d'une paire de doubles HL et HV, sont traitées de la sorte en utilisant les distributions 6.2a et 6.2b.

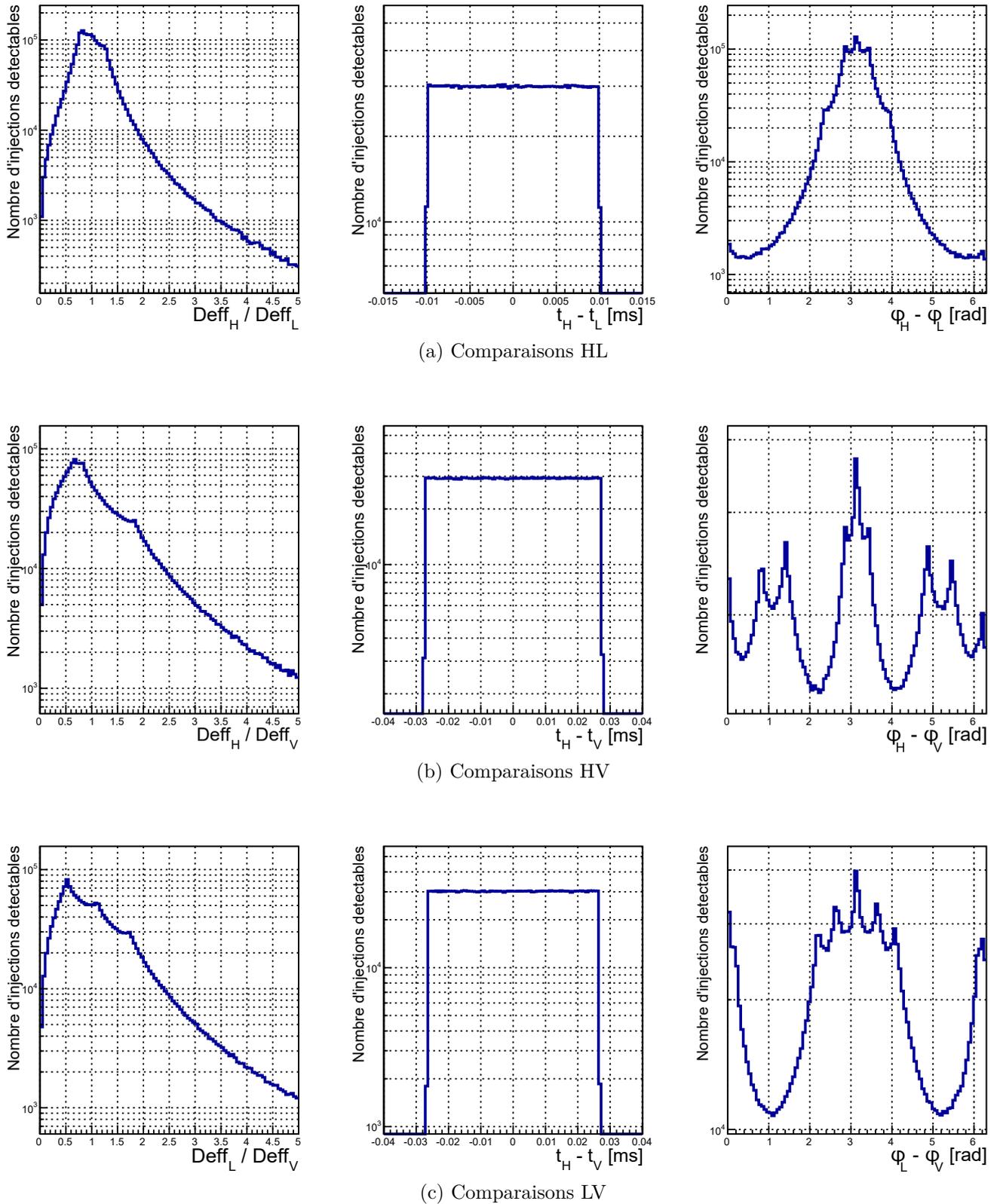


FIGURE 6.1 – Distributions des paramètres utilisés dans le test de cohérence, sans sélection sur les positions des injections ou les détecteurs considérés. Les paramètres sont, de gauche à droite, les rapports de distances effectives, les différences de temps d'arrivée et les différences de phases.

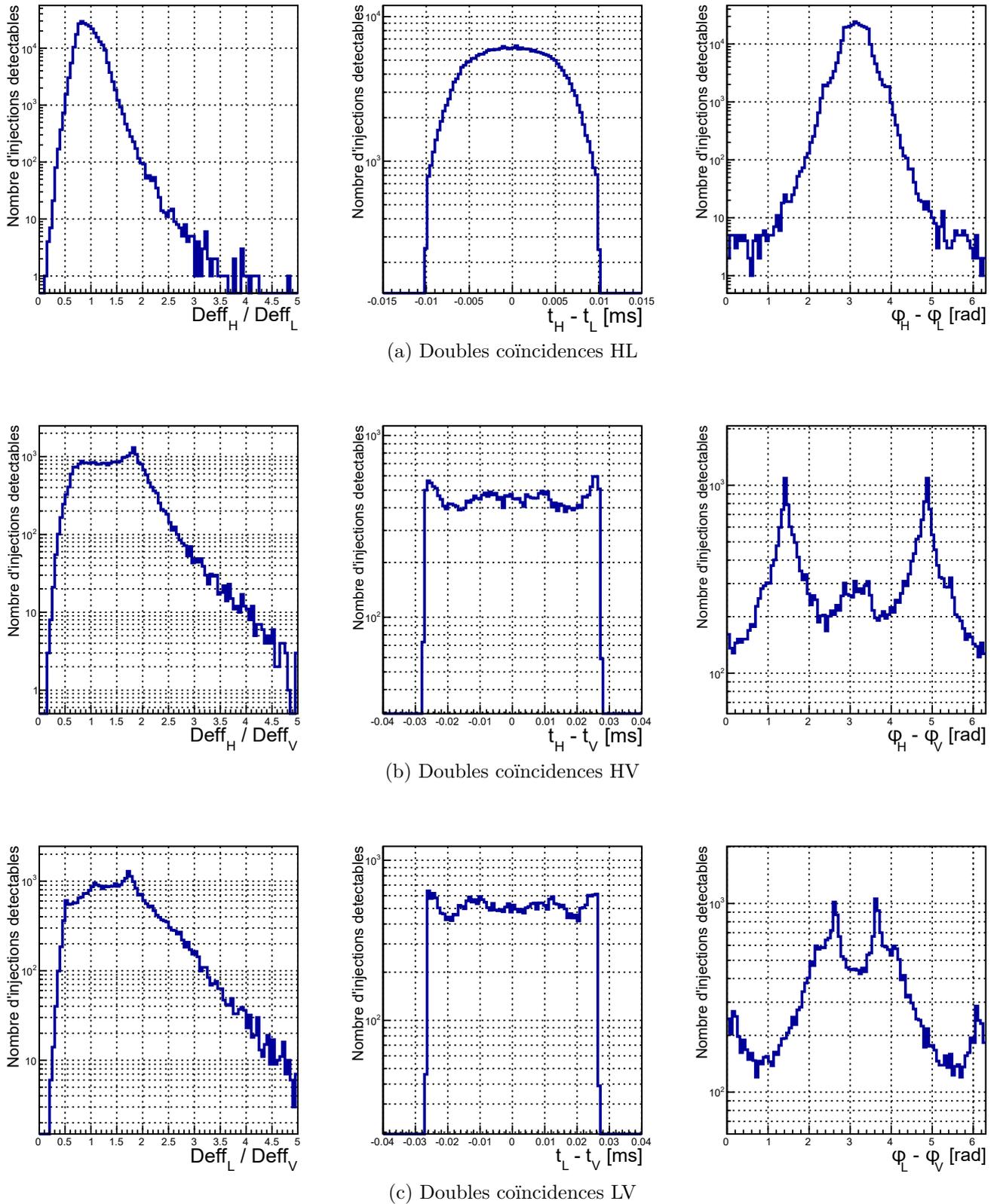
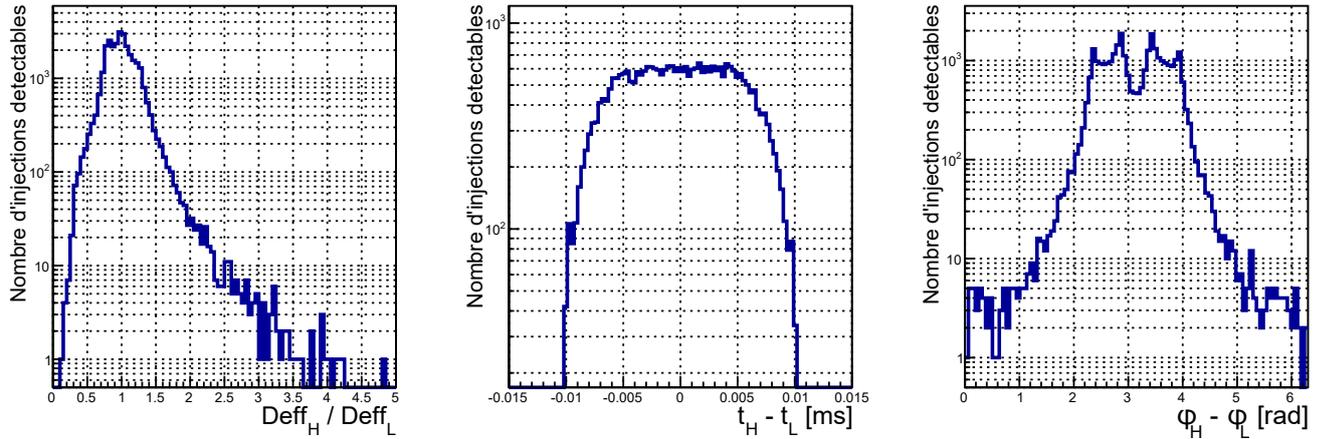
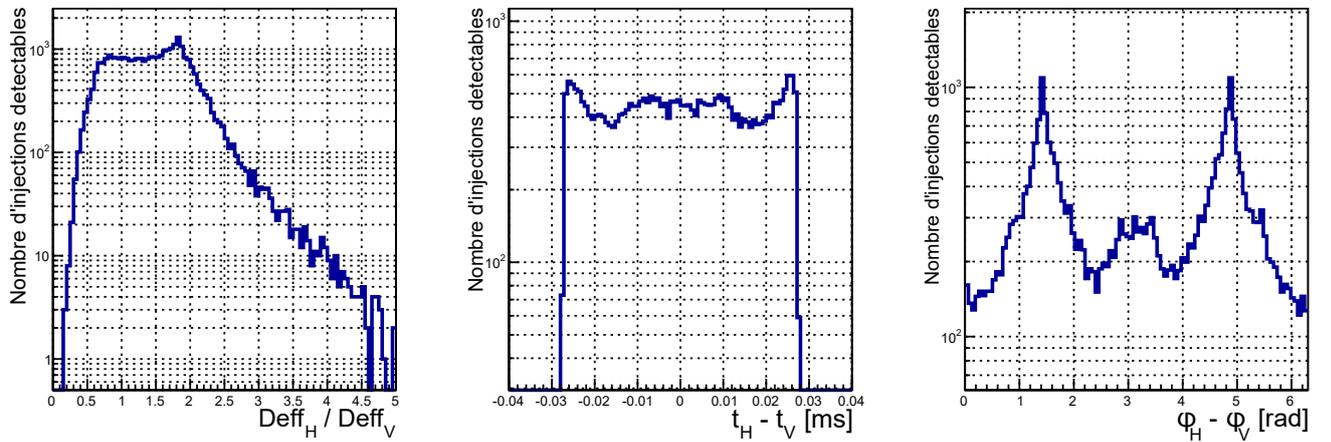


FIGURE 6.2 – Distributions des paramètres utilisés dans le test de cohérence, après sélection sur les distances effectives, pour des doubles coïncidences. Les paramètres sont, de gauche à droite, les rapports de distances effectives, les différences de temps d'arrivée et les différences de phases.



(a) Comparaison des paramètres mesurés dans H et L



(b) Comparaison des paramètres mesurés dans H et V

FIGURE 6.3 – Distributions des paramètres utilisés dans le test de cohérence, après sélection sur les distances effectives, pour des coïncidences triples. Les paramètres sont, de gauche à droite, les rapports de distances effectives, les différences de temps d'arrivées et les différences de phases.

### 6.2.2.2 Prise en compte des incertitudes de mesures

Les distributions présentées en figure 6.2 ne prennent en compte que les réponses d'antennes et les *ranges* des détecteurs, avant de les utiliser il faut y inclure les possibles erreurs de mesure.

Afin d'estimer ces erreurs, un set d'injections BNS présenté dans le chapitre 2, soit 288 injections, a été analysé dans du bruit gaussien. Les recherches étant identiques dans les trois détecteurs, nous nous contenterons d'étudier le cas des coïncidences HL.

Nous ferons aussi l'approximation que ces erreurs ne dépendent pas des SNR. Cette approximation est discutable, car en pratique les paramètres sont d'autant mieux mesurés que le signal est intense. Cependant, comme nous allons le voir, les erreurs de mesures ne modifient pas fortement les tendances de la figure 6.2. Cette simplification reste donc

raisonnable et permet de simplifier la méthode et de ne pas augmenter le nombre d'injections nécessaires.

D'après la figure 6.4, il est raisonnable de modéliser ces erreurs par des lois normales, centrées en 0, avec des écarts types de 0.15 pour les rapports des distances effectives, 0.5 ms pour les différences de temps, et 0.5 rad pour les différences de phases.

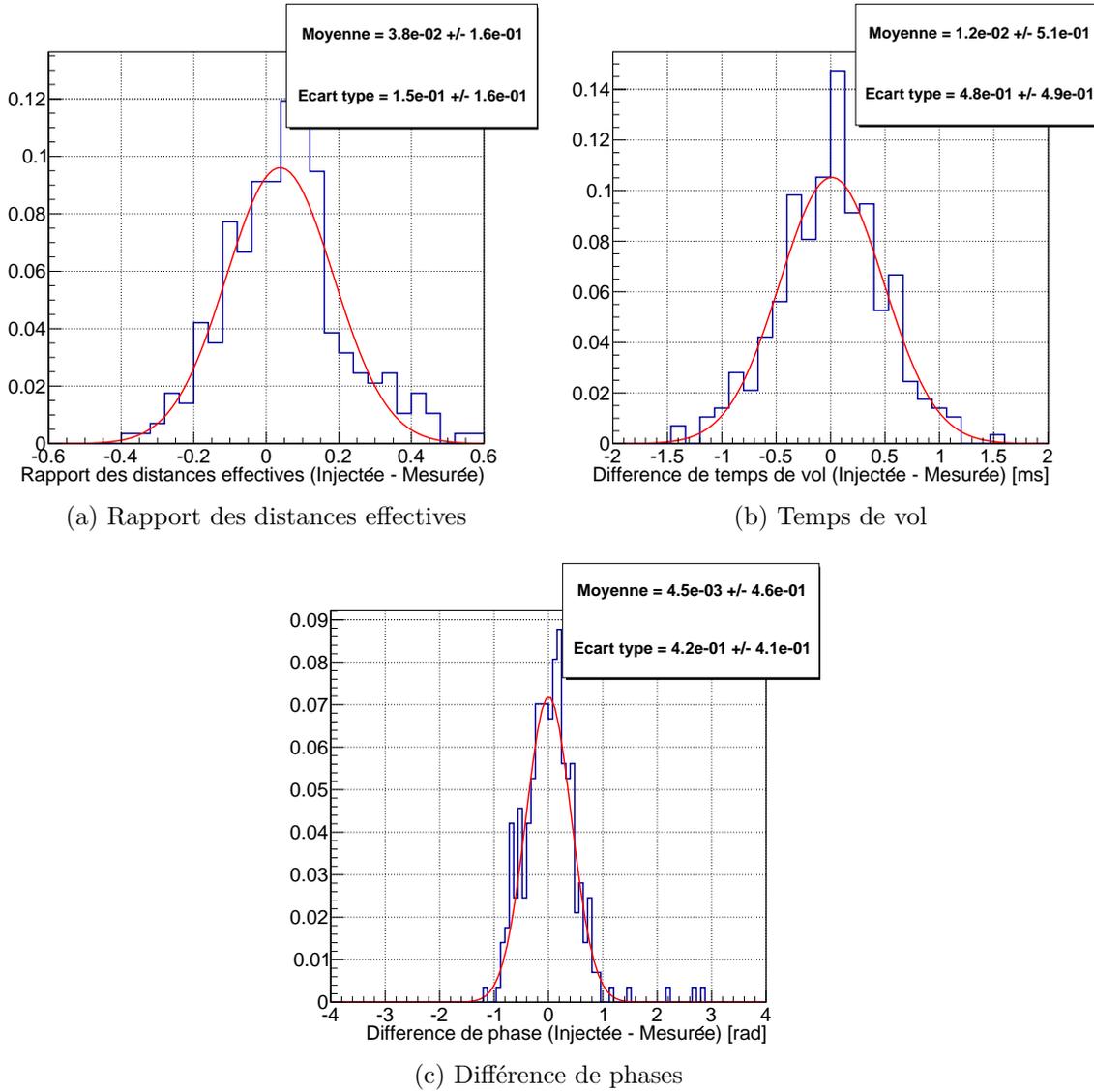


FIGURE 6.4 – Distributions des erreurs de mesures sur les paramètres utilisés dans les tests de cohérence (en bleu), et courbes de tendance gaussiennes (en rouge), dans le cas de coïncidences HL. Les paramètres sont, de gauche à droite, les rapports de distances effectives, les différences de temps d'arrivée et les différences de phases. Les coïncidences associées aux infections ont un SNR combiné moyen de 15.

Nous pouvons alors régénérer les distributions de la figure 6.2 en ajoutant une erreur à chaque entrée, tirée aléatoirement dans ces lois normales centrées. Nous obtenons ainsi la figure 6.5. Les tendances précédentes se retrouvent, tout en ayant des courbes plus étalées. Ces distributions sont normalisées de façon à ce que leur maxima soient égaux à 1, pour que les logarithmes en équation 6.6 soient toujours négatifs ou nuls, cela afin de s'assurer que  $\tilde{\rho}_c^2 \leq \sum_i \tilde{\rho}_i^2$ .

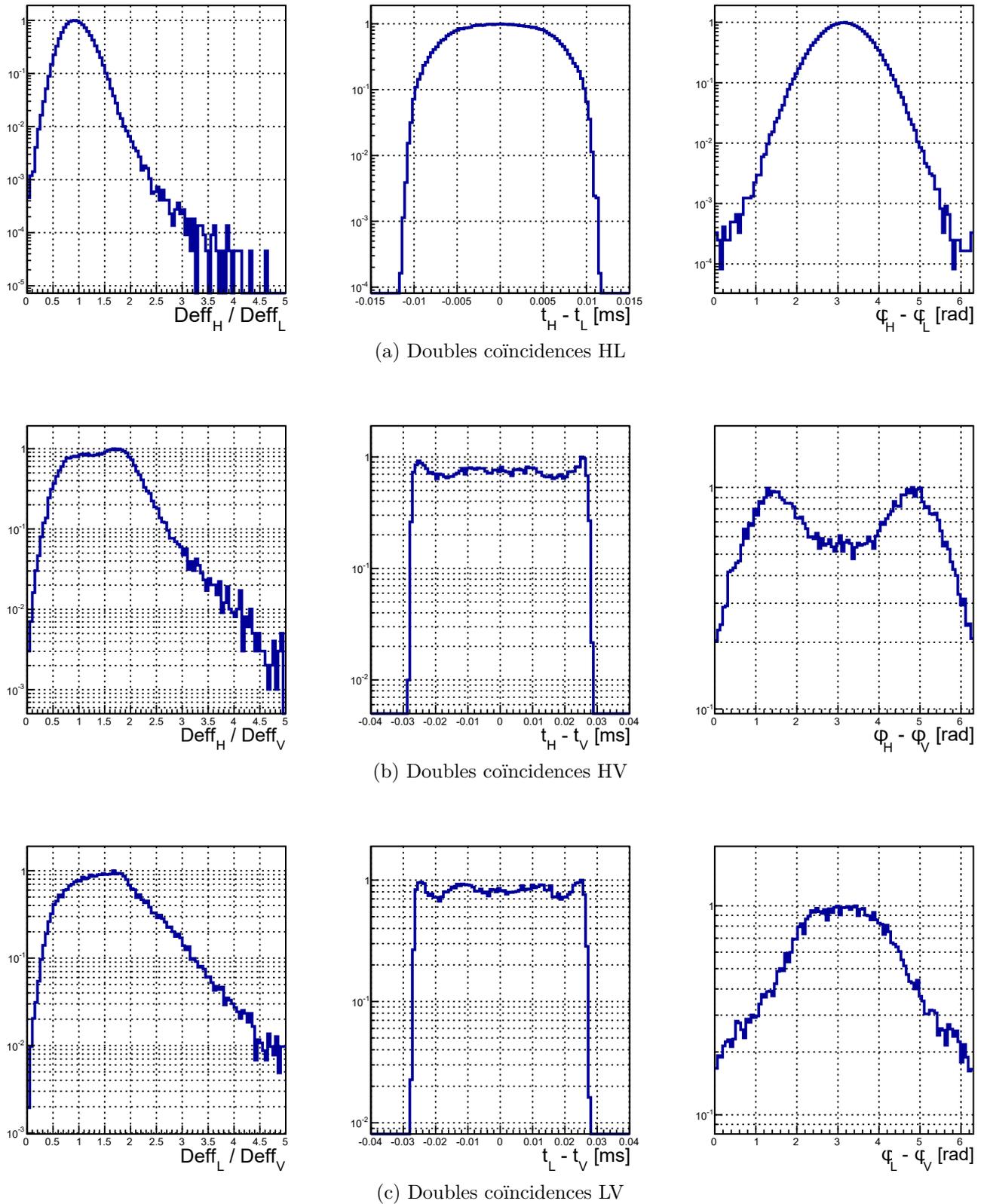


FIGURE 6.5 – Distributions attendues des paramètres utilisés dans le test de cohérence, pour des coïncidences doubles, après intégration des incertitudes de mesure. Les paramètres sont, de gauche à droite, les rapports de distances effectives, les différences de temps d'arrivée et les différences de phases.

### 6.2.2.3 Extrapolation des distributions

Les distributions ainsi obtenues ne sont pas utilisables telles quelles dans l'analyse. Elles possèdent de nombreuses variations dues au manque de statistique, avec parfois des passages par 0. De plus, les distributions de différences de temps passe de 1 à 0 de façon plutôt abrupte. Pour pallier ces problèmes, nous pouvons chercher à adapter des fonctions usuelles sur ces distributions, les fonctions les plus simples que nous pouvons utiliser étant des fonctions de Gauss.

Concernant les différences de phases, trois valeurs semblent privilégiées :  $\pi/2$ ,  $\pi$  et  $3\pi/2$ , nous utiliserons donc une somme de trois gaussiennes, initialisées sur ces valeurs.

Dans le cas des rapports des distances effectives, les courbes ressemblent elles aussi à des gaussiennes de la forme  $y = y(e^\mu) \cdot e^{-\frac{(\log(x)-\mu)^2}{2\sigma^2}}$  (ce qui revient à dire que le logarithme des rapports des distances effectives suit une loi gaussienne usuelle). La présence de plusieurs pics dans ces distributions impose là encore une utilisation d'une somme de trois de ces fonctions.

Les distributions de différences de temps d'arrivées ne semblent cependant pas suivre de tendance simple à modéliser. Pour éviter les passages à 0 trop brusques et étendre les courbes aux fenêtres de temps utilisées dans la construction des coïncidences, nous les lisserons simplement en utilisant la fonction "SMOOTH" de la librairie ROOT [96].

Les courbes obtenues sont visibles en rouges sur la figure 6.6.

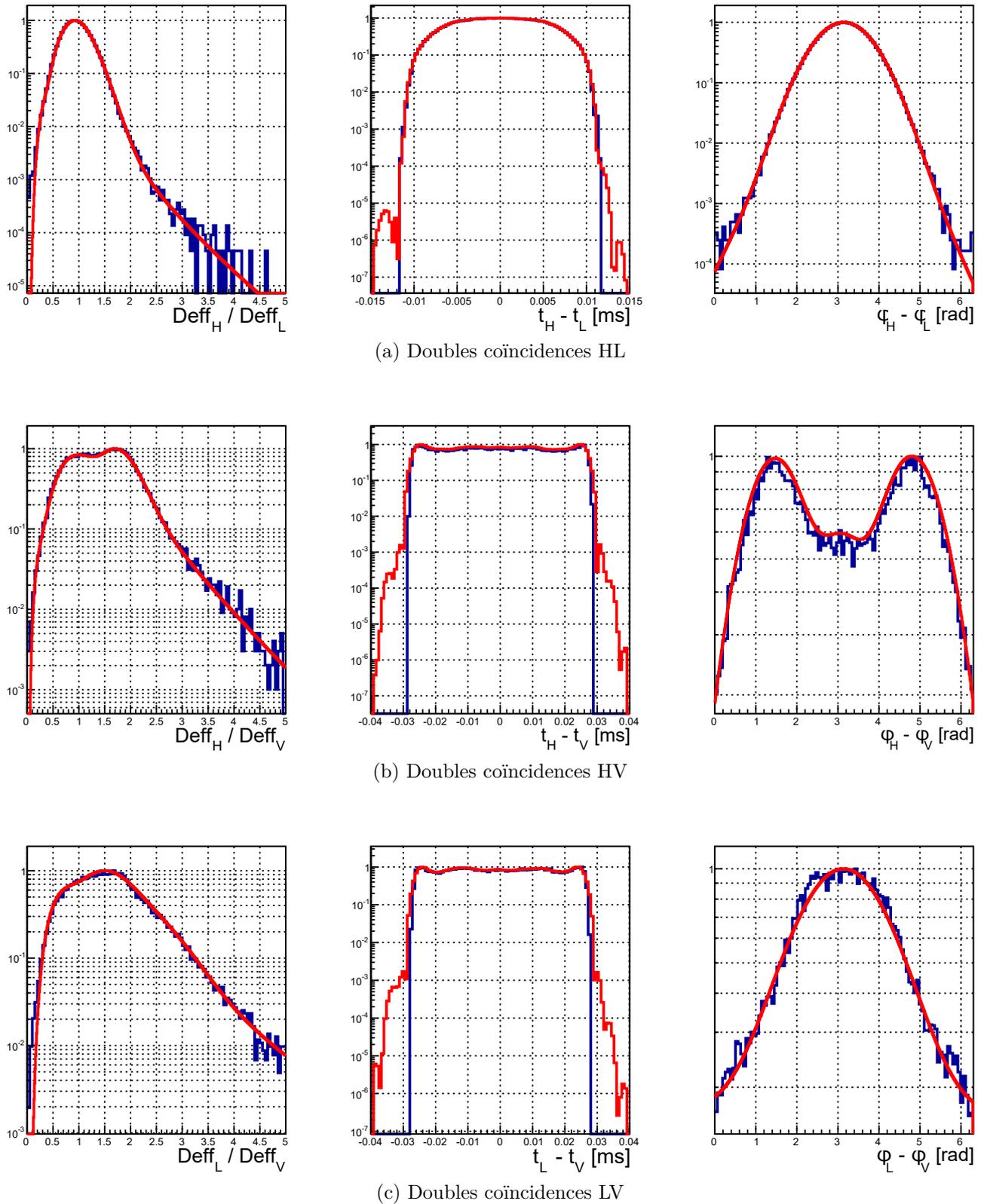


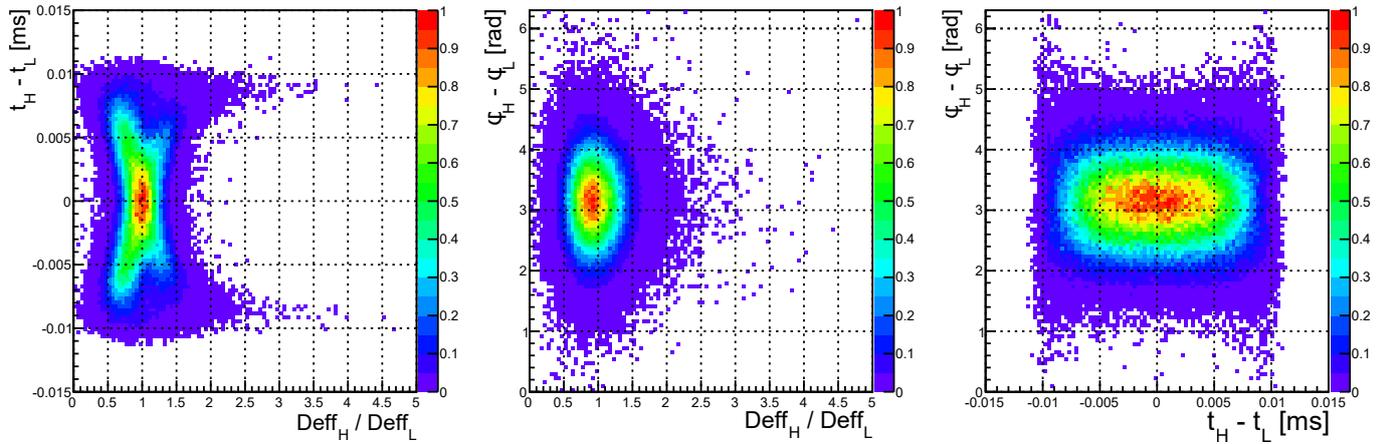
FIGURE 6.6 – Distributions utilisées par l'analyse dans le test de cohérence. Les paramètres sont, de gauche à droite, les rapports de distances effectives, les différences de temps d'arrivée et les différences de phases. Les courbes bleues correspondent aux distributions estimées avec deux millions d'injections (visibles en figure 6.5) et les courbes rouges sont les extrapolations.

### 6.2.3 Corrélation entre les observables

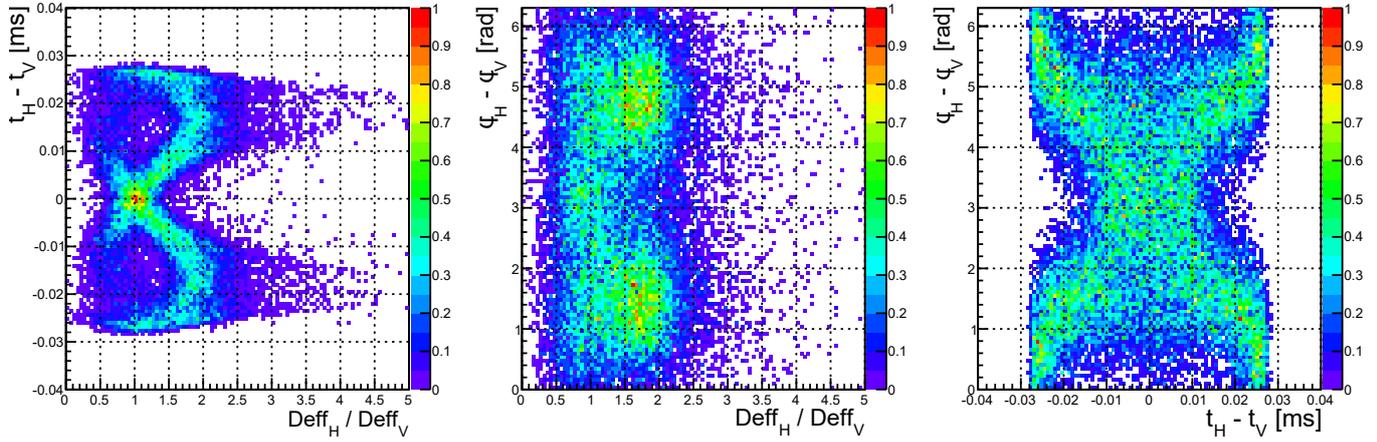
L'équation 6.6 a été établie en supposant que les paramètres  $\Theta$  ne sont pas corrélés, or la géométrie du système peut introduire un certain degré de corrélation. La figure 6.7 montre ces corrélations pour les paramètres utilisés dans la figure 6.5, prenant en compte les erreurs de mesures mais avant extrapolation.

Sur ces figures, nous voyons que, pour des détecteurs similaires comme H1 et L1, les paramètres sont peu corrélés. Cependant, des corrélations semblent apparaître lorsque nous ajoutons Virgo. Cela provient d'un biais de sélection imposant que les sources soient détectables par les deux détecteurs aux sensibilités et aux réponses d'antennes hétérogènes.

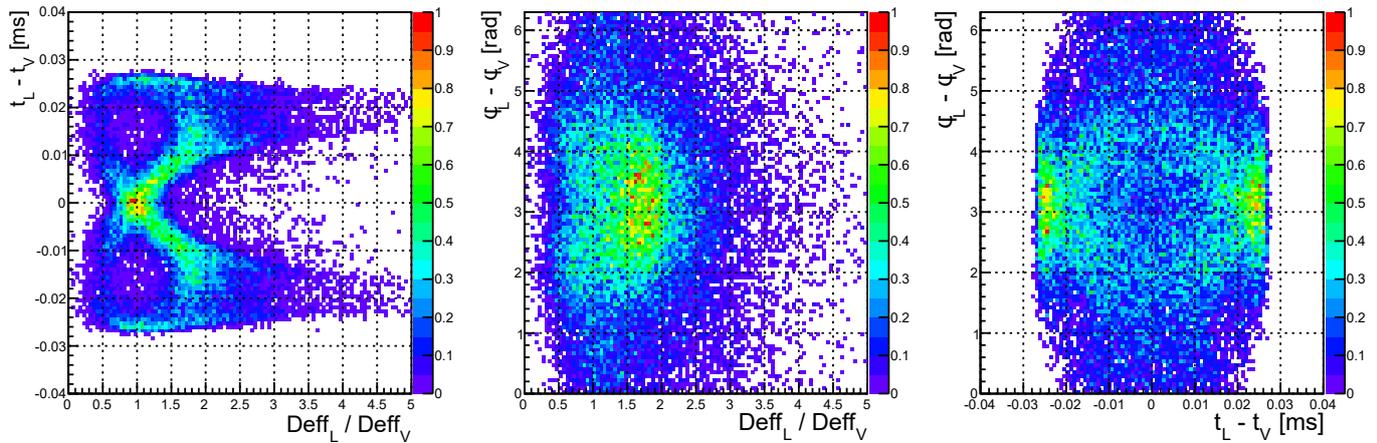
Une possible amélioration de ces tests de cohérence serait de prendre en compte ces corrélations afin d'améliorer le pouvoir discriminant de la méthode. Cependant, il faudrait sans doute ajouter plus de statistique pour peupler convenablement les distributions, ainsi que repenser les fonctions d'ajustement pour lisser les courbes.



(a) Doubles coïncidences HL



(b) Doubles coïncidences HV



(c) Doubles coïncidences LV

FIGURE 6.7 – Corrélations entre les paramètres utilisés dans le test de cohérence. Les corrélations tracées sont, de gauche à droite, les différences de temps en fonction des rapports de distances effectives, les différences de phases en fonction des rapports de distances effectives, et les différences de phases en fonction des différences de temps.

## 6.2.4 Effet sur des données

Nous pouvons utiliser les distributions de la figure 6.6 pour estimer les termes de probabilité de l'équation 6.6, et ainsi modifier la statistique de classement. Afin de quantifier l'effet de cet outil, appliquons le à des données de O3.

### 6.2.4.1 Effet sur du bruit

Les tests de cohérences n'étant appliqués que sur les coïncidences, regardons leur effet sur les distributions de statistique de classement des coïncidences provenant de bruits présents dans le jeu de données typiques de O3 qui a été utilisé précédemment.

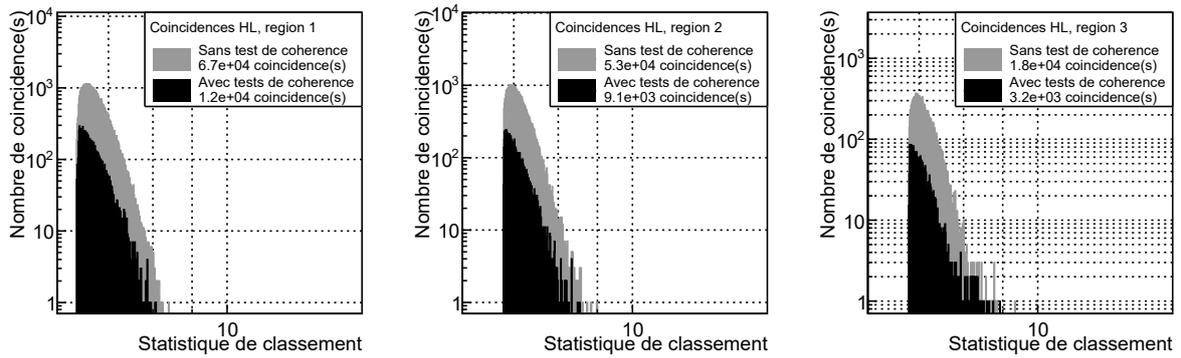
La figure 6.8 montre que l'application de ces tests réduit le nombre des coïncidences dépassant le seuil défini en équation 6.7, ainsi que les statistiques de classement maximales. Cela devrait avoir un effet bénéfique sur le FAR à une statistique de classement donnée, et va aussi réduire les risques de faux positifs.

### 6.2.4.2 Effet sur le FAR des événements

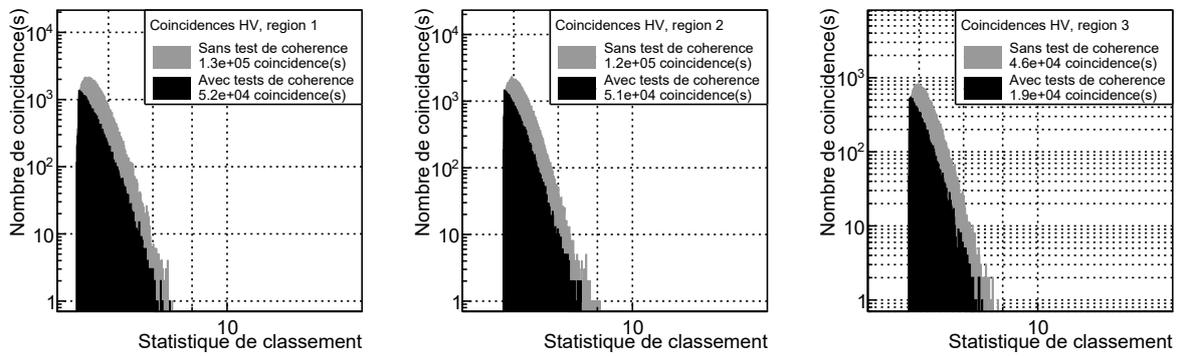
Afin de quantifier l'effet des tests de cohérence sur le FAR des événements astrophysiques, la figure 6.9 compare les courbes ROC obtenues sans et avec ces tests.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que le nombre total d'injections détectées diminue, ce qui s'explique par l'effet du seuil défini en équation 6.7. En effet, ces injections ont des paramètres qui suivent les distributions présentées en figure 6.5, il n'est donc pas rare que leur statistique de classement soit réduite par les tests de cohérence, parfois assez pour passer sous ce seuil.

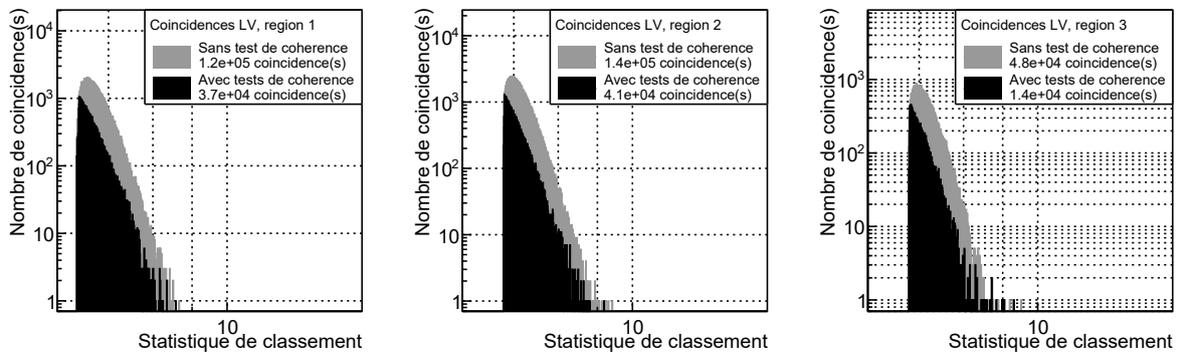
Cependant, le nombre d'injections dépassant le seuil d'envoi d'alerte augmente quelle que soit la source du signal. Cela met en évidence un impact plus important sur le bruit de fond que sur les injections. La statistique de classement nécessaire pour obtenir un FAR significatif est ainsi réduite, ce qui permet à plus d'injections de passer le seuil.



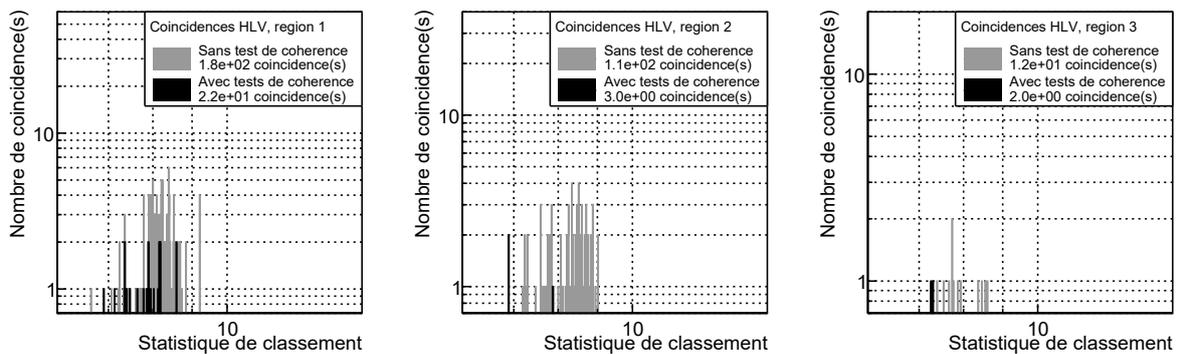
(a) Coïncidences HL



(b) Coïncidences HV

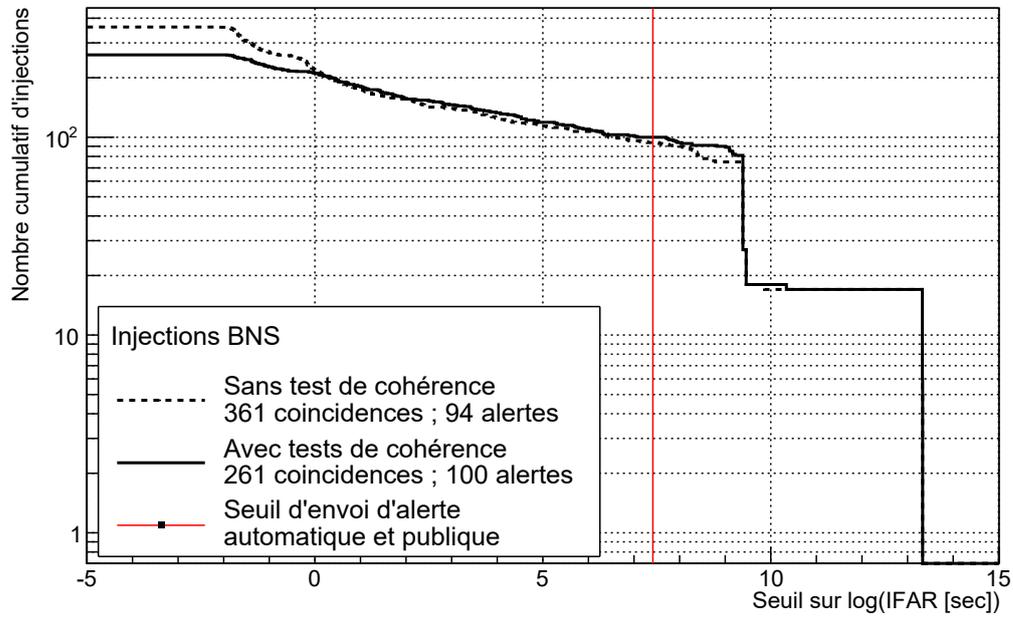


(c) Coïncidences LV

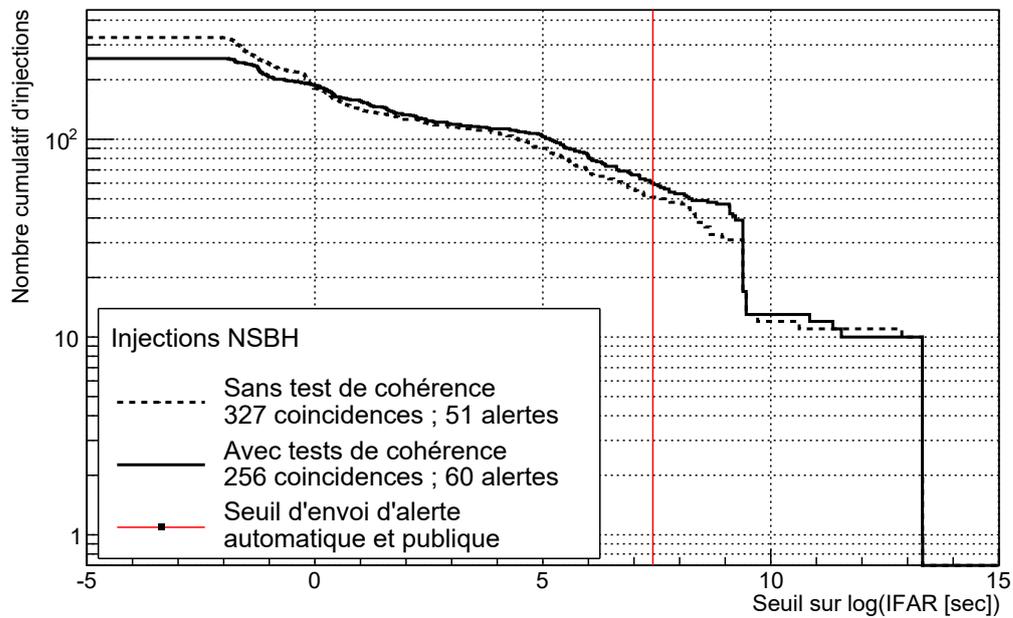


(d) Coïncidences HLV

FIGURE 6.8 – Effet des tests de cohérence sur le bruit dans le jeu de données typique de O3 sur tous les types de coïncidences, dans les régions 1 à 3. Les zones grises correspondent aux distributions de statistique de classement définie en équation 6.2, et les zones noires à celles définies en équation 6.6, incluant les informations des tests de cohérence.

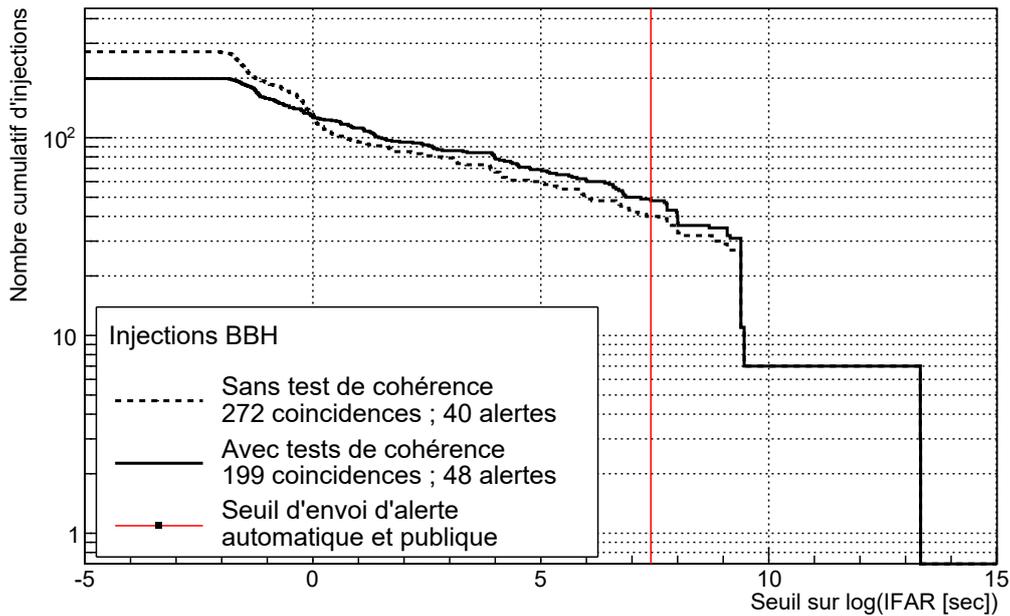


(a) Injections BNS



(b) Injections NSBH

FIGURE 6.9



(c) Injections BBH

FIGURE 6.9 – Effet des tests de cohérence sur la détection d’injections dans des données typique de O3. Ces courbes ROC montrent le nombre cumulatif d’injections détectées (en ordonnée) en fonction du seuil sur le logarithme de l’IFAR (en abscisse). Les courbes en pointillés correspondent aux résultats utilisant la statistique de classement définie en équation 6.2, et les courbes en traits pleins aux résultats utilisant celle définie en équation 6.6, incluant les tests de cohérence. La ligne rouge indique le seuil de déclenchement d’alerte utilisé pendant O3.

### 6.2.4.3 Conclusion sur les effets des tests de cohérence

Pour conclure sur les effets des tests de cohérence, récapitulons quelques valeurs dans les tableau 6.1 et tableau 6.2.

Statistique de classement combinée		Bruits (coïncidences)	
		Nombre de coïncidences [ $10^4$ ]	Statistique de classement maximale
		Tous types confondus	Tous types confondus
Sans test de cohérence	Région 1	31	9
	Région 2	31	9.5
	Région 3	11	9.5
Avec tests de cohérence	Région 1	10	8.5
	Région 2	10	9
	Région 3	3.7	9

TABLE 6.1 – Effet des tests de cohérence sur le bruit présent dans le jeu de données typiques de O3.

Statistique de Classement		Nombre d'injections détectées	
		Total	Avec un FAR sous le seuil d'envoi d'alerte
		Coïncidences	Coïncidences
Sans test de cohérence	BNS	361	$94 \pm 9$
	NSBH	327	$51 \pm 7$
	BBH	272	$40 \pm 6$
	Toutes sources	960	$185 \pm 22$
Avec tests de cohérence	BNS	261	$100 \pm 9$
	NSBH	256	$60 \pm 7$
	BBH	199	$48 \pm 7$
	Toutes sources	716	$208 \pm 23$

TABLE 6.2 – Effet des tests de cohérence sur les injections dans le jeu de données typiques de O3. Les incertitudes statistiques sur le nombre d'alertes proviennent du fait que le jeu de données est fini, elles sont estimées à partir de la loi de Bernoulli.

### 6.2.5 Discussion et optimisations envisagées

Les tests de cohérences présentés ici permettent de prendre en compte les corrélations attendues dans les paramètres mesurés par les différents détecteurs. Ils sont efficaces dans la discrimination des bruits, et permettent donc de réduire le risque de faux positifs. Ils permettent aussi un certain nettoyage du bruit de fond, suffisant pour augmenter la probabilité de détection.

Les distributions utilisées dans ces tests de cohérence se basent sur certaines approximations. Dans le futur, certaines pistes d'améliorations pourraient être explorées.

Premièrement, ces distributions sont générées en supposant des *ranges* fixes. Les *ranges* évoluant légèrement au fil du temps, il pourrait être intéressant de faire aussi évoluer les distributions utilisées. La continuité dans l'accumulation du bruit de fond empêche une évolution régulière et automatisée, mais cela pourrait tout de même être fait manuellement de temps en temps durant la période d'observation, aux prix de redémarrages d'une partie du *pipeline*.

Une autre approximation qui a été faite est de ne considérer que des sources de type BNS dans la construction des distributions attendues. Cette approximation permet de s'affranchir des courbes de sensibilités et de ne considérer que les *ranges* des détecteurs. Les sources NSBH et BBH impactant des bandes de fréquences différentes des BNS, l'effet pourrait être important à prendre en compte. Cependant, l'utilisation de l'horizon BNS dans la sélection des injections ne serait plus possible, il faudrait alors supposer une courbe de sensibilité (ce qui est plus contraignant que de supposer un range) et calculer le SNR attendu pour chaque injection. Cela peut devenir assez lourd à faire pour une grande population d'injections.

Une autre amélioration envisageable serait de prendre en compte les corrélations entre les paramètres. Cela semble apporter plus d'informations, notamment dans le cas des coïncidences impliquant Virgo, bien que celles-ci soient minoritaires. La figure 6.7 ne pourrait pas être utilisée telle quelle, elle nécessite un peu plus de statistique et un travail plus approfondi dans le choix de fonctions d'ajustement.

Enfin, grâce aux observations faites pendant O3, les distributions astrophysiques de masses et de spins sont mieux connues. Afin d'inclure les résultats des études dans la re-

cherche, il serait possible de réaliser une recherche ciblée, en incluant des a priori astrophysiques sur les paramètres intrinsèques des sources. Cela pourrait permettre de mieux cibler les populations astrophysiques connues, et de réduire l'impact des *triggers* atypiques sur le bruit de fond

Il est important aussi de noter que ces distributions devront être refaites pour O4, afin d'y inclure KAGRA. En ne considérant que les doubles coïncidences, de  $3 \times 3 = 9$  distributions, il faudrait alors passer à  $3 \times 6 = 18$  distributions.

Maintenant que nous avons construit notre statistique de classement combinée, voyons comment nous pouvons améliorer l'estimation du FAR.

## 6.3 Étude de l'impact du temps d'accumulation du bruit de fond sur les valeurs de FAR

Afin d'associer un FAR aux coïncidences, MBTA compte le nombre de combinaisons possibles de *triggers*, en fonction de leur statistique de classement, indépendamment de leur temps d'arrivée (cf équation 2.34). Afin de réaliser ce calcul, seuls les *triggers* produits dans une période de temps bien définie sont utilisés, cela permet de réduire la puissance de calcul nécessaire. Pour une puissance de calcul donnée, une trop grande quantité de bruit de fond demanderait un temps trop long à être traité. De plus, afin de minimiser la latence de l'analyse en ligne, cette période de temps est toujours choisie antérieure aux coïncidences dont on souhaite estimer le FAR. Durant O2, cette période était de trois heures, soit 10800 secondes.

En pratique, la quantité définie dans l'équation 2.34 est stockée sous forme de distributions, une pour chaque type de coïncidences et chaque région. Il y a donc un total de  $4 \times 4 = 16$  distributions différentes. Toujours dans un souci de limiter la latence, ces distributions ne sont mises à jour qu'une fois toutes les 1000 secondes.

Pour O3, l'utilisation de plus de puissance de calcul, et un meilleur contrôle du bruit de fond à l'aide des outils présentés précédemment, a rendu possible l'utilisation d'une plus grande période pour accumuler le bruit de fond et construire ces distributions. Cela a pour effet de réduire les FAR minimaux qui peuvent être atteints, mais apporte aussi d'autres avantages et inconvénients.

### 6.3.1 Avantages et inconvénients d'allonger le temps d'accumulation du bruit de fond

Afin d'illustrer les avantages et inconvénients d'allonger le temps d'accumulation du bruit de fond, nous pouvons utiliser une longue période de données de O3. Originellement, cette étude a été menée peu de temps après le début de la période d'observation, utilisant les données du mois d'avril 2019, c'est donc ces données que nous allons étudier plus en détail ici.

Les 16 distributions présentées plus tôt étant mise à jour toutes les 1000 secondes, cela représente  $16 \times 2600 \approx 42000$  distributions. Pour plus de lisibilité, nous ne considérerons qu'une seule région et une seule paire de détecteurs (où apparaissent bien les effets que nous

souhaitons mettre en lumière), la situation dans les autres détecteurs et régions étant analogue.

### 6.3.1.1 Début de O3 : 3 heures de bruit de fond

La figure 6.10 montre certaines des distributions obtenues dans la région 2 et concernant les coïncidences LV, pour plus de lisibilité seule une distribution sur 100 a été tracée, soit 25 courbes. Cette figure montre une forte dispersion entre les différentes courbes. Parfois le FAR minimal, égal à  $\frac{35 \text{ ms}}{(3 \text{ h})^2} \approx 3 \times 10^{-10} \text{ Hz}$  (cf chapitre 2), est atteint pour des statistiques de classement de l'ordre de  $\sqrt{100} = 10$ , alors que parfois cette valeur doit atteindre  $\sqrt{220} \approx 15$ .

Cette dispersion provient de la qualité du bruit de fond. Une période plus bruitée aura tendance à repousser la statistique de classement nécessaire à un FAR donné, alors qu'une période plus calme rendra l'analyse plus sensible à des candidats moins significatifs.

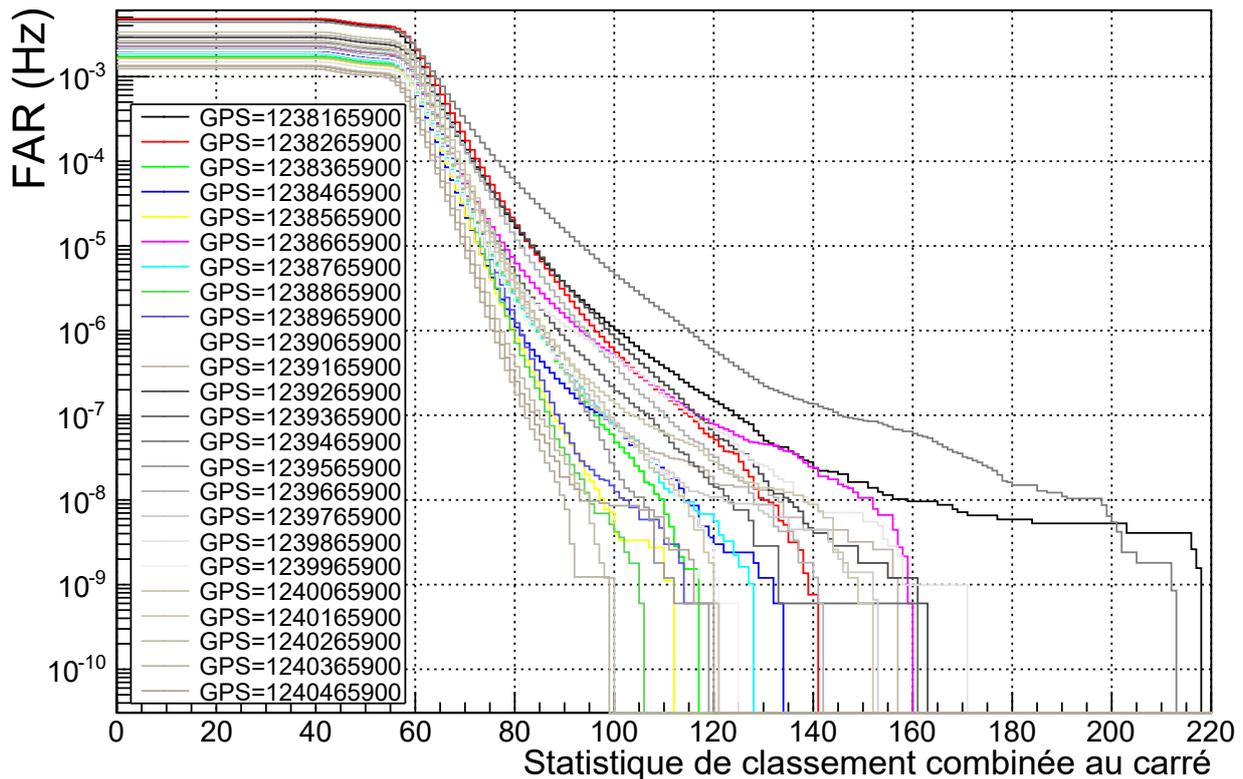


FIGURE 6.10 – Dispersion de la relation entre le FAR et la statistique de classement sur les données de la région 2 des coïncidences LV du mois d'avril 2019. Chaque courbe représente la quantité définie en équation 2.34, utilisant trois heures de bruits de fond. Seule une courbe sur 100 a été tracée.

En utilisant les courbes de la figure 6.10, nous pouvons repérer les statistiques de classement nécessaires pour atteindre un FAR égal au seuil d'envoi d'alerte utilisé pour O3 ( $1/(10 \text{ mois}) \approx 3.9 \times 10^{-8} \text{ Hz}$ ). La figure 6.11 montre l'évolution de cette statistique de classement (élevée au carré) en fonction du temps. Sur cette figure, nous pouvons voir que

la sensibilité de la recherche varie fortement au cours temps, l'écart entre les points les plus bas et ceux les plus hauts représentant parfois plus d'un facteur  $\sqrt{2}$  sur la statistique de classement nécessaire à l'envoi d'une alerte.

Ainsi, l'analyse faite durant O2 et le premier mois de O3 était fortement sensible aux variations de qualité des données. Les événements astrophysiques paraissaient moins significatif s'ils avaient lieu peu de temps après une période bruitée. Cependant, cela s'appliquait aussi aux bruits, réduisant parfois les risques de faux positifs.

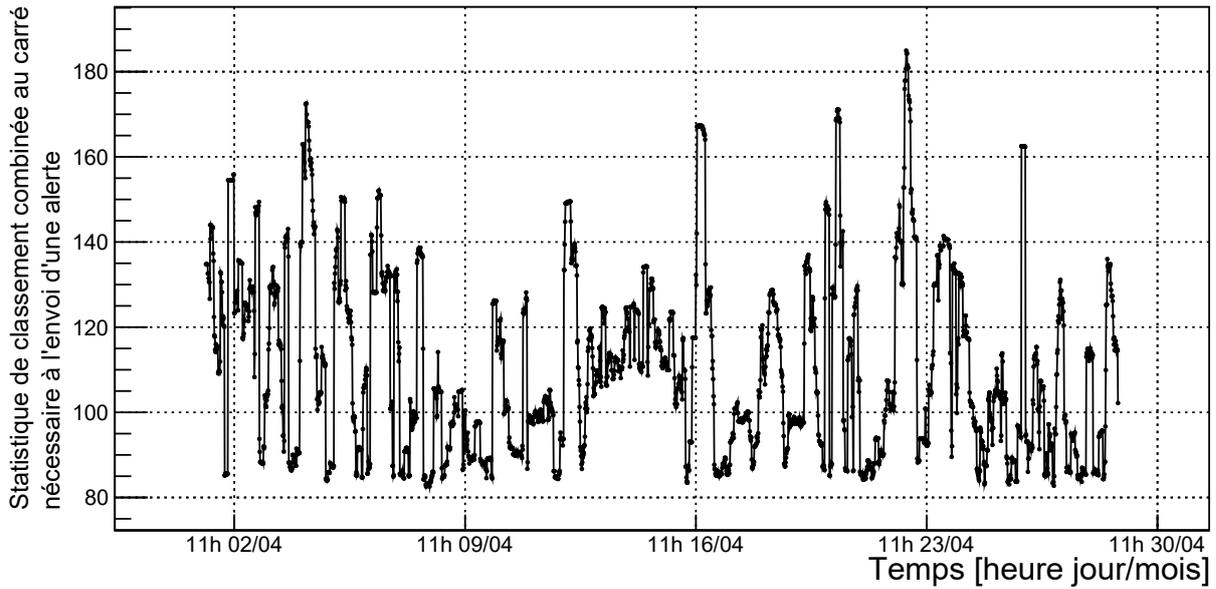


FIGURE 6.11 – Évolution temporelle de la statistique de classement nécessaire à l'envoi d'une alerte des coïncidences LV de la région 2, durant le mois d'avril 2019.

### 6.3.1.2 Passage à 24 heures de bruit de fond

Les améliorations techniques et statistiques réalisées pour O3 ont ouvert la possibilité d'augmenter la durée utilisée pour calculer les distributions présentées en figure 6.10.

Ré-analyser un mois de données en utilisant plusieurs fenêtres de temps dans l'accumulation du bruit de fond n'est pas une chose aisée. Afin d'estimer l'impact d'une augmentation de ce temps, nous pouvons réutiliser les données précédentes et faire certaines approximations. Il est possible d'estimer les distributions de FAR, pour des périodes multiples de trois heures, en moyennant plusieurs de ces distributions faites sur trois heures, séparées de cet intervalle de temps. L'équation 2.34 devient alors :

$$\text{FAR}_{ij}(\tilde{\rho}_{ij}) = \frac{N_{ij}^{n \times 3h}(\tilde{\rho}_{ij})\omega_{ij}}{(n \times 3h)^2} \approx \frac{1}{n} \sum \frac{N_{ij}^{3h}(\tilde{\rho}_{ij})\omega_{ij}}{(3h)^2} \quad (6.8)$$

Où  $n$  est le nombre de périodes de 3 heures utilisées, et  $N_{ij}^T$  le bruit de fond accumulé sur une période de temps  $T$ .

Cette approche n'est pas parfaite, elle ne tient par exemple pas compte de la diminution du FAR minimal que l'augmentation de la période temps utilisée va entraîner. Elle risque aussi d'être un peu plus sélective à haute statistique de classement, là où les différences entre les queues de distributions de la figure 6.10 sont les plus importantes. Elle devrait cependant nous donner des résultats plus réalistes pour des FAR proches du seuil d'envoi d'alerte. En moyennant sur une plus grande période de temps, les fluctuations vues dans la figure 6.11 devraient disparaître, ce qui permettra une meilleure estimation du FAR.

### 6.3.2 Effet sur quelques coïncidences provenant de bruits ou d'événements astrophysiques

Afin d'illustrer cet effet, nous pouvons prendre certains exemples. L'étude réalisée avec les données du premier mois de O3 a été motivée par l'apparition d'un excès de bruit dans les coïncidences LV de la région 2, rendant la soumission d'alerte publique risquée. Cette excès provient de quelques coïncidences mal traitées par les outils précédents, et ressortant du bruit de fond, lui-même nettoyé d'une majorité d'autres bruits par ces mêmes outils. Il avait donc été décidé de ne pas soumettre d'alerte pour la région 2 tant que ce problème n'eut pas été résolu, une possible solution étant d'augmenter la durée d'accumulation du bruit de fond.

La figure 6.12 permet d'illustrer cet excès de bruit. Cette figure représente le nombre cumulé de coïncidences ayant un IFAR au dessus d'un seuil donné. Les points noirs concernent les IFAR mesurés en ligne. Le trait noir donne la valeur attendue dans du bruit stationnaire, et les zones grises aux erreurs, ici gaussiennes, à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$ . Nous voyons nettement apparaître un excès à haut IFAR, avec même une coïncidence qui passe la ligne rouge, correspondant au seuil d'envoi d'alertes publiques et automatiques.

Sur la figure 6.12, nous pouvons aussi voir les effets d'une augmentation du temps utilisé dans l'accumulation du bruit de fond (estimé à partir du modèle défini un peu plus tôt). En regardant les points en couleur, nous pouvons voir que l'augmentation de ce temps réduit nettement le IFAR des coïncidences dangereuses, faisant passer celles au dessus du seuil d'envoi d'alerte sous ce dernier. Plus le temps utilisé en long, plus l'effet semble important.

Avant de conclure sur les effets de l'augmentation du temps utilisé dans le calcul du FAR, regardons ces effets sur des événements a priori astrophysiques.

Durant le mois d'avril 2019, trois événements ont été détectés par MBTA comme des coïncidences HL dans la région 3 : S190408an, S190412m et S190421ar. La figure 6.13 montre leur position dans une courbe analogue à la précédente. Des flèches rouges les identifient, et des flèches noirs montrent comment leur IFAR varie en fonction de la durée utilisée.

L'IFAR de deux d'entre-eux augmente avec l'augmentation de la durée utilisée. Cela témoigne du fait que ces événements ont eu lieu après des moments plutôt bruités. En moyennant sur plus de temps, le bruit de fond devient alors plus calme et les événements ressortent mieux. Concernant S190421ar, le situation est inversée. Cet événement provient d'un moment plutôt calme, et ressort moins bien quand on le compare à plus de bruit de fond. Dans le cas de ces trois événements, aucun d'entre eux ne passe sous le seuil d'envoi d'alerte si l'on augmente la période de temps pour accumuler le bruit de fond. Et aucun nouveau *trigger* de bruit ne passe au-delà de ce seuil.

Dans le but de réduire la probabilité d'envoyer des alertes à causes de bruits comme dans

la figure 6.12, il a été décidé d'augmenter le temps utilisé dans le calcul du FAR. Pour ne pas trop impacter la latence, ce temps a été fixé à 24 heures. Cette modification a permis d'envoyer des alertes pour les candidats de la région 2 dès le deuxième mois de O3. MBTA a ainsi pu participer à certaines détections de candidats NSBH de O3.

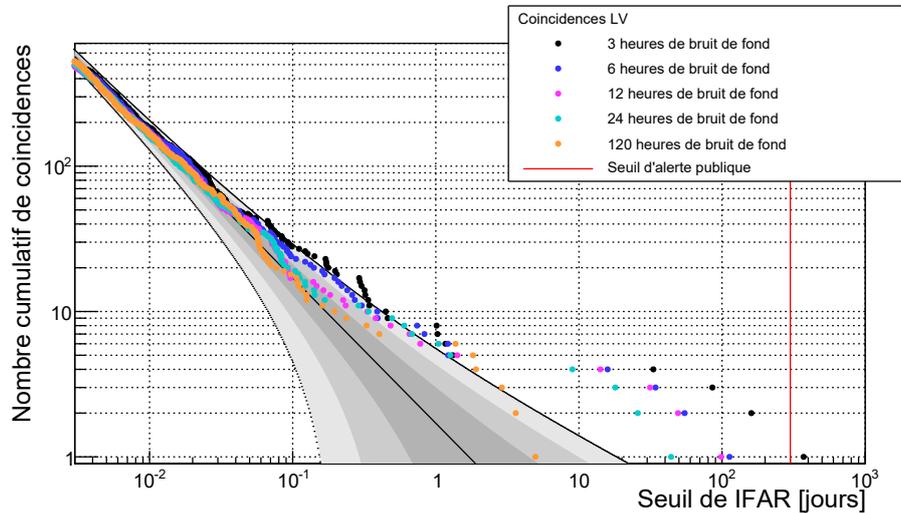


FIGURE 6.12 – Nombre cumulatif de candidats en fonction du seuil sur leur IFAR, dans la région 2 de LV, durant le mois d’avril 2019. Les points noirs représentent les valeurs mesurées en ligne. La ligne noire est la valeur attendue et les zones sont les erreurs à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  sur cette valeur. Chaque couleur illustre l’utilisation d’une période de temps différente pour l’accumulation du bruit de fond. La ligne rouge est le seuil d’envoi d’alertes utilisé pour O3.

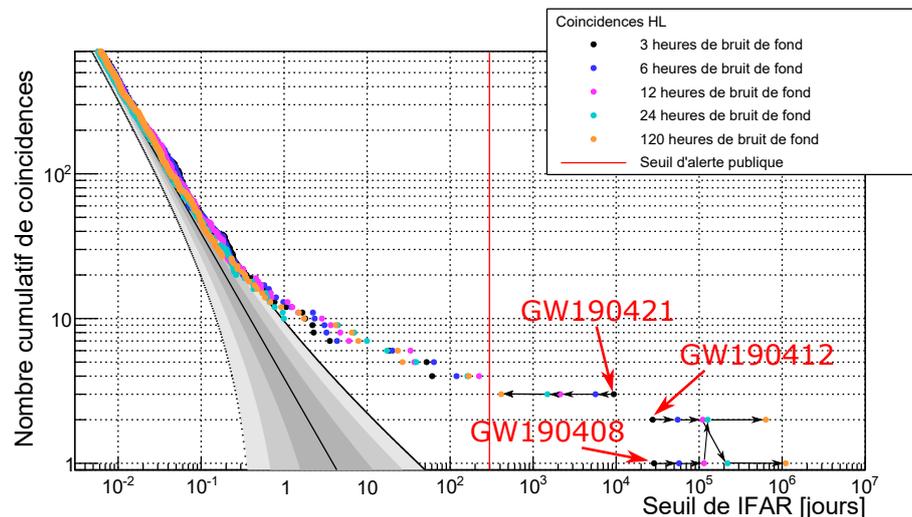


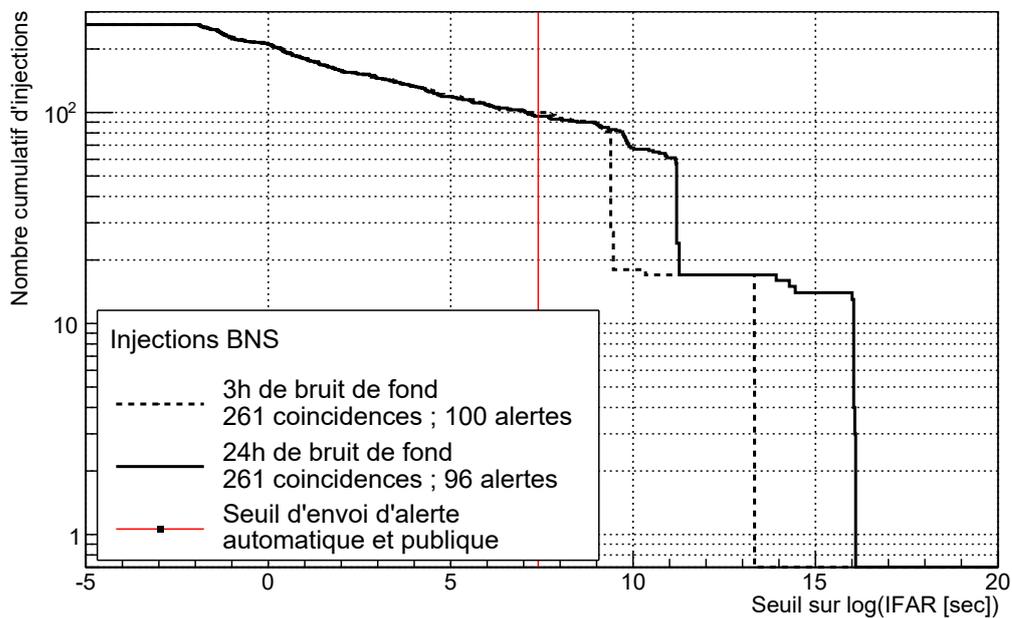
FIGURE 6.13 – Nombre cumulatif des coïncidences HL de la région 3 en fonction du seuil sur leur IFAR, obtenu à partir des données du mois d’avril 2019. Les points noirs représentent les valeurs mesurées en ligne. La ligne noire est la valeur attendue et les zones sont les erreurs à  $1$ ,  $2$  et  $3\sigma$  sur cette valeur. Chaque couleur illustre l’utilisation d’une période de temps différente pour l’accumulation du bruit de fond. La ligne rouge est le seuil d’envoi d’alertes utilisé pour O3. Les événements sont repérés par des flèches rouges, et des flèches noires montrent l’évolution de leur IFAR.

### 6.3.3 Effet sur des injections

Afin de quantifier l'effet du temps utilisé dans le calcul du FAR, nous pouvons encore une fois utiliser notre jeu de données typiques de O3. Après toutes les opérations de nettoyage réalisées précédemment, ces données ne produisent pas des coïncidences significatives provenant de bruits. Cependant, regardons tout de même l'effet de ce changement sur le FAR des injections.

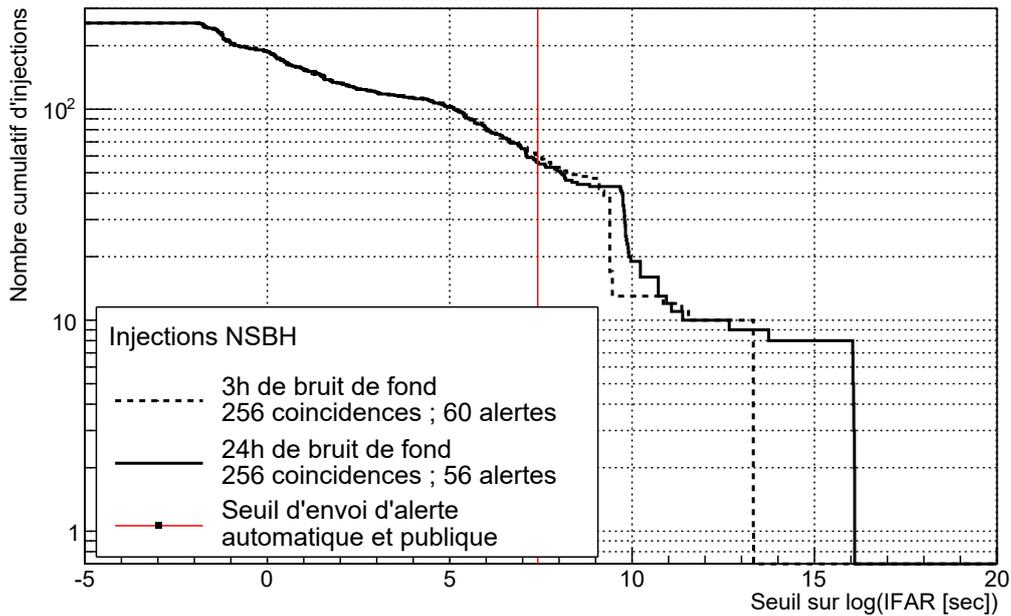
La figure 6.14 donne les courbes ROC habituelles, construites avec 3 heures (en pointillés) et 24 heures (en traits pleins) de bruit de fond. Contrairement aux exemples précédents, le FAR est ici calculé en utilisant correctement le bruit de fond de ces périodes, sans faire l'approximation de l'équation 6.8.

Avec les injections et le bruit de fond utilisés dans cette étude, l'efficacité du *pipeline* au niveau du seuil d'envoi d'alerte diminue très légèrement. Cependant, cet effet est assez faible et peut être imputé au manque de statistique. De plus, l'efficacité se met à augmenter bien plus fortement pour des IFAR plus élevé. Les injections les plus significatives ressortent mieux par rapport au bruit de fond. L'IFAR maximal atteint par les injections augmente lui aussi. Cela provient de l'équation 2.34, où le FAR minimal diminue avec le carré, pour les doubles coïncidences et le cube, pour les triples, de l'augmentation de la période de temps utilisée.

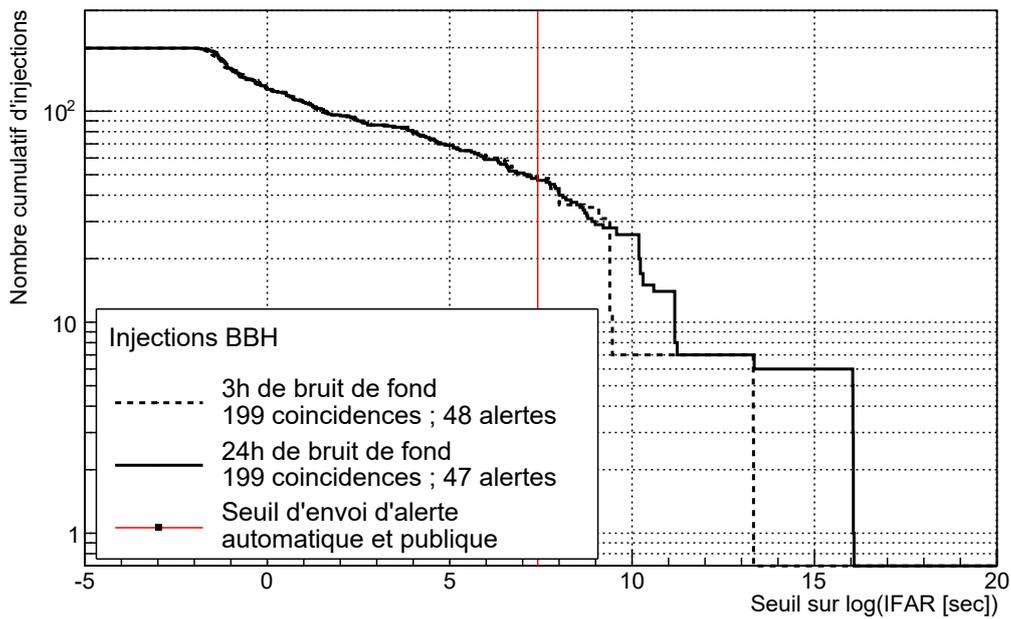


(a) Injections BNS

FIGURE 6.14



(b) Injections NSBH



(c) Injections BBH

FIGURE 6.14 – Effet du passage de 3 à 24 heures de bruit de fond dans le calcul du FAR sur la détection d'injections dans des données typiques de O3. Ces courbes ROC montrent le nombre cumulatif d'injections détectées (en ordonnée) en fonction du seuil sur le logarithme de l'IFAR (en abscisse). Les courbes en pointillées correspondent aux résultats utilisant 3 heures de bruit de fond, et les courbes en traits pleins aux résultats utilisant 24 heures de bruit de fond. La ligne rouge indique le seuil de déclenchement d'alerte utilisé pendant O3.

### 6.3.3.1 Conclusion sur les effets de l'augmentation du temps d'accumulation du bruit de fond

Pour conclure sur les effets de l'augmentation du temps d'accumulation du bruit de fond, récapitulons quelques valeurs dans le tableau 6.3.

Statistique de Classement		Nombre d'injections détectées	
		Total	Avec un FAR sous le seuil d'envoi d'alerte
		Coïncidences	Coïncidences
3 heures de bruit de fond	BNS	261	100 ± 9
	NSBH	256	60 ± 7
	BBH	199	48 ± 7
	Toutes sources	716	208 ± 23
24 heures de bruit de fond	BNS	261	96 ± 9
	NSBH	256	56 ± 7
	BBH	199	47 ± 7
	Toutes sources	716	199 ± 23

TABLE 6.3 – Effet du passage de 3 à 24 heures de bruit de fond dans le calcul du FAR sur les injections dans le jeu de données typiques de O3. Les incertitudes statistiques sur le nombre d'alertes proviennent du fait que le jeu de données est fini, elles sont estimées à partir de la loi de Bernoulli.

### 6.3.4 Discussion et optimisations envisagées

Nous avons pu montrer qu'utiliser une plus grande période dans l'accumulation du bruit de fond permet de mieux prendre en compte les variations passagères de la qualité du bruit de fond dans l'estimation du FAR. Une période de 24 heures semble un bon compromis entre efficacité et puissance de calcul nécessaire.

Avec plus de puissance de calcul pour l'analyse en ligne, ce temps pourrait être encore augmenté. Cela permettrait de réduire le FAR minimal, et peut-être de mieux faire ressortir les événements astrophysiques parfois proches du seuil. De plus, ce changement pourrait aussi permettre de rassembler plus de statistique, et peut-être de faire cette accumulation indépendamment pour chaque calque. En effet, certains calques apportent plus de bruits et pénalisent donc les coïncidences provenant des calques plus calmes.

L'utilisation de données postérieures au moment considéré permettrait de mieux estimer une partie des variations de la qualité des données provenant des détecteurs, et ainsi de mieux estimer le FAR. Cela est cependant impossible dans une analyse en ligne, mais peut être envisagé en parallèle de celle-ci, afin de mettre à jour le FAR des candidats après leur détection, et ainsi d'aider les experts à prendre la décision d'une possible rétractation.

Concernant l'analyse hors ligne, le FAR est estimé avec environ une semaine de données, quelle que soit la position de la coïncidence considérée dans cette période.

## 6.4 Combinaison des différentes recherches de MBTA

Avec l'arrivée de Virgo durant O2, de nouvelles catégories de coïncidences sont apparues. Pour O3, il y en a quatre (cf équation 6.1) : HL, HV, LV et HLV. MBTA cherche les événements indépendamment dans chaque détecteur, avant de sélectionner ceux présents dans plusieurs détecteurs et d'en faire des coïncidences. Avec quatre types de coïncidences, MBTA réalise donc en réalité quatre recherches simultanées, qui apportent chacune un nombre différent d'événements.

Le FAR, défini en équation 2.34, quantifie le taux attendu d'événements issus de bruits, pour une statistique de classement donnée. Plus le FAR d'un candidat est bas, plus celui-ci est significatif par rapport au bruit de fond. Afin de combiner les quatre analyses faites par MBTA pour considérer le *pipeline* comme réalisant une seule recherche, il faut corriger le FAR.

### 6.4.1 Principe de la méthode

La méthode la plus simple pour corriger ce FAR serait de traiter chaque catégorie de la même façon, en appliquant un poids identique au FAR de chaque coïncidence. Le FAR indique le nombre de coïncidences issues de bruits attendues pour un seuil donné. Pour rester cohérent, dans une analyse sur une journée, il est logique d'obtenir une coïncidence issue de bruits avec un FAR de 1 par jour, puis deux avec un FAR de 2 par jour, etc...

Afin de combiner les quatre analyses en une seule recherche, nous pouvons donc simplement décider de répartir équitablement le bruit de fond entre les différentes catégories, et appliquer un facteur 4 à tous les FAR, ou 1/4 sur les IFAR. Cette méthode est analogue à ce qui est fait lorsque les résultats des trois régions sont mis en commun, où un facteur 1/3 est appliqué sur l'IFAR.

Cependant, chaque catégorie apporte un nombre différent d'événements astrophysiques, cet effet étant d'autant plus important que les détecteurs n'ont pas tous les mêmes sensibilités et réponses d'antennes. Afin de limiter les bruits apportés par les catégories les moins probables, nous pouvons redistribuer les poids en fonction de leur probabilité à détecter de réels événements astrophysiques.

À la fin de O2, lorsque les données de Virgo ont commencé à entrer dans l'analyse, ces probabilités étaient simplement estimées à l'aide des *ranges* des détecteurs. Les *ranges* de H1 et L1 étaient approximés comme identiques, les coïncidences HL avaient un poids de 1. Concernant les doubles coïncidences impliquant Virgo, le poids était défini comme  $20^3/70^3 \approx 0.02$ , avec 70 Mpc le *range* moyen dans H1 et L1, et 20 Mpc le *range* moyen de V1. Les triples HLV étaient traitées comme des doubles HV ou LV.

À ce stade, la somme des poids n'est pas égale à l'unité, ce qui aurait pour effet d'augmenter un peu le bruit de fond. Pour résoudre ce problème il suffit de renormaliser chaque poids par la somme de tous, soit  $1/(1 + 3 \times 0.02) \approx 0.94$  pour les HL et  $0.02/(1 + 3 \times 0.02) \approx 0.019$  pour les autres. C'est cette méthode qui a donc été utilisée durant O2, ainsi que pour obtenir les différentes courbes ROC présentées plus tôt. Dans la suite de ce manuscrit, nous ferons référence à cette méthode comme la "méthode de O2".

Cette méthode implique cependant certaines approximations. Premièrement, les *ranges*

de H1 et L1, bien que comparables, ne sont pas identiques. De plus, pour O3, les *ranges* de chaque détecteur ont augmenté différemment, les poids utilisés pour O2 ne sont donc plus adaptés. Enfin, les *ranges* ne sont pas les seules variables qui jouent sur le nombre d'événements qu'est capable de détecter un réseau d'interféromètres.

Une meilleure approche serait d'estimer le volume total accessible aux détecteurs, prenant en compte les courbes de sensibilité et les réponses d'antennes des détecteurs. C'est cette méthode qui a été choisie pour O3, et qui va être discutée dans la suite.

Ces facteurs de correction du FAR ont uniquement un sens lorsque plusieurs catégories de coïncidences sont possibles, c'est-à-dire lorsque que les données de plus de deux détecteurs sont analysées. Dans le cas contraire, MBTA n'applique pas ce type de poids sur l'IFAR, car seule une recherche est réalisée.

### 6.4.2 Estimation des poids par une étude Monte-Carlo

Afin d'estimer les volumes accessibles pour chaque détecteur, et donc les poids nécessaires dans le calcul de l'IFAR, une étude Monte-Carlo a été réalisée sur les deux millions d'injections BNS utilisées plus tôt dans ce chapitre.

Les poids recherchés correspondent à la fraction du nombre de coïncidences attendues pour une catégorie donnée, par rapport à la totalité des coïncidences attendues. La somme des poids étant donc bien égale à 1. Comme pour l'étude des tests de cohérence, une injection est considérée détectable si sa distance effective est inférieure à l'horizon du détecteur considéré, pour un seul de SNR fixe. L'utilisation des distances effectives permet de prendre en compte la position dans le ciel et les réponses d'antennes des détecteurs (équation 1.50).

Afin de pouvoir réutiliser cette étude dans le futur, ces poids ont été calculés pour plusieurs valeurs de *ranges*. Avec trois détecteurs, il y a donc trois paramètres à faire varier. En fixant le *range* de L1 à une valeur donnée (ici 140 Mpc), le nombre de paramètres peut se réduire à deux en utilisant les rapports entre les *ranges* les autres détecteurs et L1. La figure 6.15 permet de visualiser ces poids en fonction des rapports des *ranges* entre les détecteurs. Sur cette figure, nous voyons naturellement que, plus un détecteur a un *range* élevé, plus la fraction des coïncidences à laquelle il participe est importante.

Afin de mieux quantifier les différences entre les interféromètres, la figure 6.16 montre des lignes de coupe de la figure 6.15, à *ranges* fixés pour L1 et H1. Plusieurs tendances apparaissent. Premièrement, plus le *range* de V1 augmente, plus la fraction des coïncidences HL diminue, au profit des autres types. Les coïncidences HL restent cependant majoritaires, jusqu'à que Virgo devienne assez sensible pour que les HLV prennent le dessus. De plus, dans le cas où les trois détecteurs auraient des *ranges* identiques (figure 6.16d), les coïncidences HV et LV seraient toujours minoritaires par rapport aux HL, ce qui s'explique par les différences de réponses d'antennes des interféromètres. Contrairement au deux LIGO, Virgo n'étant pas aligné avec un autre instrument, les doubles coïncidences auxquelles il participe restent minoritaires. En ce qui concerne les triples HLV, ces dernières sont des doubles HL assez proches pour être aussi détectées par V1, ce n'est donc pas étonnant d'en détecter plus que des doubles HV ou LV, qui seraient vues dans Virgo, mais pas dans, respectivement, L1 ou H1.

Les poids à appliquer sur le IFAR se lisent directement sur les figure 6.15 et figure 6.16. Pour les *ranges* du début de O3 , soit environ 100 Mpc pour H1, 140 Mpc pour L1 et 50 Mpc pour V1, nous obtenons 0.888 pour les coïncidences HL, 0.002 pour les HV, 0.01 pour les LV, et 0.1 pour les HLV. Ce sont ces valeurs qui ont été utilisées par l'analyse en ligne durant O3.

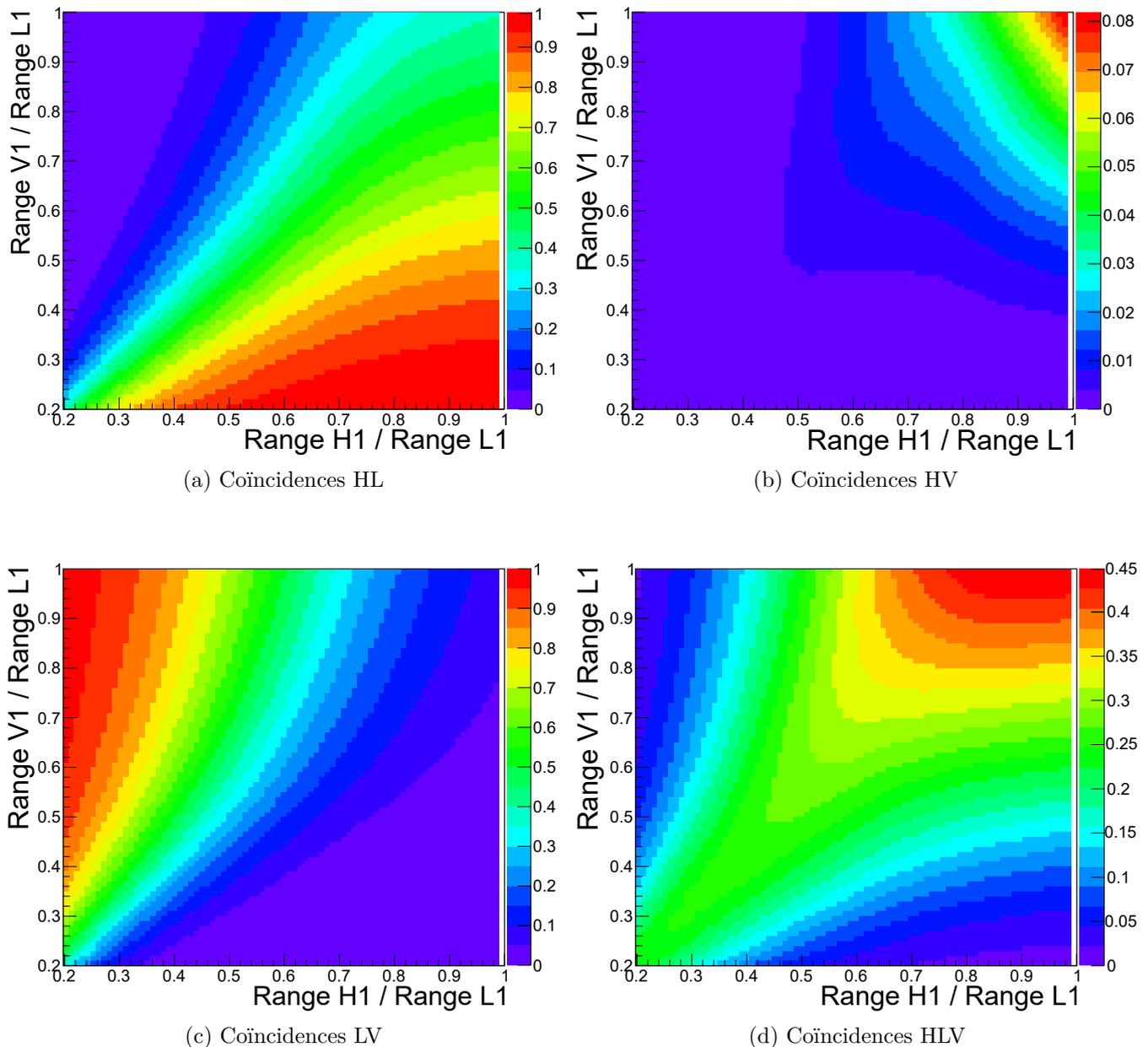
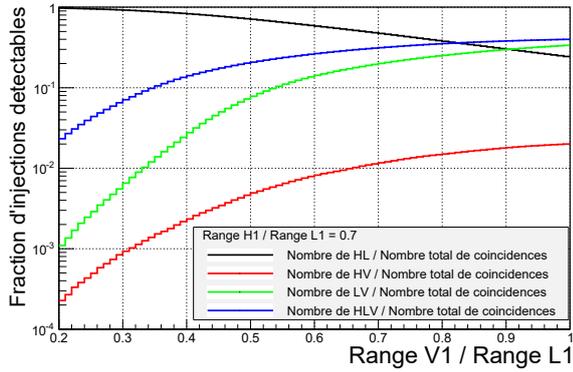
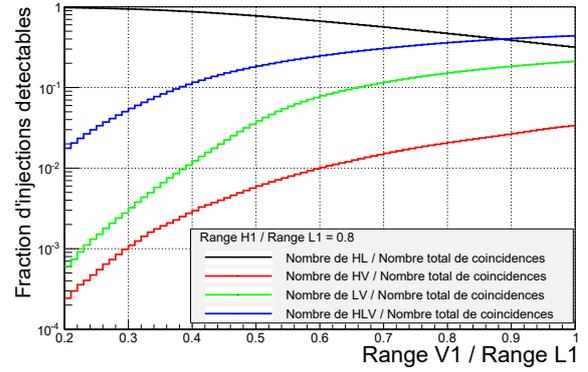


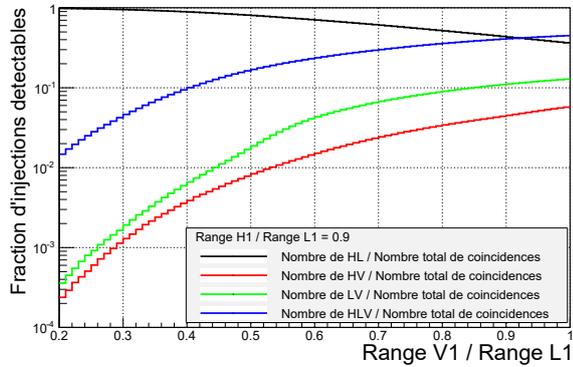
FIGURE 6.15 – Fraction du nombre de coïncidences attendues pour une catégorie donnée, par rapport au nombre total de coïncidences attendues. Pour une valeur donnée du *range* de L1 (140 Mpc), les axes des abscisses et des ordonnées correspondent respectivement au rapport entre les *ranges* de H1 et V1, avec L1. Les différentes couleurs représentent la fraction du nombre de coïncidences obtenue pour des *ranges* donnés.



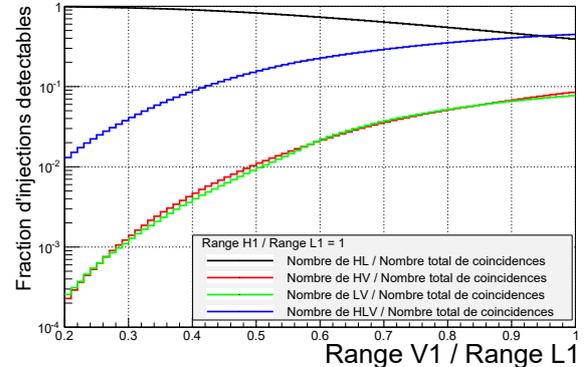
(a) Range H1 =  $0.7 \times$  Range L1 = 100 Mpc



(b) Range H1 =  $0.8 \times$  Range L1 = 110 Mpc



(c) Range H1 =  $0.9 \times$  Range L1 = 125 Mpc



(d) Range H1 =  $1 \times$  Range L1 = 140 Mpc

FIGURE 6.16 – Fraction du nombre de coïncidences attendues d’une catégorie donnée, par rapport au nombre total de coïncidences attendues, pour des *ranges* dans L1 et H1 fixés. Le *range* de L1 a été fixé à 140 Mpc, et celui de H1 à une fraction de celui de L1. L’axe des abscisses correspond au rapport entre les *ranges* de V1 et L1, l’axe des ordonnées à la fraction obtenue. Les couleurs identifient les différents types de coïncidences : noir pour HL, rouge pour HV, vert pour LV et bleu pour HLV.

### 6.4.3 Impact sur l’efficacité de détection

Afin de quantifier l’impact que ces poids ont sur l’efficacité de l’analyse, la figure 6.17 compare les courbes ROC obtenues avec des poids identiques, la méthode de O2, et la méthode de O3. Dans les deux derniers cas, les poids utilisés ont été recalculé avec les *ranges* moyens du jeu de données (123 Mpc pour H1, 150 Mpc pour L1 et 52 Mpc pour V1). L’étude Monte-Carlo a été aussi retravaillée pour s’adapter à la distribution volumique des injections BNS utilisées dans le jeu de données analysé. Les poids utilisés sont inscrits dans la tableau 6.4.

Poids appliqués à l’IFAR	HL	HV	LV	HLV
Méthode de O2	0.856	0.048	0.048	0.048
Méthode de O3	0.91	0.002	0.006	0.082

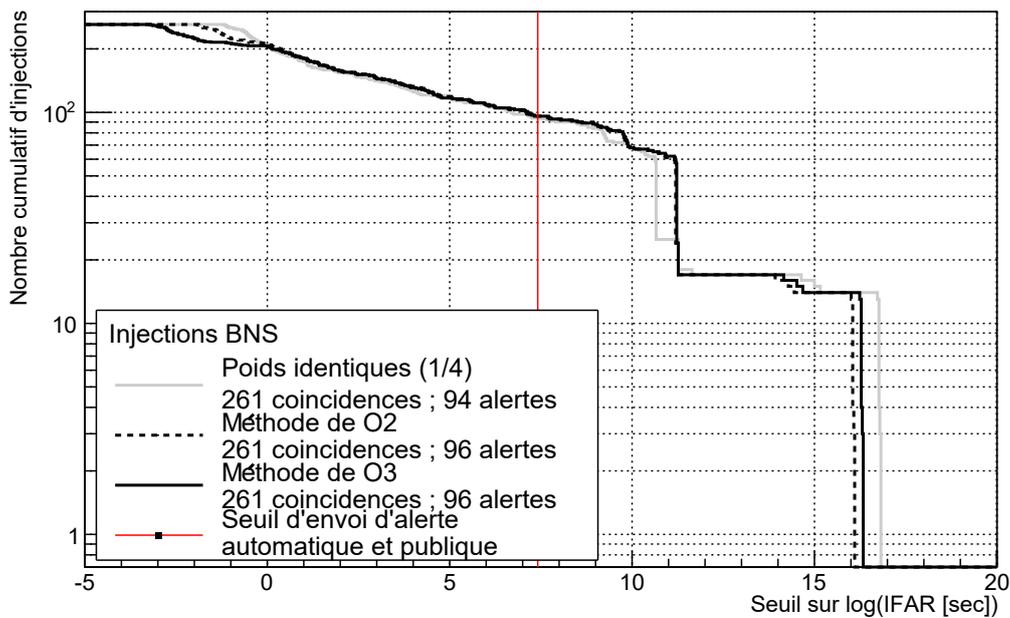
TABLE 6.4 – Poids utilisés pour analyser le jeu de données typiques de O3.

Les données utilisées sont les mêmes que celles utilisées dans les différentes analyses de

ce manuscrit. Le tableau 2.4 montre que 80% des injections, uniformément distribuées sur les données, ont lieu à des moments où les trois détecteurs sont en prise de données, et donc où les poids peuvent être appliqués.

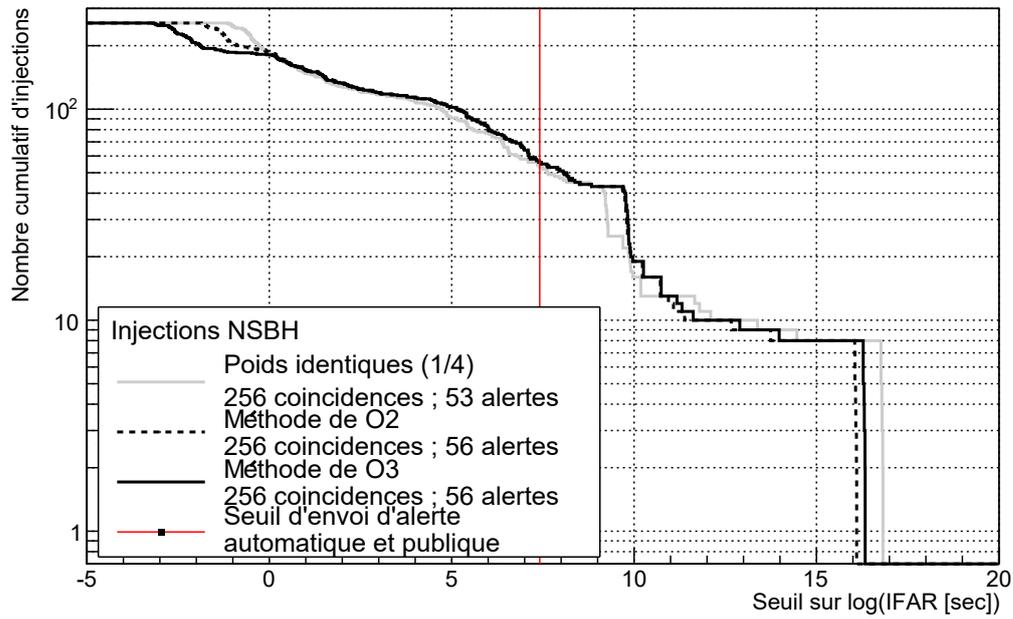
Le nombre d'injections retrouvées ne change pas, et le nombre de celles qui passe le seuil d'alerte publique varie très peu. La méthode de O3 semble à peu près identique à celle de O2. Lorsque les trois détecteurs sont actifs, la plupart des événements sont détectés comme des coïncidences HL, avec un poids presque identique avec les deux méthodes, ou des coïncidences HLV, qui ont par nature un IFAR élevé loin du seuil.

Ces figures montrent aussi le cas où les poids seraient tous identiques, égaux à 1/4. Utiliser ces valeurs consisterait à permettre à chaque type de coïncidences de participer de manière identique au bruit de fond, alors qu'elles ne participent pas au même nombre de détections astrophysiques. La différence avec les autres méthodes n'est pas très importante, mais l'utilisation de poids identiques réduit tout de même le nombre d'injections qui passent le seuil, quel que soit le type de source considéré.

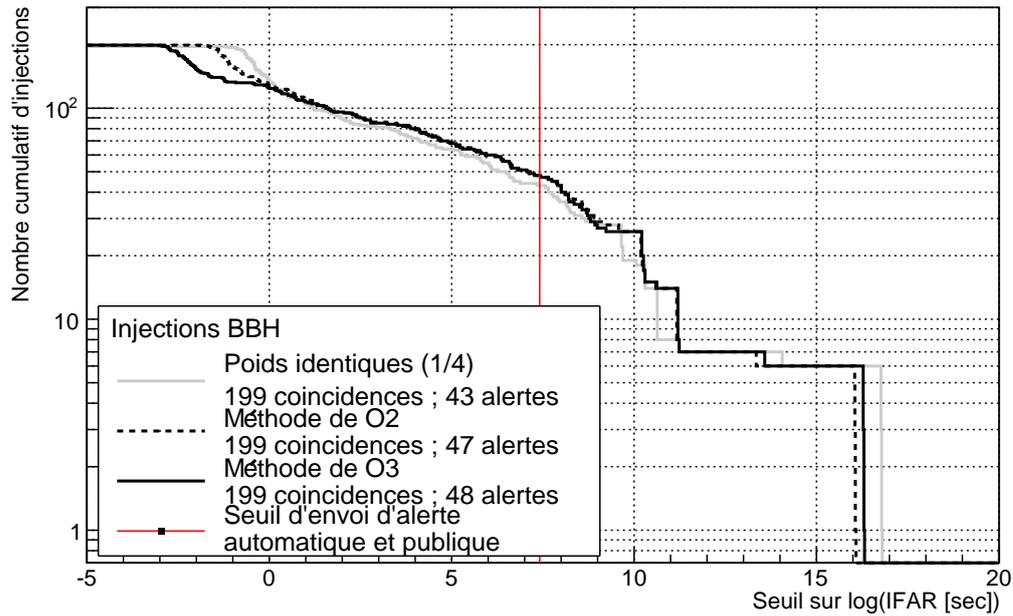


(a) Injections BNS

FIGURE 6.17



(b) Injections NSBH



(c) Injections BBH

FIGURE 6.17 – Effet des poids appliqués sur l’IFAR des différents types de coïncidences sur la détection d’injections dans des données typiques de O3. Ces courbes ROC montrent le nombre cumulé d’injections détectées (en ordonnée) en fonction du seuil sur le logarithme de l’IFAR (en abscisse). Les courbes grises correspondent aux résultats utilisant des poids identiques, les courbes noires en pointillés aux résultats utilisant les poids de O2, et les courbes noires en traits pleins aux résultats utilisant ceux de O3. La ligne rouge indique le seuil de déclenchement d’alerte utilisé pendant O3.

### 6.4.3.1 Conclusion sur l'utilisation des poids de O3 dans le calcul du FAR

Pour conclure sur l'utilisation des poids de O3, récapitulons quelques valeurs dans le tableau 6.5.

Statistique de Classement		Nombre d'injections détectées	
		Total	Avec un FAR sous le seuil d'envois d'alertes
		Coïncidences	Coïncidences
Poids identiques (= 1/4)	BNS	261	94 ± 9
	NSBH	256	53 ± 7
	BBH	199	43 ± 6
	Toutes sources	716	190 ± 22
Poids de O2	BNS	261	96 ± 9
	NSBH	256	56 ± 7
	BBH	199	47 ± 7
	Toutes sources	716	199 ± 23
Poids de O3	BNS	261	96 ± 9
	NSBH	256	56 ± 7
	BBH	199	48 ± 7
	Toutes sources	716	200 ± 23

TABLE 6.5 – Effet des poids appliqués sur le FAR des différents types de coïncidences sur les injections dans le jeu de données typique de O3. Les incertitudes statistiques sur le nombre d'alertes proviennent du fait que le jeu de données est fini, elles sont estimées à partir de la loi de Bernoulli.

### 6.4.4 Discussion de cette approche et optimisations envisagées

Nous avons pu montrer qu'inclure l'information des volumes accessibles aux détecteurs dans le calcul du FAR présente certains avantages et permet de mieux traiter les coïncidences les moins probables. Cela empêche les types de coïncidences les moins probables d'apporter autant de bruit de fond que les autres, et a pour effet d'augmenter très légèrement l'efficacité du *pipeline*.

L'approche présentée ici présente cependant plusieurs problèmes. Premièrement, elle ne considère que des *ranges* moyens et ignore les variations des courbes de sensibilité au cours du temps. Afin de s'affranchir en partie de cette approximation, les poids pourraient être ré-estimés, en utilisant la figure 6.15, à intervalles réguliers, toutes les 1000 secondes par exemple pour rester cohérents avec les mises à jours des distributions servant à estimer le FAR.

Une autre approximation faite dans cette étude est de ne considérer que des sources BNS sans spin. Les NSBH et les BBH, à cause des différences de masses, des effets de spins, ou encore de la quantité d'énergie contenue dans les parties *merger* ou *ringdown* du signal, impactent des bandes de fréquences différentes, la définition de l'horizon pour ces sources n'est donc pas exactement la même que pour les BNS. Plus généralement, le volume accessible à chaque détecteur dépend du calque considéré. Bien que les horizons soient différents pour

chaque source dans un détecteur donné, il reste tout de même raisonnable de supposer que les rapports d'horizons entre deux détecteurs sont similaires quelle que soit la source considérée.

Cependant, avec l'amélioration des sensibilités de Virgo et l'arrivée du détecteur KAGRA, il pourrait devenir nécessaire de définir ces poids pour chaque calque, ou du moins pour chaque région, afin de prendre en compte la dépendance en fréquence dans les sensibilités des détecteurs. De la même manière que pour les tests de cohérence, cela ne sera pas facile à réaliser, car il sera difficile de statuer sur la détectabilité d'un signal en particulier. Il faudra sans doute supposer une courbe de sensibilité et calculer le SNR attendu pour les millions d'injections utilisées.

Un cas qui n'est pas vraiment traité par cette approche est le cas où seul deux détecteurs sont en fonctionnement. Afin de ne pas rajouter ou retirer du bruit de fond, dans ce cas nous avons ici pris le parti de fixer le poids appliqué sur le IFAR à 1. Cependant cela pose un problème important : l'efficacité de la recherche dans deux détecteurs dépend de l'état du troisième. Cela pose aussi problème lorsque l'on souhaite utiliser les distributions définies en équation 2.34, qui sont construites en prenant en compte tous les événements de bruit de fond dans les deux détecteurs considérés, quel que soit l'état du troisième. Par exemple, avec les poids définis plus tôt, une coïncidence HV sera considérée comme 500 fois plus probable si L1 ne prend pas de données analysables. Cela augmente donc le risque de faux positifs lorsque les données d'un détecteur ne sont pas disponibles.

Pour résoudre ce problème, une solution a été envisagée. Elle consiste simplement à utiliser les poids présentés précédemment dans les moments où les trois détecteurs sont en prise de données, afin d'estimer des poids dans les moments où seuls deux détecteurs sont en fonctionnement. Ces poids sont alors choisis comme la somme des poids de la double coïncidence considérée, avec celui des triples coïncidences.

Prenons l'exemple d'un candidat détectable dans H1 et V1, si les trois détecteurs sont opérationnels, ce candidat pourra soit être détectable aussi dans L1, et donc créer une triple coïncidence HLV, soit ne pas l'être et créer une double coïncidence HV. Si L1 n'est pas en fonctionnement, on ne peut pas savoir à laquelle de ces deux populations appartient ce candidat, et l'on doit donc le considérer comme étant seulement dans l'une des deux. Les poids qui peuvent être utilisés dans le cas où seuls deux détecteurs produisent des données analysables sont donc  $0.888 + 0.1 = 0.988$  pour les HL,  $0.002 + 0.1 = 0.102$  pour les HV et  $0.01 + 0.1 = 0.11$  pour les LV.

Avec cette définition, la somme des poids à un instant donné n'est plus toujours égale à 1. C'est à dire que nous n'aurions plus en moyenne une coïncidence par jour avec un IFAR de 1 jour, mais un peu moins. Tous se passerait comme si le temps utilisé dans l'équation 2.34 s'écoulait plus lentement dans les détecteurs les moins sensibles. Cela peut cependant être renormalisé en supposant les cycles utiles des détecteurs.

Cette fonctionnalité a été mise en œuvre après O3 pour l'analyse hors ligne que nous aborderons dans la conclusion de ce manuscrit. Si la méthode générale ne change pas d'ici là, elle devrait aussi être utilisée en ligne pour O4.

Dans le futur, toutes ces approches pourront aussi être retravaillées en utilisant les probabilités de détection d'une catégorie de coïncidences donnée en fonction de l'état des détecteurs directement dans la statistique de classement, à la manière de ce qui est fait dans l'équation 6.5.

## 6.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons abordé plusieurs méthodes de réjection des bruits, s'appliquant aux candidats détectés en coïncidences.

Parmi elles, les tests de cohérence permettent de modifier la statistique de classement des coïncidences en fonction des paramètres extrinsèques mesurés par le *pipeline*. Les coïncidences ayant des paramètres dans chaque détecteur peu compatibles entre eux voient leur statistique de classement réduite.

Nous avons ensuite abordé l'intérêt d'augmenter la période de temps utilisée pour accumuler le bruit de fond utilisé dans l'estimation du FAR. Un temps plus long permet de moyenniser les variations dans la qualité des données, et ainsi d'obtenir un bruit de fond plus stable au cours du temps. Afin de ne pas trop impacter la latence, ce temps est passé de 3 heures pendant O2 à 24 heures pour O3, réduisant par la même le FAR minimal que peuvent atteindre les candidats.

Enfin, nous avons étudié une méthode permettant de regrouper toutes les recherches faites par MBTA en une seule, et d'en tenir compte dans le calcul du FAR. Pour cela, un facteur de correction doit être appliqué au FAR. Durant O3, les poids utilisés rendaient compte de la vraisemblance d'observer un événement astrophysique sous un certain type de coïncidence, en fonction des *ranges* et des réponses d'antennes des détecteurs en fonctionnement.

Plusieurs pistes d'améliorations existent pour ces outils.

Pour ce qui est des tests de cohérence et des poids appliqués sur le IFAR, il pourrait être important de trouver un moyen de mettre à jour ces outils avec l'évolution des *ranges*. De plus, il serait intéressant d'explorer d'autres types de sources que les BNS.

D'autres pistes d'amélioration sont aussi possibles, comme prendre en compte les corrélations entre les paramètres dans les tests de cohérence, utiliser les distributions astrophysiques connues pour réaliser une recherche ciblée, ou encore inclure les poids sur le IFAR directement dans la statistique de classement.

Pour ce qui est du temps utilisé dans le calcul du FAR, les 24 heures choisies semblent être un bon compromis entre une estimation correcte du bruit de fond et une faible latence. Cette durée pourrait cependant être étendue avec plus de puissance de calcul. Avec une longue période de référence, il serait possible d'estimer le FAR en fonction du calque de la coïncidence, afin de tenir compte de leur inégalité vis-à-vis des bruits.

Nous avons vu la plupart des améliorations apportées à l'analyse MBTAOnline durant O3. Nous allons maintenant discuter en chapitre 7 de cette période d'observation O3 et faire un bilan du comportement de l'analyse en ligne faite par MBTA.



# Chapitre 7

## La période d'observation "O3"

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Les nouveaux défis apportés par O3</b>	<b>182</b>
7.1.1	L'adaptation du <i>pipeline</i> à un réseau de détecteurs avec des sensibilités hétérogènes	182
7.1.2	La validation du <i>pipeline</i> pour O3	182
7.1.3	L'envoi d'alerte publique et automatique	187
<b>7.2</b>	<b>Les évolutions du <i>pipeline</i> durant O3</b>	<b>190</b>
7.2.1	État de l'analyse au début de O3	190
7.2.2	Changements dans l'architecture du <i>pipeline</i>	190
7.2.3	Changements impactant la recherche	194
7.2.4	Architecture finale du <i>pipeline</i>	195
<b>7.3</b>	<b>L'état des détecteurs pendant O3</b>	<b>196</b>
7.3.1	Évolution des <i>ranges</i> pendant O3	196
7.3.2	Stabilité des données et cycles utiles des détecteurs	196
<b>7.4</b>	<b>Bilan technique de MBTA</b>	<b>198</b>
7.4.1	Pertes de cycle utile	199
7.4.2	Latence	200
<b>7.5</b>	<b>Bilan de l'analyse MBTAOnline</b>	<b>201</b>
7.5.1	Comparaison des résultats des analyses à faible latence	201
7.5.2	Précision de l'analyse en ligne sur la mesure des masses	205
7.5.3	Résumé des candidats de MBTA	207
<b>7.6</b>	<b>L'apport scientifique de la période d'observation O3a</b>	<b>210</b>
7.6.1	Présentation générale des résultats de O3	210
7.6.2	Quelques événements CBC particuliers	211
<b>7.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>215</b>

---

**L**A période d'observation O3 a duré environ un an, du 01 avril 2019 au 27 mars 2020. Elle a fait suite à un an et sept mois de pause, qui ont servi à améliorer les détecteurs et repousser les horizons de détection. O3 a été découpée en deux sous-périodes : O3a et O3b, espacée d'un mois de pause en octobre 2019. Initialement prévue pour le 30 avril 2020, la date de fin de O3b a dû être avancée en raison de la pandémie de Covid-19.

O3 vient naturellement après O1 (entre le 21 septembre 2015 et le 19 janvier 2016) et O2 (entre le 30 novembre 2016 et le 25 août 2017), qui ont tous deux marqué l'histoire de l'astronomie, respectivement par la première observation d'une onde gravitationnelle et la première observation multi-messagers avec des ondes gravitationnelles. Pour cette nouvelle

période d'observation, plusieurs nouveaux défis se sont posés à l'analyse.

Dans ce chapitre, nous commencerons par rappeler ces nouveaux défis qui se sont posés à l'analyse avant et durant O3. Dans un second temps, nous aborderons les évolutions que le *pipeline* MBTA a connu durant O3. Ensuite, nous reviendrons sur l'évolution des données produites par les détecteurs. Puis, nous finirons par dresser les bilans technique et scientifique de MBTA, avant d'introduire quelques résultats scientifiques de cette période d'observation.

## 7.1 Les nouveaux défis apportés par O3

Afin de replacer dans le contexte cette période d'observation, rappelons les nouveaux défis qui se sont posés à l'analyse pour O3.

### 7.1.1 L'adaptation du *pipeline* à un réseau de détecteurs avec des sensibilités hétérogènes

La fin de la période d'observation O2 a été marquée par l'arrivée de l'interféromètre Virgo dans le réseau des détecteurs de deuxième génération participant à la recherche d'ondes gravitationnelles. Comme le montre la figure 1.10 les sensibilités des différents instruments ne sont pas identiques, il a donc fallu adapter le *pipeline* MBTA afin d'inclure correctement les données de Virgo à l'analyse.

Pour ce faire, MBTA a pris le parti de conserver une recherche en coïncidence, débutant par une recherche indépendante dans chaque détecteur. Cela permet d'exploiter séparément les informations du détecteur considéré dans les outils de réjection des bruits. Ainsi, l'efficacité de la recherche dans un détecteur ne dépend pas de l'état des autres instruments. Afin de simplifier et d'uniformiser la recherche, il a été décidé de traiter de la même manière chaque interféromètre en définissant de façon identique les observables utilisées dans la réjection des bruits, comme l' $\text{auto}\chi^2$  et l'*ExcessRate* présentés en chapitre 5.

Au moment de construire les coïncidences, des tests de cohérence ont été ajoutés à l'analyse pour tenir compte des corrélations attendues pour des signaux astrophysiques entre les détecteurs. Les différents outils utilisés dans ces tests de cohérence sont détaillés dans le chapitre 6, ils interviennent dans le calcul de la statistique de classement combinée. Contrairement à la fin de O2, où les deux LIGO étaient traités de façon identique et où les coïncidences impliquant Virgo étaient simplement rétrogradées avec des facteurs ad hoc, pour O3 il a été décidé de réaliser des campagnes d'injections afin de mieux quantifier la répartition des différents types de coïncidences dans un réseau de détecteurs.

### 7.1.2 La validation du *pipeline* pour O3

Avant de démarrer la période d'observation O3, les différents *pipelines* ont dû se soumettre à une procédure de revue interne à la collaboration afin de justifier de leur capacité à traiter les données attendues pour O3 et à envoyer des alertes automatiques et publiques.

#### 7.1.2.1 Campagne d'injections en vue de s'assurer de l'efficacité du *pipeline*

Les nouvelles fonctionnalités présentées dans ce manuscrit ont été développées sur des jeux de données de O2, regroupant des événements, des bruits intenses et des données ty-

piques avec des injections. Cependant, afin de prouver son efficacité et de démontrer que le *pipeline* est bien capable de détecter les candidats attendus pour O3, MBTA s'est soumis à une campagne d'injections sur un jeu de données "officiel" données de O2 différent de ceux utilisés dans le développement du *pipeline*, élaboré par la collaboration. Cette analyse a été menée dans les conditions réelles d'une analyse en ligne, grâce à la version de test du *pipeline*, pendant que celle de production était peaufinée pour O3.

Les injections utilisées sont similaires à celles présentées dans le chapitre 2, à quelques exceptions près, la plus importante étant que les masses totales des BBH étaient limitées à  $100 M_{\odot}$ . Une autre différence était leur fréquence, une injection de chaque type étant réalisée toutes les 5000 secondes, avec entre 1000 et 2000 secondes entre deux injections consécutives. De cette manière les distributions de bruit de fond servant à calculer le FAR, alors construites avec trois heures de données, n'étaient que peu impactées par la présence de ces injections.

Dans les conditions d'une analyse en ligne, il n'est pas possible d'analyser deux fois un jeu de donnée très long dans exactement les mêmes conditions, il n'est donc pas possible de faire ce qui a été fait jusqu'alors dans ce manuscrit pour statuer sur la détection ou non d'une injection donnée. Pour cette étude, une injection était alors considérée comme détectée si elle produisait un *trigger* avec une statistique de classement au dessus d'un seuil donné, dans une fenêtre de temps fixée autour du temps de fin du signal injecté, et avec des paramètres de masses assez proches de ceux d'origine. Cette paramétrisation avait été définie empiriquement après l'analyse des données, et avait été affinée avec le temps.

Les résultats de cette étude ont alors été utilisés pour mener à bien la revue nécessaire à ce que MBTA puisse participer à O3. Les figures 7.1, 7.2 et 7.3 montrent un exemple, uniquement sur des injections BNS, des graphiques utilisés pour démontrer l'efficacité du *pipeline*.

La figure 7.1 donne les fenêtres de temps et de masse *chirp* qui ont été utilisées pour sélectionner les injections. Sur cette figure, nous pouvons voir deux tendances : une passant par le point (0,0) qui regroupe la majorité des injections et qui correspond à des injections BNS détectées avec un calque BNS, et une un peu décalée vers le bas et qui regroupe les injections BNS détectées avec un calques NSBH ou BBH. Le décalage est alors induit par les parties *merger* et *ringdown* du calque. Dans les deux cas, la dispersion provient d'une définition différente du temps d'arrivée : celui de l'injection correspond au temps du maximum du signal, alors que celui du *trigger* de MBTA repère le moment où l'amplitude du calque revient à zéro. L'écart entre ces deux temps étant dépendant du calque choisi, cela explique la corrélation entre les erreurs sur le temps d'arrivée et sur la masse *chirp*. Ce choix de fenêtre est cependant suffisant pour retrouver la plupart des injections.

La figure 7.2 donne une idée de l'efficacité de détection des injections BNS pour chaque interféromètre. Sur cette figure, nous pouvons voir que plus la distance effective de l'injection est faible, plus le SNR mesuré est élevé. Les points verts repèrent des *triggers* ayant un SNR compris entre 4.5 et 8. Les plus lointains peuvent donc provenir d'associations fortuites avec des bruits moyennement intenses. Quel que soit le détecteur considéré, les distances effectives des injections détectées avec un SNR d'au moins 8, en rouge, sont cohérentes avec la ligne d'horizon, estimée à partir d'un *range* moyen, toujours pour un SNR de 8. Peu d'injections dépassent cette ligne dans les LIGO, ces deux détecteurs n'étaient sans doute pas sondés assez loin par la population de source représentée dans les injections.

La figure 7.3 montre comment cela se traduit au niveau des coïncidences. Là encore, les injections les plus proches sont détectées avec un FAR suffisant pour envoyer une alerte, et les injections les plus lointaines sont souvent manquées par le *pipeline*. Nous pouvons

aussi constater une certaine symétrie dans la figure 7.3a, traitant des coïncidences HL, qui provient de la similarité des deux détecteurs en cause, et qui n'existe pas dans les coïncidences impliquant Virgo.

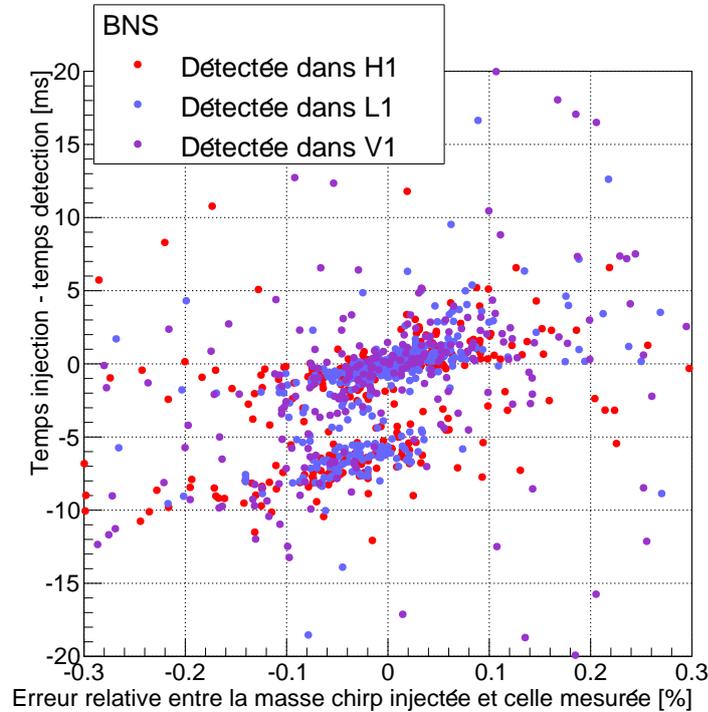


FIGURE 7.1 – Précision sur les masses et les temps d'arrivées des injections BNS.

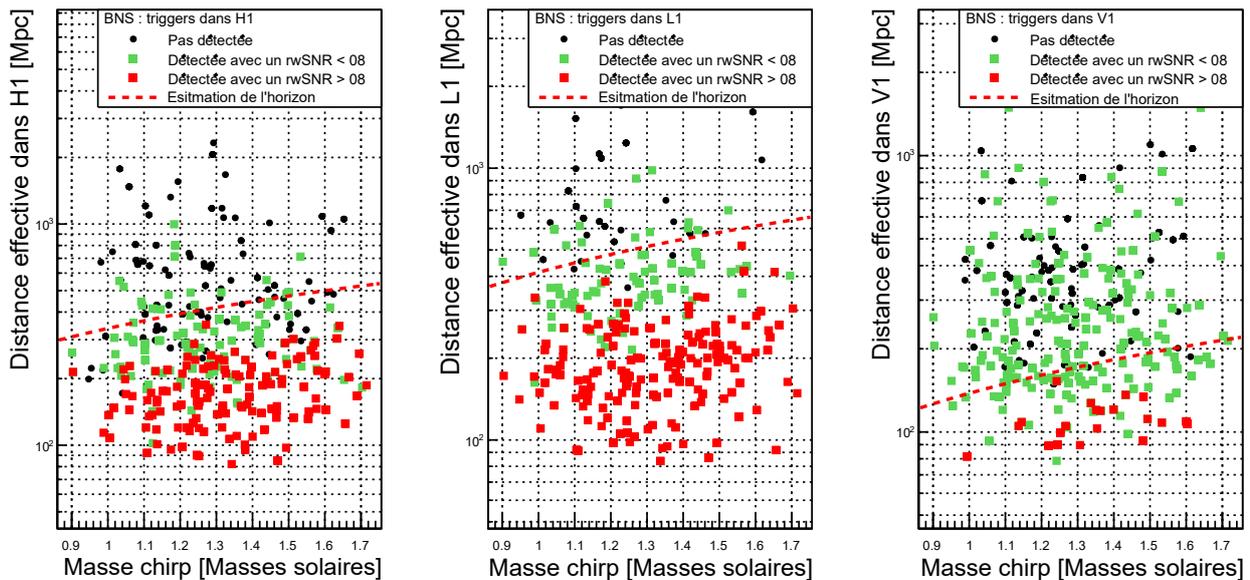


FIGURE 7.2 – Efficacité de la détection des BNS par détecteur.

Afin de prouver l'efficacité du *pipeline*, il a fallu bien comprendre ces figures, puis réaliser les mêmes études sur les injections NSBH et BBH. Les résultats sur ces deux populations

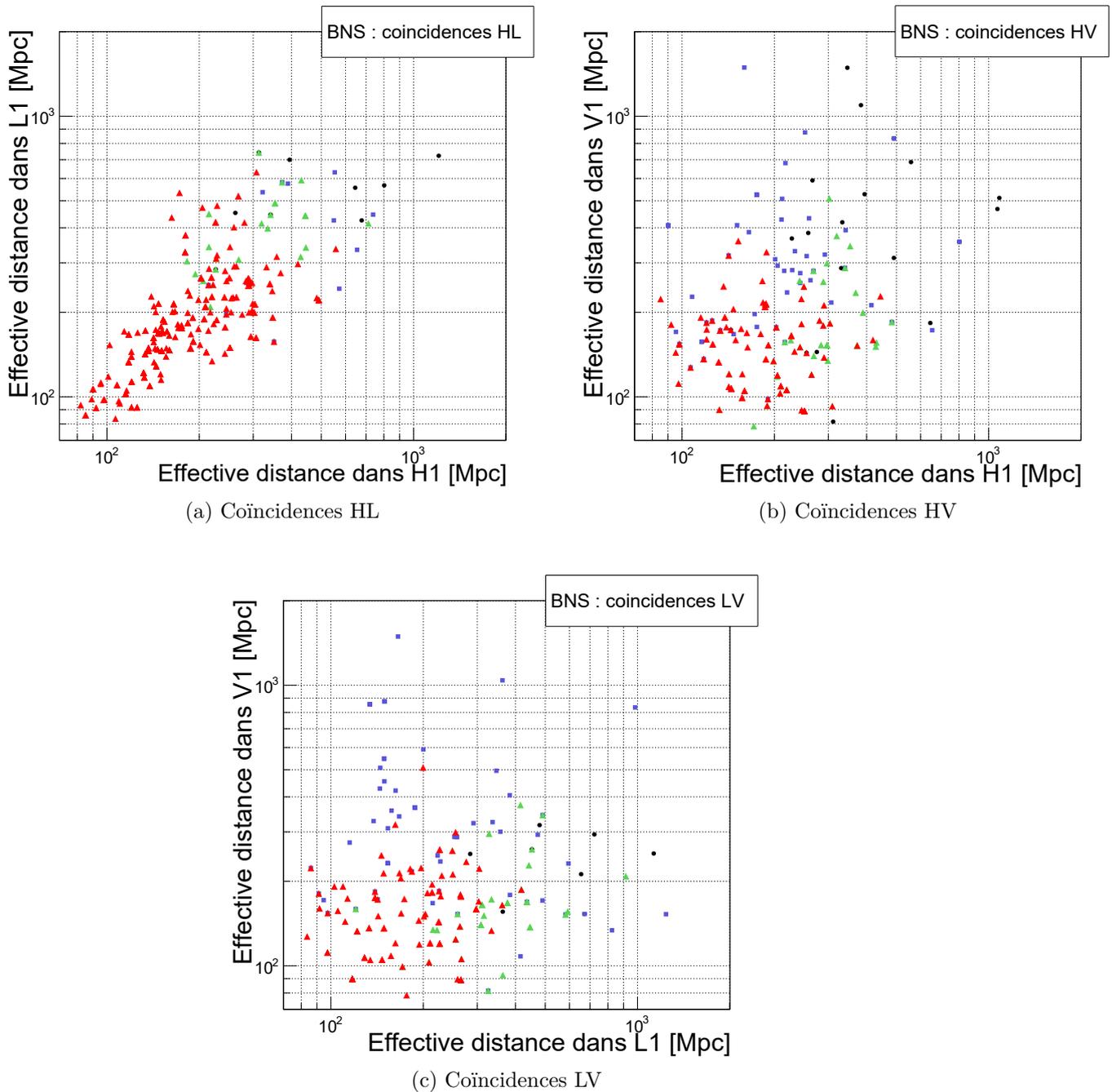


FIGURE 7.3 – Efficacité de détection des BNS en coïncidence. Les triangles rouges sont les injections détectées en coïncidences avec un FAR suffisant pour envoyer une alerte, les triangles verts sont des injections détectées en coïncidences avec un FAR au dessus du seuil d’envoi d’alerte, les carrés bleus représentent des injections détectées uniquement dans un seul instrument, et les points noirs correspondent aux injections non détectées.

sont similaires à ce qui a été obtenu avec les BNS, le *pipeline* a donc été autorisé à rejoindre la période d’essai ER14 (*Engineering Run 14*).

### 7.1.2.2 Tester le *pipeline* sur des données en ligne durant ER14

Après avoir reçu un aval préliminaire, il a fallu démontrer que MBTA était capable d'analyser correctement des données de O3, l'étude précédente ayant été faite sur des données de O2. Pour cela, MBTA s'est branché sur les données de ER14, la période d'essai d'un mois précédant O3. Durant cette période, les trois détecteurs étaient en prise de données, mais les données n'étaient pas stables et aucun candidat n'était rendu public.

L'étude d'efficacité sur la version de test s'est poursuivie durant cette période, pendant que le *pipeline* de production testait ses capacités à fonctionner pendant un mois sans interruption. Concernant les injections, les résultats ont été sensiblement les mêmes que précédemment, et concernant le *pipeline* de production aucun problème technique majeur n'a été relevé. Un excès de bruit de fond a néanmoins été relevé dans la région 2 (cf figure 6.10), ce qui a motivé l'équipe MBTA, avec l'accord des rapporteurs, à ne pas envoyer d'alertes pour les candidats de cette région en attendant de trouver une solution.

Cette période a aussi permis à MBTA de réaliser la première détection en ligne de 2019 : S190331c [84]. Cet événement n'a été soumis à GraceDB que par MBTA, comme une coïncidence HV avec un FAR inférieur à  $1/(43 \text{ ans})$ . SPIIR et PyCBC ont aussi détecté le candidat, mais ne l'ont soumis qu'à la version de test de GraceDB. L'événement n'a produit qu'une coïncidence entre H1 et V1, car les données de L1 n'étaient pas marquées comme disponibles à l'analyse. Une analyse hors ligne de MBTA a néanmoins mis en lumière l'existence d'un signal significatif dans ce détecteur.

À la fin de ER14, MBTA a finalement été autorisé à participer aux détections de O3.

### 7.1.2.3 Adapter les outils de suivi du *pipeline*

Afin de suivre les résultats du *pipeline* et de s'assurer de son bon fonctionnement tout au long de O3, plusieurs outils existent.

Premièrement, les différents processus du *pipeline* sont contrôlés par l'interface VPM, développée par la collaboration Virgo. Elle permet d'allumer ou d'éteindre certaines étapes de l'analyse et de modifier les fichiers de configuration du *pipeline*. Un exemple de cette interface se trouve en figure 2.4. Durant une période d'observation, cette interface permet d'accéder facilement aux fichiers log produits par le *pipeline*, et de s'assurer que tout se passe comme prévu. Pour O3, il a fallu compléter ces fichiers log, afin d'y inscrire les informations sur les nouveaux outils, comme par exemple l'ExcessRate.

La nouvelle version du *pipeline* utilisant des observables intéressantes pour suivre la qualité des données, de nouveaux canaux auxiliaires ont été ajouté en sortie de MBTA, et certains de ces paramètres ont été ajoutés aux structures des événements. Ces informations peuvent être lus via des outils de programmation classiques, et servent aussi à la construction des graphiques journaliers disponibles en ligne sur l'interface VIM (Virgo Interferometer Monitor), un outil de suivi automatique mis en place par la collaboration Virgo. Celui-ci permet de rassembler un grand nombre de graphiques traitant de la qualité des données analysées par MBTA, et de l'efficacité du *pipeline*. Ces graphiques sont mis à jour régulièrement, et les pages des jours précédents sont archivées et peuvent être consultées à tout moment.

Un exemple d'une page VIM de MBTA est disponible en figure 7.4. Sur cette page, il y a entre autres des graphiques traitant du *range* et du *gating*, de la latence, du FAR et de la statistique de classement des coïncidences ou encore des SNR,  $\text{rwSNR}_{\text{auto}\chi^2_{\text{PQ}}}$  et

$\text{rwSNR}_{\text{ExcessRate}}$  et des paramètres de masses des *triggers* détectés dans les données de chaque interféromètre. Pour O3, il a fallu adapter cette page en fonction des nouvelles observables utilisées par l'analyse.

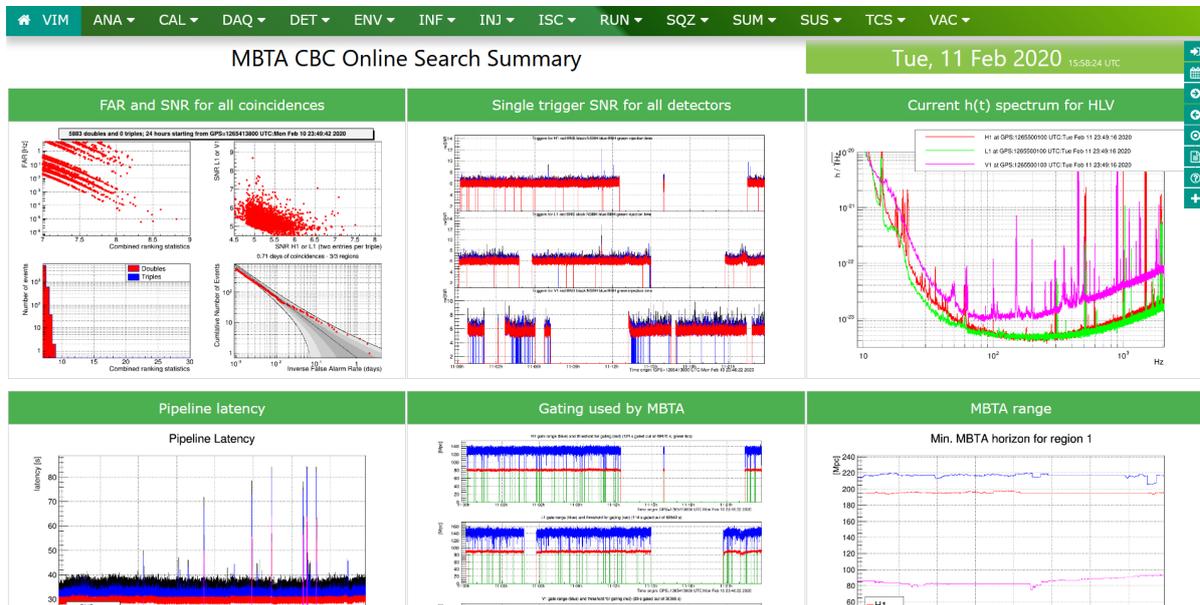


FIGURE 7.4 – Interface graphique du VIM utilisé pour suivre les données analysés et produites par MBTA.

Une autre façon de suivre les résultats de l'analyse MBTA se trouve dans les entrées GraceDB que le *pipeline* produit. Pour chaque coïncidence qui possède un IFAR dépassant 1 par heure, MBTA soumet à GraceDB un candidat et y lie plusieurs informations.

La figure 7.5 montre qu'en plus des paramètres du candidat, un jeu de graphiques spécifique au temps considéré y est joint. Ces graphiques ont été repensés pour O3, afin d'y inclure des informations concernant le *gating*, la qualité des données avant et après coupures et des comparaisons des cartes du ciel avec les autres *pipelines*.

### 7.1.3 L'envoi d'alerte publique et automatique

Un des principaux défis de O3 est la mise en œuvre d'alertes publiques et automatiques. Durant O2, les candidats produits par les *pipelines* étaient uniquement envoyés, après validation humaine, sous la forme de notice GCN, aux observatoires partenaires afin de rechercher des possibles contreparties électromagnétiques ou neutrinos. Pour O3, la collaboration LIGO-Virgo a décidé de changer sa politique et d'émettre des alertes publiques et automatiques pour les candidats significatifs, toujours sous la forme de GCN [46].

#### 7.1.3.1 Fournir les informations nécessaires à un possible suivi multi-messagers des sources

Toutes les informations relatives à un candidat ne sont pas publiques. Les valeurs de SNR et la plupart des paramètres mesurés par les *pipelines*, tels que les masses ou les spins, restent dans la collaboration pour plus tard faire l'objet d'articles scientifiques. Cependant, afin de faciliter la recherche multi-messagers, certaines informations sont incluses dans les GCN rendues publiques (cf chapitre 2).

Basic Info

UID	Labels	Group	Pipeline	Search	Instruments	GPS Time Event Time	FAR (Hz)	FAR (yr <sup>-1</sup> )	Latency (s)	Links	UTC Submitted	Superevent
G337516	EMBRIGHT_READY PASTRO_READY SKYMAP_READY	CBC	MBTAOnline	AllSky	H1,L1,V1	1246048404.6155	1.319e-09	1 per 24.025 years	40.384461	<a href="#">Data</a>	2019-07-01 20:33:47 UTC	<a href="#">S190701ah</a>

Coinc Tables

End Time (GPS)	1246048404.6155 s
Total Mass	91.4778 M <sub>⊙</sub>
Chirp Mass	36.1425 M <sub>⊙</sub>
SNR	11.0571
False Alarm Probability	
Log Likelihood Ratio	

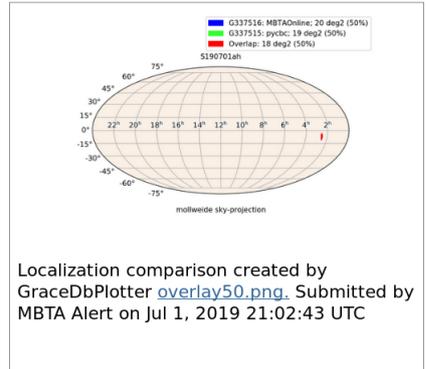
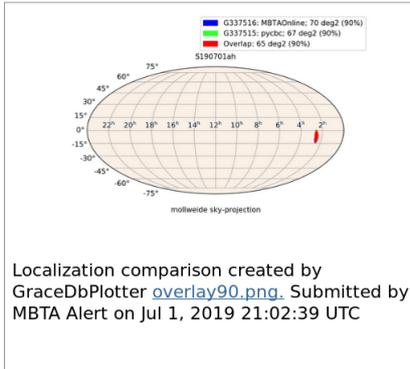
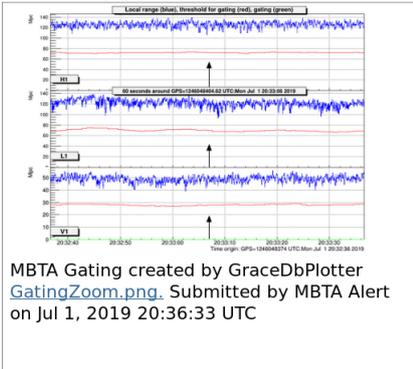
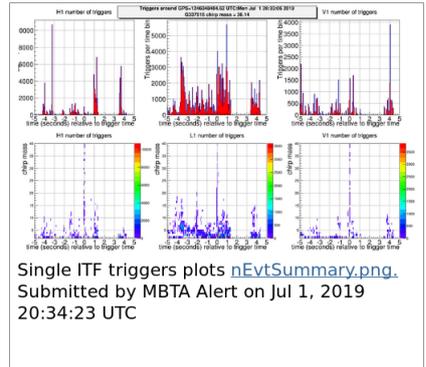
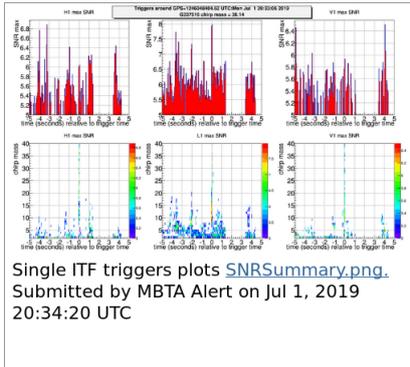
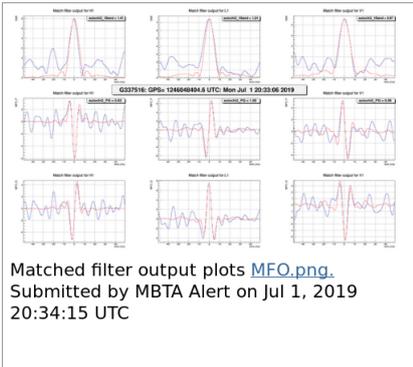
Single Inspiral Tables

IFO	H1	L1	V1
Channel	H1-GDS-CALIB_STRAIN_CLEAN_2048Hz_Gated	L1-GDS-CALIB_STRAIN_CLEAN_2048Hz_Gated	V1:Hrec_hoft_16384Hz_2048Hz_Gated
End Time (GPS)	1246048404.615539312 s	1246048404.622978448 s	1246048404.63438344 s
Template Duration	0.18457 s	0.18457 s	0.18457 s
Effective Distance	3117.797182 Mpc	2791.256407 Mpc	1498.748086 Mpc
COA Phase	-2.705289 rad	1.414464 rad	-1.095612 rad
Mass 1	63.398152 M <sub>⊙</sub>	63.398152 M <sub>⊙</sub>	63.398152 M <sub>⊙</sub>
Mass 2	28.079661 M <sub>⊙</sub>	28.079661 M <sub>⊙</sub>	28.079661 M <sub>⊙</sub>
η	0.212734	0.212734	0.212734
F Final	None Hz	None Hz	None Hz
SNR	5.961602	7.464113	5.568201
χ <sup>2</sup>	1.409168	1.241824	0.967711
χ <sup>2</sup> DOF	1	1	1
spin1z	-0.987747	-0.987747	-0.987747
spin2z	-0.851958	-0.851958	-0.851958

Neighbors [-5,+5]

UID	Labels	Group	Pipeline	Search	Instruments	GPS Time Event Time	Δgptime	FAR (Hz)	Links	UTC Submitted
<a href="#">G357060</a>	EMBRIGHT_READY PASTRO_READY SKYMAP_READY	CBC	pycbc	AllSky	H1,L1	1246048404.5698	-0.045715	3.574e-07	<a href="#">Data</a>	2019-12-11 11:08:12 UTC
<a href="#">G356592</a>	EMBRIGHT_READY PASTRO_READY SKYMAP_READY	CBC	pycbc	AllSky	H1,L1	1246048404.5742	-0.041320	9.011e-07	<a href="#">Data</a>	2019-12-05 18:31:52 UTC
<a href="#">G337509</a>	EMBRIGHT_READY PASTRO_READY SKYMAP_READY	CBC	gstlal	AllSky	H1,L1,V1	1246048404.5766	-0.038976	4.550e-06	<a href="#">Data</a>	2019-07-01 20:33:28 UTC
<a href="#">G371205</a>	EMBRIGHT_READY PASTRO_READY	CBC	pycbc	AllSky	H1,L1	1246048404.5767	-0.038879	3.388e-07	<a href="#">Data</a>	2020-05-14 12:48:14 UTC

(a) Table des paramètres du candidat



(b) Graphiques associés au candidat

FIGURE 7.5 – Exemple d’une entrée GraceDB provenant du candidat créé par MBTA associé à GW190701.

Pour construire des cartes du ciel, MBTA fournit des données à l’algorithme BAYESTAR. Ce programme, développé par des membres de la collaboration LIGO, utilise les informations en sortie des pipelines, ainsi que les sensibilités et les réponses d’antennes des détecteurs,

pour calculer la vraisemblance des observations en fonction de la position dans le ciel [88].

Pour ce faire, durant O1 et O2 MBTA se contentait de fournir trois paramètres pour chaque détecteur participant à la coïncidence : le temps d'arrivée, la valeur maximale du SNR et la phase de l'onde. Pour O3, les séries temporelles des SNR ont été ajoutées afin de prendre en compte les informations contenues dans la répartition temporelle de cette observable. Dans un premier temps, durant O3a, seules les informations associées aux *triggers* ayant passés les seuils étaient envoyées à BAYESTAR. Avec un réseau d'interféromètres aux sensibilités hétérogènes, il n'est cependant pas rare d'observer un candidat en coïncidence dans les deux LIGO, mais dont le *trigger* associé dans Virgo est sous le seuil. Afin de prendre cela en compte, il est nécessaire de donner plus d'informations à BAYESTAR. C'est pour cette raison que depuis O3b, MBTA fournit dans la plupart des cas directement les séries temporelles des SNR des trois instruments, même pour des doubles coïncidences. Nous verrons un peu plus tard dans ce chapitre comment cela améliore les localisations.

Afin de calculer les différentes probabilités jointes aux GCN, MBTA fournit là encore différentes informations aux outils qui cherchent à estimer ces probabilités.

Concernant les probabilités de la présence d'une étoile à neutrons dans le système ou de l'éjection de matière baryonique, celles-ci sont calculées grâce à des modèles astrophysiques prenant en compte les paramètres intrinsèques de la source mesurés par le pipeline [90, 91, 92].

Afin de guider au mieux les chercheurs qui souhaitent faire le suivi multi-messagers des sources, la collaboration a décidé de fournir aussi des probabilités indiquant si le signal est d'origine astrophysique ou non, ces probabilités sont nommées  $P_{Astro}$ . Les masses mesurées n'étant pas publiques, afin d'indiquer les sources les plus intéressantes à suivre, la probabilité d'être d'origine astrophysique est découpée en quatre sous-catégories : BNS, *MassGap*, NSBH et BBH. Ces différentes catégories ont déjà été décrites dans le chapitre 2 et sont visibles sur la figure 2.14. Durant O3, MBTA, comme d'autres *pipelines*, n'a pas calculé ses propres valeurs de  $P_{Astro}$ , mais c'est contenté de fournir les informations nécessaires à un algorithme qui a été développé pour *gstlal*. Celui-ci utilise un modèle bayésien qui prend en entrée les paramètres de masse et les SNR du candidat considéré [89].

### 7.1.3.2 Réagir vite en cas d'alerte

Lorsqu'un candidat est détecté en ligne avec un FAR suffisamment bas pour envoyer une alerte, une GCN préliminaire est automatiquement rendue publique. Une équipe d'experts de la collaboration se retrouve alors pour discuter du candidat et de la démarche à suivre. Avant de confirmer ou d'infirmer l'existence d'un candidat significatif par le biais d'une autre GCN dite "initiale", ou par le biais d'une rétractation le cas échéant, les avis de plusieurs experts sont nécessaires. Parmi eux, il y a les membres des groupes travaillant sur les *pipelines* à faible latence.

Ainsi, durant O3, il a fallu se tenir prêt à chaque heure du jour et de la nuit, par le biais de période d'astreintes, à se connecter et à donner un avis d'expert sur le candidat considéré et l'état du *pipeline* au moment de la détection. En pratique, quatre cas peuvent alors se présenter :

- Soit MBTA n'était pas en mesure de détecter le candidat, pour des raisons qu'il faudra comprendre par la suite ;
- Soit MBTA était en mesure de détecter le candidat mais ne l'a pas fait, cela peut alors représenter un argument en faveur de la rétractation, surtout si le candidat en question est peu significatif, ou alors indiquer un problème à résoudre au plus vite dans le *pipeline* ;

- Soit MBTA a détecté le candidat mais ne possède pas le *trigger* privilégié, cela permet tout de même de conforter les autres experts dans le choix de confirmer ce candidat ;
- Soit MBTA a détecté le candidat qui devient le *superevent* (cf chapitre 2), il convient alors de donner un avis sur la qualité de celui-ci, la vraisemblance des paramètres mesurés et l'état du *pipeline* au temps de la détection.

Afin de réduire le temps nécessaire pour donner ces avis, les outils de suivi précédemment cités, ainsi que d'autres un peu plus techniques, sont à disposition des personnes en charge du suivi du *pipeline*. Les graphiques et les paramètres joints aux entrées GraceDB de MBTA permettent dans la plupart des cas de donner un avis, les graphiques de VIM ainsi que la page VPM permettent de s'assurer de la stabilité du *pipeline* et de son bon fonctionnement durant une large période avant la détection, et de nombreuses autres fonctionnalités développées par la collaboration Virgo (comme la librairie Fr ou l'interface dataDisplay [97]) permettent de creuser plus profondément dans les données produites par MBTA et d'analyser plus en détail la situation.

## 7.2 Les évolutions du *pipeline* durant O3

Tout au long de O3, le *pipeline* MBTA a connu plusieurs modifications. Certaines d'entre-elles ont permis de mieux gérer les bruits présents dans les données, et d'autres de réorganiser l'architecture du *pipeline* afin de mieux remplir les objectifs fixés pour O3.

### 7.2.1 État de l'analyse au début de O3

La période d'observation O3 a commencée le 1er avril 2019. Depuis O2, d'importantes modifications avaient déjà été apportées au *pipeline* MBTA.

L'architecture utilisée était similaire à celle de O2. L'étape de filtrage était réalisée par un grand nombre de processus, séparés en région. Chaque processus ne traitait qu'une partie de l'espace des paramètres, recherchant des *triggers* dans les données d'un détecteur donné.

Avec les *triggers* ayant passé le seuil, un unique processus par région construisait les coïncidences. Ce processus avait aussi pour but de regrouper les informations concernant le bruit de fond et de construire les distributions servant à estimer le FAR.

Enfin, d'autres processus s'inséraient dans la chaîne d'analyse, afin de construire des observables servant au suivi du *pipeline*, de sauvegarder les données produites par MBTA ou encore d'envoyer les candidats significatifs à GraceDB.

Concernant les outils utilisés par l'analyse, ils étaient constitués de la majorité des outils présentés dans les chapitres précédents. L'ExcessRate n'était cependant pas encore implémenté, et le bruit de fond n'était accumulé que sur trois heures. L'espace des paramètres alors exploré se limitait à des masses totales inférieures à  $100 M_{\odot}$ .

### 7.2.2 Changements dans l'architecture du *pipeline*

Durant O3, afin de mieux remplir les objectifs que le *pipeline* s'était fixés, celui-ci a connu plusieurs restructurations. Certaines de ces modifications n'ont pas d'impact direct sur la recherche, mais seulement sur l'architecture du *pipeline*.

### 7.2.2.1 Nécessité d'ajouter l'information du troisième détecteur dans le cas des doubles coïncidences

Comme nous l'avons déjà abordé un peu plus tôt, pour O3b il a été décidé de soumettre à BAYESTAR les séries temporelles de SNR de tous les détecteurs, lorsque celles-ci sont disponibles, y compris dans le cas des doubles coïncidences. Il est alors possible de distinguer trois classes de coïncidences : les doubles, les triples, et les pseudo-triples qui sont des doubles pour lesquelles le troisième détecteur était en fonctionnement et a produit un *trigger* sous le seuil avec le même calque dont est issue la coïncidence. Les triples et les pseudo-triples ont une carte du ciel construites à partir des séries temporelles des SNR des trois détecteurs. Ces pseudo-triples sont cependant traitées par le *pipeline* de la même manière que les doubles, leur FAR étant calculé avec les distributions de bruit de fond de ces dernières.

Dans le but d'illustrer l'impact de l'ajout de la troisième série temporelle de SNR sur les cartes du ciel, une campagne d'injections a été menée grâce au *pipeline* de test durant les premiers mois de O3. Le bruit utilisé était celui des données en ligne de O3, et les injections sont similaires à ce qui a déjà été présenté. La figure 7.6 donne une partie des résultats de cette étude.

La figure 7.6a donne la distribution de statistique de classement combinée des injections détectées. Les pseudo-triples et les doubles n'utilisant que les deux *triggers* au-dessus du seuil, les valeurs obtenues sont en moyenne plus faible que les triples. La figure 7.6b donne la distribution des aires de recherche données par BAYESTAR, avec un intervalle de confiance à 90%. Les triples ont une valeur médiane plus faible que les autres, car il est possible de triangulariser la source avec trois détecteurs. Nous pouvons aussi voir sur ces figures que, bien que les pseudo-triples aient des statistiques de classement en moyenne légèrement inférieures aux doubles, la taille de leur carte du ciel à 90% est réduite de plus d'un facteur 4, d'où l'importance de l'ajout de cette troisième série temporelle.

La figure 7.6c représente le diagramme dit "P-P" (*Probability-Probability*) obtenu sur ces injections. Ce type de graphique, typique de l'analyse de données, permet de s'assurer de la cohérence interne et de l'absence de biais dans la construction de ces cartes. L'axe des abscisses représente l'intervalle de confiance de la zone du ciel explorée, donné par BAYESTAR, et l'axe des ordonnées le nombre cumulatif d'injections dont la position se trouve bien dans cet intervalle. Par construction, les courbes obtenues doivent suivre la diagonale, avec un intervalle de confiance à 10%, seules 10% des injections en moyenne doivent se trouver dans la zone considérée [88]. C'est bien ce que montre cet exemple, à quelques fluctuations près dues au fait que le jeu de données soit fini.

En pratique, jusque pendant O3a, MBTA appliquait le filtrage adapté indépendamment dans chaque détecteur, puis réalisait des coïncidences avec les résultats. Cette façon de faire a l'avantage de bien séparer l'analyse dans chaque détecteur et ainsi de faciliter l'implémentation de la recherche.

Cependant, cette architecture n'est pas adaptée pour construire les pseudo-triples. Les analyses de chaque détecteur étant totalement indépendantes, il est impossible de connaître a priori les *triggers* qui dans un détecteur sont sous le seuil, et dans les deux autres vont produire des coïncidences significatives. Il faudrait alors conserver toutes les séries temporelles, quel que soit le SNR associé, jusqu'à l'étape de coïncidence.

Afin de résoudre ce problème, l'architecture du *pipeline* a été repensée. L'analyse se fait maintenant en parallèle dans tous les détecteurs via un unique processus (qui ne traite toujours qu'une partie de l'espace des paramètres), et qui s'occupe aussi de construire les

coïncidences. Ainsi, si un *trigger* dans un détecteur dépasse un certain seuil de SNR (typiquement 5.2 pour les LIGO et 20 pour Virgo), les séries temporelles des SNR des autres détecteurs associées au calque considéré, quelles que soient les valeurs des SNR associés, sont liées à ce *trigger*. Puis, lorsque les coïncidences sont construites, toutes les MFO sont conservées, même dans le cas des doubles, qui deviennent alors des pseudo-triples.

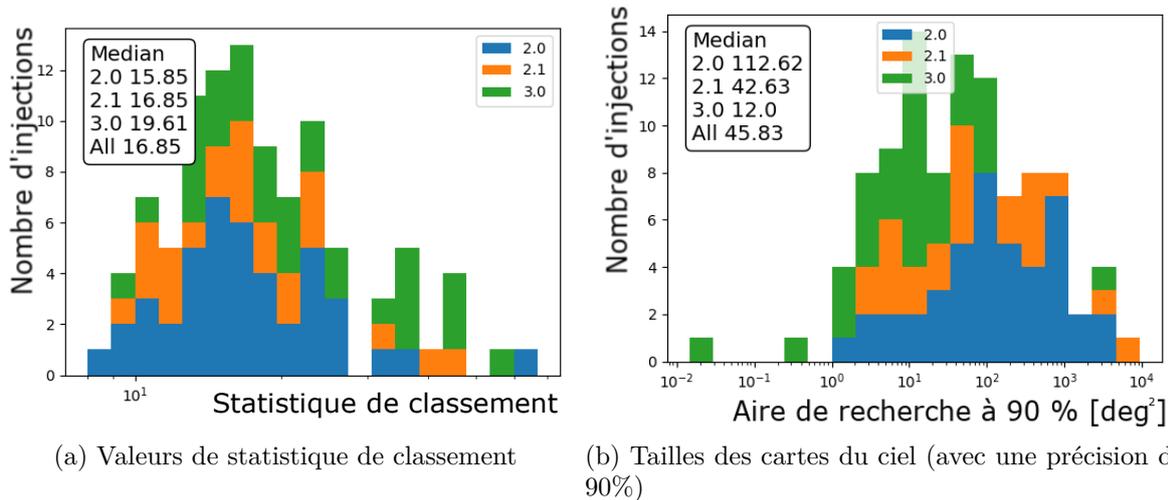


FIGURE 7.6 – Comparaison de la taille des cartes du ciel entre les coïncidences doubles, les pseudo-triples et les triples. Les doubles sont notées 2.0 et sont représentées en bleu, les pseudo-triples, notées 2.1, sont en orange, et les triples, notées 3.0, en vert.

### 7.2.2.2 Changements dans la collecte des données du bruit de fond

Avant O3, le bruit de fond était accumulé par les processus construisant les coïncidences. Cette façon de faire est pratique car elle regroupe l'étape de construction de la coïncidence et de l'estimation de son FAR. Cependant, toutes les 1000 secondes, lorsque les distributions

des *triggers* du bruit de fond sont recalculées, le processus a besoin de plus de temps pour faire les calculs nécessaires, ce qui se traduit par un pic dans la latence.

Pour O3b, il a été décidé de séparer la construction des coïncidences et l'estimation de leur FAR en deux processus distincts. Les coïncidences sont maintenant construites en même temps que le filtrage est réalisé, et le FAR est ensuite appliqué dans un autre processus, nommé "SetFAR".

Cela permet alors d'accumuler le bruit de fond dans un troisième processus. Ce processus, nommé "FARMoni", reçoit en temps réel les *triggers* en sortie du filtrage adapté, et met à jour toutes les 1000 secondes les distributions de bruit de fond, qu'il envoie à SetFAR. Cette opération a l'avantage de se faire de manière asynchrone par rapport au reste de la chaîne d'analyse, ce qui supprime les pics de latence obtenus avec les anciennes versions du *pipeline*.

Malgré un nettoyage efficace des bruits, avec l'abaissement des seuils et l'augmentation du nombre de calques, le taux moyen de *triggers* a augmenté entre O2 et O3. Cela a pour effet d'augmenter la puissance de calcul nécessaire pour accumuler le bruit de fond et calculer les distributions correspondantes.

Afin d'estimer convenablement le FAR des coïncidences les plus intenses, il est nécessaire de peupler convenablement les parties à moyennes et hautes statistiques de classement de ces distributions, mais un très grand nombre de *triggers* proches du seuil n'est pas nécessaire.

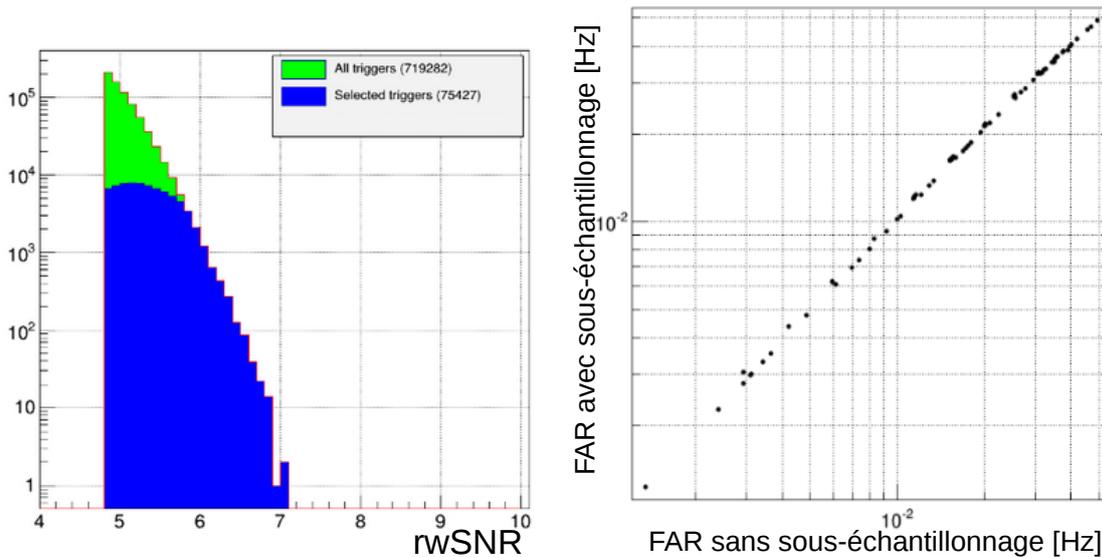
La solution adoptée pour réduire l'impact sur la demande en puissance de calcul est de sous-échantillonner les distributions de statistique de classement des *triggers* en deçà d'un certain seuil. Concrètement, en dessous de ce seuil, seule une fraction des *triggers* sont utilisés dans la construction des distributions de statistiques de classement. Cette fraction  $F$  se définit comme :

$$F = \left( \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_{th}} \right)^\alpha \quad (7.1)$$

Avec  $\tilde{\rho}$  la statistique de classement au bin considéré,  $\tilde{\rho}_{th}$  le seuil de statistique de classement en-dessous duquel le sous-échantillonnage est appliqué, typiquement égal à 6.4, et  $\alpha$  un paramètre défini dans la configuration du *pipeline* et valant 20 durant O3b. Les *triggers* ayant survécu au sous-échantillonnage sont ensuite comptabilisés avec un poids de  $F^{-1}$  dans le calcul du FAR donné par l'équation 2.34.

La figure 7.7 montre l'effet de ce sous-échantillonnage sur du bruit de fond. En appliquant cette fonctionnalité à tous les *triggers* ayant une statistique de classement inférieure à 6.4, le nombre de *triggers* d'un détecteur (ici Virgo) constituant le bruit de fond est réduit d'un facteur 10. Cependant, l'estimation du FAR n'est quasiment pas affectée.

Ces changements dans l'architecture du *pipeline* ont tous été mis en place à partir du mois de novembre 2019, au début de O3b.



(a) Distributions de la statistique de classement dans V1 des *triggers* utilisés pour estimer le bruit de fond. En vert avant sous-échantillonnage, et après en bleu  
 (b) FAR des HV sans et avec sous-échantillonnage

FIGURE 7.7 – Effet du sous-échantillonnage sur l'estimation du FAR de doubles coïncidences HV.

### 7.2.3 Changements impactant la recherche

Durant O3, l'analyse a parfois dû s'adapter aux données. Pour cela, plusieurs modifications ont été apportées aux outils de recherche du *pipeline*.

#### 7.2.3.1 FAR et statistique de classement

Comme nous l'avons souligné plus tôt, plusieurs outils de réjection de bruit ont été développés pour O3. Au début de la période d'observation, le *pipeline* utilisait le nouveau *gating* (cf chapitre 4), la coupure sur le  $\chi^2$  et le rwSNR (cf chapitre 5), les tests de cohérence et les poids sur le IFAR des différents types de coïncidences (cf chapitre 6).

Au début de O3, la qualité des données n'était pas toujours très stable, et les outils précédents ne pouvaient gérer tous les bruits. En particulier, la région 2 produisait un nombre alarmant de coïncidences à bas FAR, parfois très proche du seuil d'envoi d'alerte (cf figure 6.12). Pour ces raisons, il a été décidé de ne pas envoyer d'alerte pour cette région tant que le problème n'était pas réglé.

Comme nous en avons discuté dans le chapitre 6, la solution a été d'augmenter le temps d'accumulation du bruit de fond nécessaire au calcul du FAR. Ce temps est alors passé de 3 à 24 heures, ce qui a permis d'obtenir des FAR plus représentatifs de la qualité moyenne des données. Le *pipeline* a ainsi pu soumettre des alertes pour la région 2 dès le deuxième mois de O3 et participer à l'observation de certains candidats NSBH.

L'expérience a aussi montré que le *pipeline* était particulièrement sensible aux périodes bruyantes. Ces périodes produisent souvent un grand nombre de *triggers* plus intenses que la moyenne, dont certains survivent aux outils conventionnels. MBTA a ainsi soumis quelques alertes qui ont été rétractées.

Nous avons vu dans le chapitre 5 que l'ExcessRate a été développé afin de mieux traiter ces périodes. Cet outil réduit directement la statistique de classement des *triggers* ayant lieu à ces moments. Il a été déployé au mois de décembre 2019, et depuis MBTA n'a plus soumis d'alerte due à ce type de période.

### 7.2.3.2 Extension de l'espace des paramètres

La banque de calques a été mise à jour plusieurs fois pour O3. La plupart des changements sont techniques, comme le classement par durée et non par masse *chirp*, ou l'adaptation des fréquences de coupures entre les deux bandes.

Mais un des changements majeurs qui a été fait est l'extension de l'espace des paramètres à des BBH ayant des masses totales entre 100 et 200 masses solaires. Ce changement a été motivé par deux choses.

Premièrement, avec l'amélioration des sensibilités des interféromètres, les horizons de détections des BBH ont été repoussés à des distances de l'ordre de plusieurs Gpc, ce qui équivaut à des redshifts proches de l'unité. L'expansion de l'Univers impose la dilatation de l'onde lors de son voyage, or, comme nous l'avons abordé dans le chapitre 1, cela signifie que la masse à laquelle est sensible l'analyse est la masse redshiftée (multipliée par  $1 + z$ ). Avec une valeur de redshift de 0.5, une source de masse *chirp* égale à  $80 M_{\odot}$  sera détectée comme ayant une masse *chirp* de  $120 M_{\odot}$ . Afin de prendre cela en compte, il a été nécessaire d'agrandir l'espace des masses exploré par MBTA.

Cette volonté d'étendre la recherche à plus haute masse a aussi été due à la découverte d'une nouvelle population de BBH. L'observation de GW190521 a prouvé l'existence de trous noirs stellaires ayant des masses totales supérieures à  $100 M_{\odot}$  ([61]). En ligne, le *pipeline* MBTA n'a pu détecter que des *triggers* satellites à ce candidat, peu significatifs.

Pour toutes ces raisons, l'espace des paramètres exploré par MBTA a été étendu à des trous noirs avec des masses allant jusqu'à  $195 M_{\odot}$  à partir de août 2019, permettant alors à MBTA de participer à la recherche de cette nouvelle population.

### 7.2.4 Architecture finale du *pipeline*

Nous pouvons finalement mettre à jour le schéma de la figure 2.11, en détaillant un peu la nouvelle architecture.

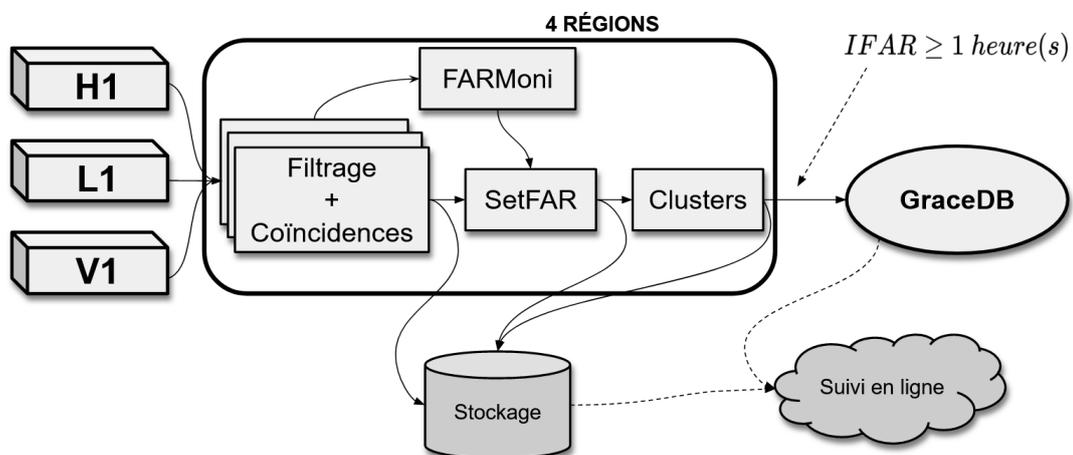


FIGURE 7.8 – Schéma block de l'architecture du *pipeline* MBTA à la fin de O3

## 7.3 L'état des détecteurs pendant O3

Avant de dresser le bilan de MBTA, revenons rapidement sur l'état des détecteurs durant O3.

### 7.3.1 Évolution des *ranges* pendant O3

Un paramètre important pour quantifier la capacité de détection des instruments est le *range* BNS (équation 1.54).

La figure 1.11 donne les prédictions suivantes de ces *ranges* pour O3 : entre 120 et 170 Mpc pour H1 et L1, et entre 65 et 85 Mpc Mpc pour V1. Le calcul du *range* dépend de la sensibilité du détecteur considéré, celle-ci pouvant être impactée par des bruits stationnaires méconnus ou par des bruits transitoires, le *range* n'est donc pas toujours celui attendu. La figure 7.9 montre les *ranges* effectifs que les détecteurs ont atteints durant les périodes analysables de O3.

Nous pouvons voir sur cette figure que les *ranges* moyens de H1 et V1 ont été un peu plus faibles qu'escompté, ce qui s'explique par la présence de certaines sources de bruit qui ne sont pas totalement connues ou maîtrisées. De plus, ces *ranges* ont tendances à varier avec le temps, parfois sur de longues périodes, ou parfois en des temps inférieurs à l'heure. Ces variations proviennent de changements du point de fonctionnement des détecteurs, ou encore d'excès de bruits.

Grâce à la mise à jour périodique des PSD et des distributions de bruit de fond, les variations sur de longues périodes ne représentent pas de risque particulier envers l'analyse. Cependant, ces mises à jour peuvent parfois être trop lentes et ne pas suivre les variations les plus rapides, ce qui peut avoir pour effet de perturber l'analyse. Durant O3, les outils de réjection présentés plus tôt ont majoritairement permis de garder ces bruits sous contrôle, et l'augmentation du temps utilisé dans l'accumulation du bruit de fond en a aussi réduit l'impact sur le FAR.

### 7.3.2 Stabilité des données et cycles utiles des détecteurs

La période d'observation O3 a durée environ un an, mais durant cette année les détecteurs ne fournissaient pas de données en continue. En plus de la pause au mois d'octobre 2019, séparant O3a de O3b, plusieurs facteurs peuvent réduire le temps effectif où les données sont disponibles à l'analyse : maintenance hebdomadaire, calibration, pertes de contrôle de l'interféromètre qui n'est plus à son point de fonctionnement... Tout cela a pour effet de réduire les cycles utiles des détecteurs, et donc de réduire les temps où il est possible d'observer des coïncidences.

La figure 7.10 donne les cycles utiles des détecteurs durant O3. Selon cette figure, au moins deux détecteurs étaient disponibles durant environ 80% de O3, permettant à MBTA d'obtenir des coïncidences et d'envoyer des alertes. Durant un peu moins de 15% du temps, seul un seul détecteur était en fonctionnement. MBTA n'envoyant des alertes que pour les coïncidences, le *pipeline* ne pouvait donc pas déclencher la procédure d'envoi d'alerte à ces moments. Cependant, l'analyse était tout de même en réalisée, et ses résultats pouvaient être communiqués à la RRT afin d'aider à valider les alertes de gstlal.

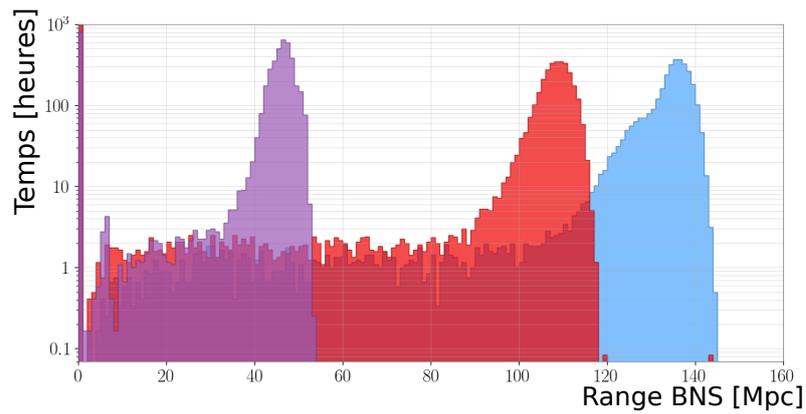
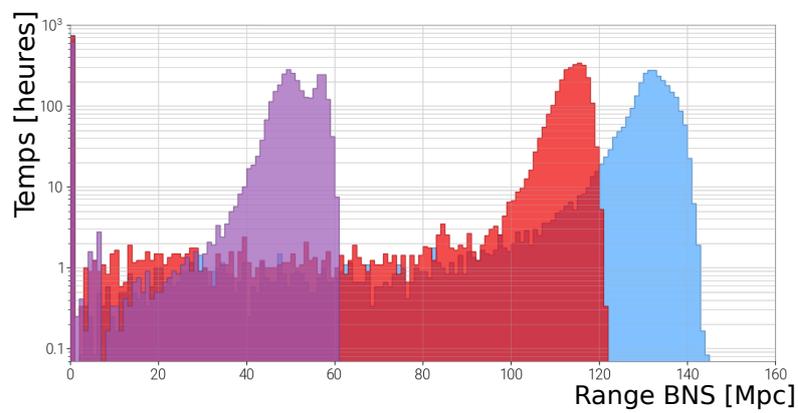
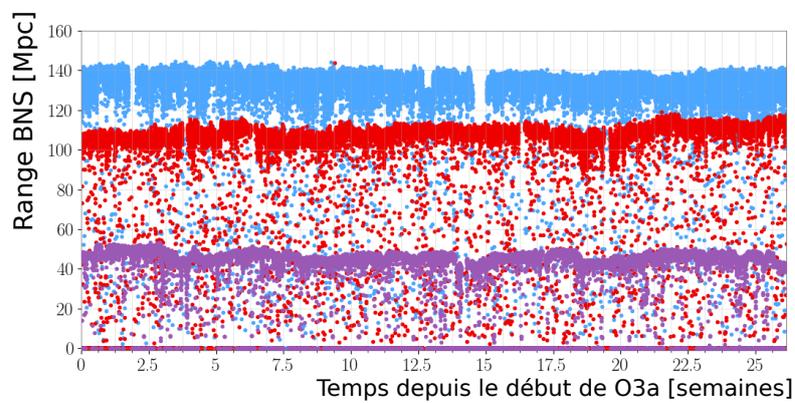
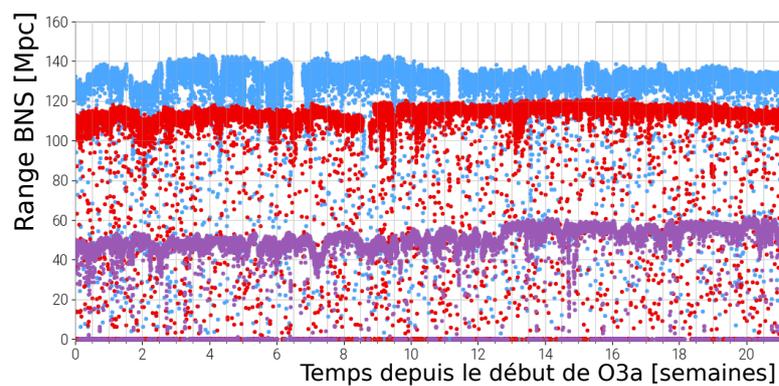
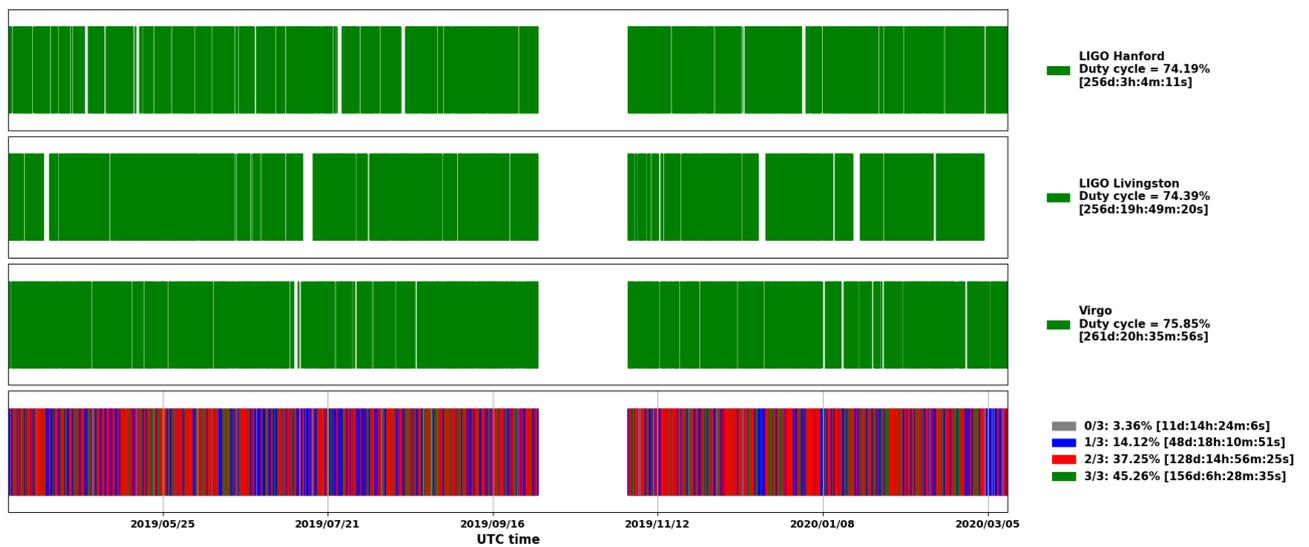
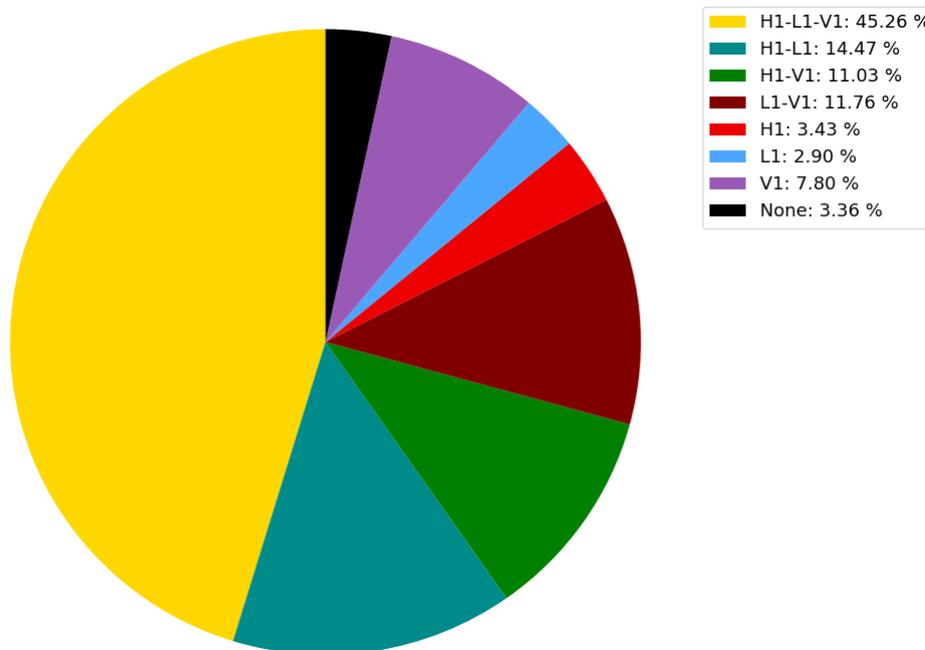
(a) Distributions des *ranges* durant O3a(b) Distributions des *ranges* durant O3b(c) Évolutions temporelles des *ranges* durant O3a(d) Évolutions temporelles des *ranges* durant O3b

FIGURE 7.9 – *Ranges* effectifs des détecteurs durant O3. H1 est en rouge, L1 en bleu et V1 en violet. Crédit : groupes Detchar (*Detector Characterisation*) LIGO-Virgo.



(a) Répartition temporelle du cycle utile



(b) Répartition du cycle utile en fonction des détecteurs actifs

FIGURE 7.10 – Cycle utile des détecteurs durant O3. Crédit : groupes Detchar LIGO-Virgo.

## 7.4 Bilan technique de MBTA

Contrairement à O2, le *pipeline* n'a pas rencontré de problème de fuites mémoires ou d'espace disque durant O3. L'analyse a tout de même été confrontée à certains problèmes techniques qui ont limité le cycle utile du *pipeline*.

### 7.4.1 Pertes de cycle utile

Au cours de la période d'observation, le *pipeline* a été redémarré quelques fois afin d'y apporter des mises à jours (les changements qui ont été discutés précédemment). En raison du temps nécessaire à l'initialisation des processus de filtrage, ces redémarrages prennent un certain temps, typiquement plusieurs heures. Afin de limiter les pertes de cycle utile, ils ont été réalisés principalement durant la maintenance hebdomadaire d'un détecteur. Cela représente au total seulement quelques d'heures perdues sur tout O3.

Le *pipeline* s'est aussi heurté à quelques rares problèmes techniques, qui ont été étudiés au cas par cas afin de trouver la meilleure solution.

#### 7.4.1.1 Erreurs dans certains processus et problèmes de communication

Il y a eu par exemple quelques processus qui ont cessé de fonctionner d'eux mêmes, entre janvier et février 2019. Ces processus sont ceux qui se trouvent à l'entrée du *pipeline*. Cela était dû à un problème dans le protocole de communication des données entre Caltech et Cascina. Afin de résoudre ce problème, le mode de communication a été modifié. Ce problème a alors disparu jusqu'à la fin de O3.

D'autres problèmes de communication ont privé de données l'analyse MBTA. Par exemple, cinq minutes avant le début de O3, vers 15 heures le 1er avril 2019, les processus communiquant les données de Caltech à Cascina ont eux-aussi cessé de fonctionner. Il a fallu environ une heure pour voir les données revenir.

Ces pertes de cycle utile ne concernent pas directement MBTA, mais les autres programmes avec qui le *pipeline* communique. Là encore, elles ne représentent que quelques heures sur toute la période d'observation. Fort heureusement, aucun candidat n'a a priori été manqué à cause des ces problèmes.

#### 7.4.1.2 Cas de S191222n

Un cas qu'il peut être intéressant de détailler est celui de S191222n. Cet événement BBH a été détecté en ligne par gstlal, spiiir et cWB, dans les données de H1 et L1. Concernant MBTA, il n'a pas été repéré à cause d'un problème dans les vérifications sur la qualité des données.

Comme nous l'avons déjà abordé plus tôt, les détecteurs fournissent des informations en temps réel sur la qualité de leur données. Ces informations se trouvent sous la forme de vecteurs d'états, composés de plusieurs bits. MBTA traduit ces vecteurs en un seul canal, nommé CAT1, dont la valeur est 1 lorsque les données sont analysables, et 0 sinon. Pour faire cela, il faut connaître la signification de chaque bit du vecteur d'état de chaque détecteur, et les utiliser conformément aux prescriptions du groupe Detchar<sup>1</sup>.

Dans le cas de S191222n, un des bits du vecteur d'état de H1 n'était pas à sa valeur nominale. MBTA utilisant par défaut ce bit dans la construction du CAT1, les données de ce détecteur ont été considérées comme non analysables. Bien qu'un *trigger* ait été détecté dans L1, MBTA n'a pas pu obtenir de coïncidence, et n'a donc pas participé à la détection

---

1. Le groupe Detchar d'un détecteur est le groupe de travail dédié à l'étude des bruits et au suivi de la qualité des données de ce détecteur.

en ligne de cet événement.

Pour éviter que cette situation ne se reproduise, les bits utilisés dans la construction du canal CAT1 ont été mis à jour. Avec ce changement, l'analyse utilise les informations des vecteurs d'états strictement nécessaires à l'élimination de certains bruits.

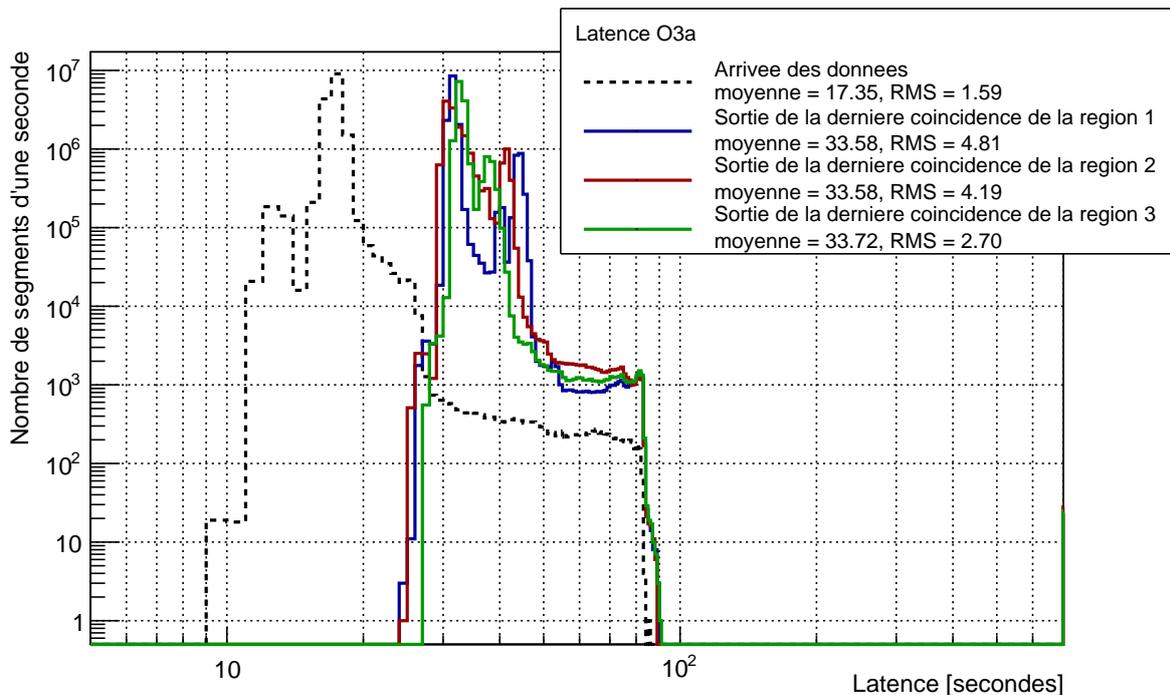
## 7.4.2 Latence

Comme nous l'avons fait remarquer plus tôt, un paramètre important dans une analyse en ligne est la latence, c'est à dire le temps que met l'analyse à produire des résultats.

La figure 7.11 montre les latences d'entrées et de sorties du *pipeline* durant O3a et O3b, cette figure peut être comparée avec celle obtenue sur les données de la fin de O2, figure 3.4. Il est clair que la latence du *pipeline* a fortement été améliorée entre O2 et O3. Cela est dû aux changements d'architecture que nous avons évoqué plus tôt, et aussi à l'augmentation de la puissance de calcul allouée au *pipeline*. En moyenne, il faut un peu plus de 15 secondes pour que toutes les données arrivent dans le *pipeline*, puis encore 20 secondes pour que toutes les coïncidences en ressortent.

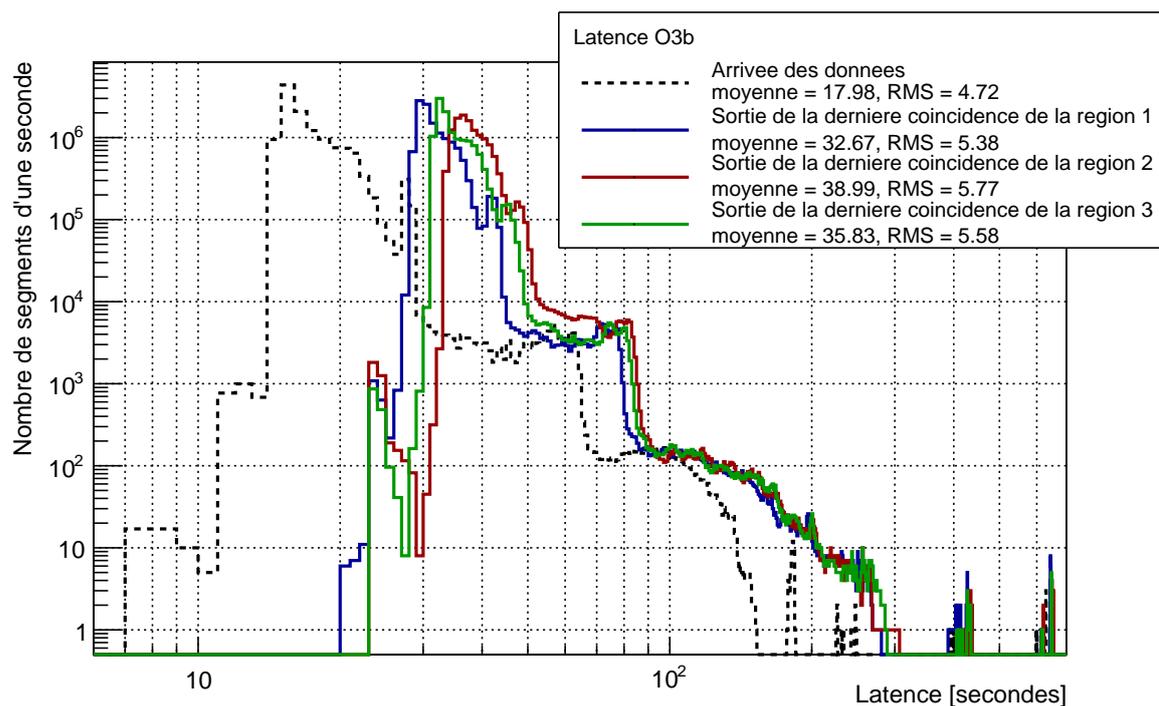
Cette amélioration a permis au *pipeline* d'augmenter la rapidité avec laquelle les alertes peuvent être envoyées, et donc d'augmenter les chances d'observations multi-messagers.

La queue de distribution qui apparaît avec O3b (figure 7.11b) provient du changement d'architecture majeur qu'il y a eu à ce moment. Malgré tous les tests qui ont été réalisés, il a fallu quelques jours pour rendre optimale la configuration du *pipeline*. Après ces quelques jours, la latence est revenue telle qu'elle était durant O3a.



(a) Injections BNS

FIGURE 7.11



(b) O3b

FIGURE 7.11 – Distribution de la latence du *pipeline* durant O3.

## 7.5 Bilan de l'analyse MBTAOnline

O3 s'est terminé le 27 mars 2020, avec un total de 79 alertes rendues publiques par la collaboration. Parmi ces alertes, 23 ont été rétractées (dont deux provenant du *pipeline* cWB), 42 sont considérés comme des candidats potentiels détectés dans au moins deux instruments, 13 sont considérés comme des candidats produisant un *trigger* au dessus du seuil uniquement dans un seul interféromètre, et une est un candidat non CBC, uniquement détecté par le *pipeline* cWB.

### 7.5.1 Comparaison des résultats des analyses à faible latence

Afin de dresser le bilan de l'analyse faites par MBTA durant O3, nous pouvons essayer de comparer les résultats obtenus par les différents *pipelines*. Dans la suite, nous considérons qu'un *pipeline* a détecté un candidat, en ligne, uniquement s'il a soumis une coïncidence à GraceDB avec un FAR suffisant pour envoyer une alerte, i.e. inférieur à  $1/(10 \text{ mois})$ . En pratique, une coïncidence, ou même un *trigger* dans un seul détecteur, au dessus de ce seuil n'est pas totalement inutile, et peut aider à la prise de décision de la RRT. Si un *pipeline* a soumis plusieurs coïncidences pour un candidat donné, les paramètres pris en compte dans cette comparaison seront ceux de la coïncidence ayant le plus bas FAR.

Les sources associées aux candidats considérés seront choisies comme celles ayant la plus grande probabilité P*A*stro mesurée en ligne. Ces classifications ne sont donc pas définitives.

De plus, le *pipeline* MBTA ayant fortement changé entre O3a et O3b, nous séparerons ces deux périodes.

### 7.5.1.1 Identification de candidats en coïncidences

Le tableau 7.1 montre le nombre de candidats détectés en coïncidence, parmi le 42 cités plus haut, par chaque *pipeline* recherchant des CBC. Sont considérés ici comme des coïncidences les candidats dont le *superevent* associé a des SNR au dessus des seuils qu'utilise MBTA dans au moins deux détecteurs.

Ce tableau permet de voir l'intérêt de plusieurs recherches indépendantes de CBC, tous les *pipelines* ne détectant pas les mêmes candidats. Parmi les 42 alertes CBC de O3, 33 ont été détectées par au moins deux *pipelines*, 24 par trois *pipelines*, et seulement 10 par les quatre *pipelines*. Cela provient de différences dans les outils de réjection des bruits, ou encore des moments où les *pipelines* ne sont pas capable d'analyser les données.

Nous pouvons voir que MBTA a des capacités de détections similaires aux autres *pipelines*, et aurait permis à lui seul de détecter 70% des candidats CBC de O3.

Les nombres de candidats de O3a et O3b sont différents. Cela s'explique par le fait que O3 s'est terminé prématurément en raison de la crise du Covid-19 de 2020, réduisant d'un mois la période d'observation O3b par rapport à O3a. De plus, le grand nombre d'événements observés durant le dernier mois de O2 montre que les fluctuations statistiques peuvent aussi expliquer une telle différence.

	O3a					O3b				
<i>Pipelines</i>	MBTA	gstlal	PyCBC	SPIIR	Au moins un	MBTA	gstlal	PyCBC	SPIIR	Au moins un
BNS	1	2	0	0	2	0	0	0	0	0
<i>MassGap</i>	1	2	1	1	2	1	2	1	1	2
NSBH	0	1	2	1	3	0	0	0	0	0
BBH	17	14	13	12	19	9	11	11	5	14
Total	19	19	16	14	26	10	13	12	6	16
$P_{Ter} \leq 10\%$	19	18	15	14	24	10	13	12	6	16

TABLE 7.1 – Nombre de candidats en coïncidence auxquelles ont participé les *pipelines* CBC en ligne. La quantité  $P_{Ter}$  correspond à la probabilité que la source ne soit pas d'origine astrophysique, définie par la méthode  $P_{Astro}$  évoquée au chapitre 2.

### 7.5.1.2 Mesure des SNR des coïncidences

Toujours concernant les coïncidences, il est intéressant de comparer les SNR combinés mesurés par chaque *pipeline*. Le SNR n'est qu'une mesure de l'énergie contenue dans le signal, par rapport à celle du bruit, il doit normalement être indépendant du *pipeline* qui le mesure. Afin de s'en assurer, il convient de prendre chacun des candidats CBC de O3, et de calculer les différences de SNR entre MBTA et les autres *pipelines* (si les deux *pipelines* considérés ont détecté le candidat). La figure 7.12 donne les distributions obtenues, en séparant O3a et O3b.

Sur ces courbes, il apparaît que MBTA mesure en moyenne des SNR légèrement inférieurs à ceux des autres *pipelines*. L'effet semble moins important durant O3b, sans doute grâce à la prise en compte du SNR du troisième détecteur (lorsque celui-ci est sous le seuil), mais le

biais semble persister. Cela peut expliquer le fait que les paramètres des candidats de MBTA n'ont été choisis que deux fois pour être ceux d'un *superevent*.

Plusieurs raisons à ce biais peuvent exister. Premièrement, il est possible que celui-ci n'existe simplement pas et soit uniquement dû au manque de statistique. Il n'y a eu en tout que 16 candidats durant O3b, là où le biais est plus faible. Avec si peu de statistique, il est difficile de conclure. Une autre explication pourrait provenir des banques de calque utilisées par MBTA. Celles-ci sont construites de manière à obtenir au moins 97% du SNR optimal (cf chapitre 2). Il est possible que celles utilisées par les autres *pipelines* soient plus précises, ce qui leur permettrait d'obtenir un SNR en moyenne plus élevé. Enfin, la valeur mesurée du SNR est fortement dépendante de la PSD utilisée. Ainsi, en fonction de comment les autres *pipelines* calculent et mettent à jour leur PSD, il est probable de voir apparaître des différences dans l'estimation du SNR.

Ce problème, s'il existe, reste encore à ce jour non résolu. Ces différences de SNR devront être mieux comprises pour O4.

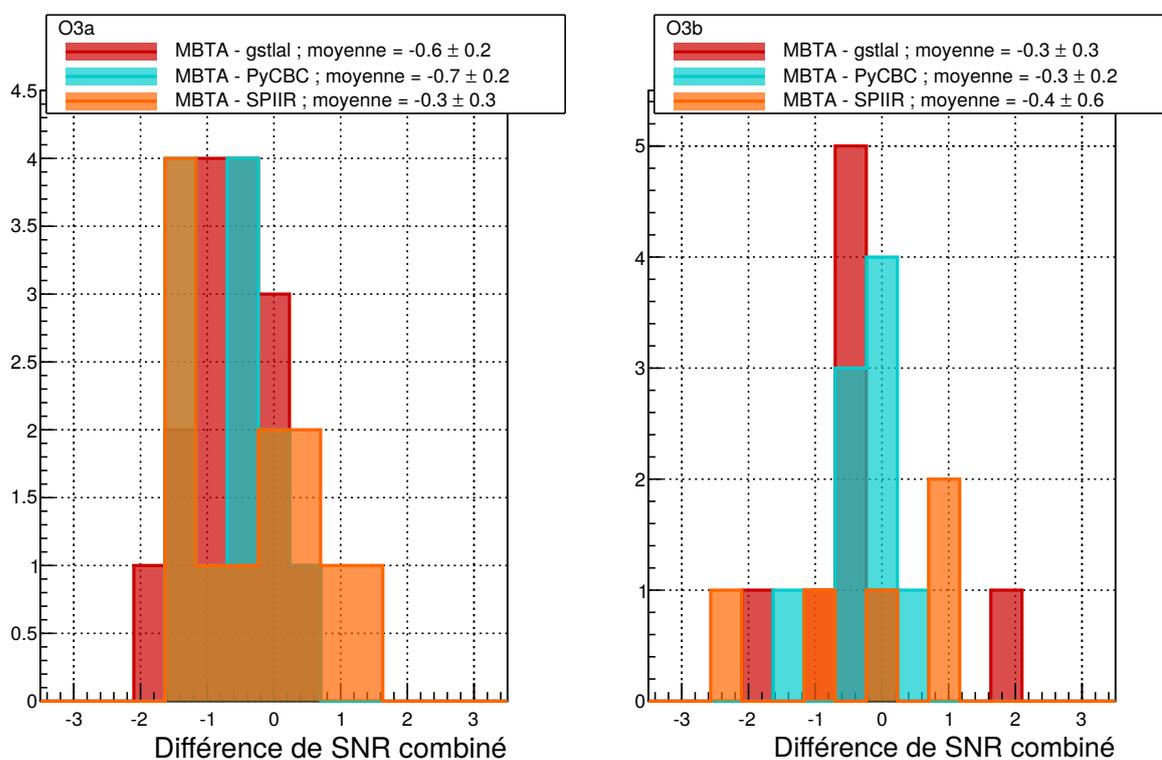


FIGURE 7.12 – Distribution des différences de SNR combinés mesurées entre MBTA et les autres *pipelines* durant O3. Les courbes de gauche sont celles obtenues pendant O3a, et celle de droite pendant O3b. Les courbes en rouge traitent des différences avec gstlal, celles en cyan avec PyCBC, et celles en orange avec SPIIR.

### 7.5.1.3 Détections dans un seul détecteur

Une des spécificités de O3 est l'envoi d'alerte pour des candidats détectés uniquement dans les données d'un seul instrument. Ce type de candidat peut arriver lorsque seul un détecteur prend des données, ou alors lorsque la source potentielle est placée de telle sorte

qu'un seul détecteur puisse avoir un *trigger* significatif.

L'étape de coïncidence permettant de s'affranchir de la plus grande partie des bruits locaux des détecteurs, envoyer des alertes à partir d'un seul détecteur augmente fortement les risques de fausse alarme. De plus, avec un seul détecteur, il est difficile d'estimer le bruit de fond nécessaire au calcul du FAR.

Durant O3, seul gstlal s'est risqué à de telles alertes. Ce *pipeline* a ainsi pu soumettre 13 candidats : 5 considérés comme des BNS, 2 comme des NSBH, 3 comme des BBH et 3 provenant plutôt de bruits terrestres (mais non rétractés). Bien que la plupart de ces candidats aient une probabilité d'être d'origine astrophysique supérieure à celle d'être d'origine terrestre, cette dernière est en générale plus élevée que dans le cas des coïncidences, ce qui s'explique par le fait qu'un seul *trigger* est par nature moins significatif qu'une coïncidence.

La proportion de BNS et de NSBH est ici plus importante que celle obtenue avec les coïncidences, ce qui peut s'expliquer par deux choses. Tout d'abord, dans le cas des BNS, le bruit de fond est généralement plus calme, ce qui diminue le FAR à un SNR donné. De plus, le choix de la collaboration est de favoriser les sources qui peuvent émettre de la lumière et des neutrinos, et donc de mériter un suivi multi-messagers.

Les signaux considérés comme provenant de bruits terrestres sont eux aussi plus nombreux qu'avec les coïncidences. Cela s'explique par les risques, présentés plus tôt, inhérents à l'envoi de telles alertes.

MBTA n'a pas soumis ce genre d'alerte, et n'a donc pas pu participer à ces possibles détections. Cependant, pour 12 de ces 13 alertes, MBTA a aussi pu enregistrer un *trigger* significatif dans le détecteur considéré. Les données de la treizième n'ont pas été analysées à cause d'un mauvais vecteur d'état.

Pour O4, il est envisageable d'envoyer de telles alertes, au moins pour la région 1, qui constitue la région où les bruits sont le mieux gérés, et où les sources (majoritairement des BNS) sont les plus intéressantes à suivre.

#### 7.5.1.4 Alertes rétractées

En plus de tous ces candidats, il y eu, durant O3, 21 alertes CBC qui ont été rétractées après leur envoi. Le tableau 7.2 recense les différents candidats qui ont mené à ces rétractations.

La RRT a choisi de rétracter ces alertes sur la base d'indications d'artéfacts instrumentaux visibles dans les données, la plupart de ces signaux étant à l'origine sortis des *pipelines* d'analyses comme étant moyennement significatifs. Plus de la moitié de ces alertes ont été soumises par gstlal, ce qui s'explique par le fait que ce soit le seul *pipeline* qui prenne le risque de soumettre des alertes dans le cas d'un candidat détecté par un seul instrument.

Concernant MBTA, le *pipeline* a soumis cinq alertes rétractées. Quatre d'entre-elles venaient de moments particulièrement bruités, elles ont motivé la création de l'ExcessRate (cf chapitre 5). Après l'ajout de cet outil, aucune alerte de ce type n'a plus été soumise par le *pipeline*.

La cinquième a eu lieu à la fin de O3, le 08 mars 2020, et est due à de très forts bruits dans L1 et à un concours de circonstances pour le *pipeline*. Une partie de ces bruits ont été supprimés par le *gating*, mais des *triggers* satellites ont pu produire une coïncidence LV. Alors que celle-ci aurait dû voir son FAR affecté par les poids définis dans le chapitre 6,

l'application du *gating* a trompé l'analyse, faisant penser à une situation où seuls deux détecteurs étaient disponibles. Le poids a donc été fixé à 1 au lieu de 0.01, permettant alors à la coïncidence d'obtenir un FAR proche de  $10^{-9}$  Hz. Ce problème provient majoritairement du fait que l'état des détecteurs nécessaires à l'application de ces poids est mis à jour toutes les secondes, alors que le *gating* est lui appliqué à une fréquence de 32 Hz. Cela a été changé par la suite, et ne devrait plus se reproduire pour O4.

<i>Pipelines</i>	O3a					O3b				
	MBTA	gstlal	PyCBC	SPIIR	Au moins un	MBTA	gstlal	PyCBC	SPIIR	Au moins un
H1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
L1	0	4	0	0	4	0	7	0	0	7
V1	0	0	0	0	0	0	1	0	0	1
Total 1 dét.	0	4	0	0	4	0	8	0	0	8
HL	0	0	0	0	0	2	0	0	2	4
HV	0	1	0	0	1	0	0	0	0	0
LV	1	0	0	0	1	2	0	1	0	3
HLV	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Total coïnc.	1	1	0	0	2	4	0	1	2	7
Total	1	5	0	0	6	4	8	1	2	15
FAR $\leq 1/(10 \text{ ans})$	0	1	0	0	1	1	5	0	0	6

TABLE 7.2 – Nombre d'alertes en ligne CBC qui ont été rétractées durant O3.

### 7.5.2 Précision de l'analyse en ligne sur la mesure des masses

Bien que l'analyse en ligne ne doive pas être nécessairement précise dans la mesure des paramètres intrinsèques des sources, ceux-ci, en particulier les masses, interviennent dans le calcul des différentes probabilités attachées aux alertes, et sont donc importants dans le suivi multi-messagers. Les paramètres les mieux mesurés sont les masses *chirp* et totales.

Nous ne connaissons pas a priori les masses des sources qui ont été détectées, mais une estimation des paramètres a été faite pour chacune de celles détectées durant O3a [73]. Pour le moment, seuls les résultats de cette période ont été rendus public, nous nous contenterons donc d'étudier O3a.

La figure 7.13 donne les distributions des différences relatives entre les masses mesurées en ligne par les *pipelines* CBC et celles estimées a posteriori par le *pipeline* PE qui est utilisé pour estimer avec plus de précision les paramètres de la source [87]. Les masses utilisées pour réaliser ces distributions sont les masses accessibles par les *pipelines* en ligne, i.e. les masses redshiftées (cf chapitre 1). Ces graphiques ne prennent pas en compte les incertitudes de mesures, qui peuvent parfois être importantes (en particulier pour la masse totale), ils ne doivent donc être considérés qu'à titre indicatif.

Les différents *pipelines* en ligne ont des précisions similaires sur les paramètres de masse. Chacun d'entre-eux possède des queues de distribution qui correspondent principalement à des événements aux paramètres "exotiques", qui n'entrent pas toujours dans l'espace des paramètres privilégié par ces *pipelines*. Par exemple, dans le cas de S190602aq, un BBH dont

les masses *chirp* et totale redshiftées ont été respectivement estimées par PE à  $75 M_{\odot}$  et  $170 M_{\odot}$ , MBTA ne recherchait pas encore de masses aussi élevées. Ce qui explique pourquoi le *pipeline* a fait une erreur de 80% sur la masse *chirp* et de 40% sur la masse totale.

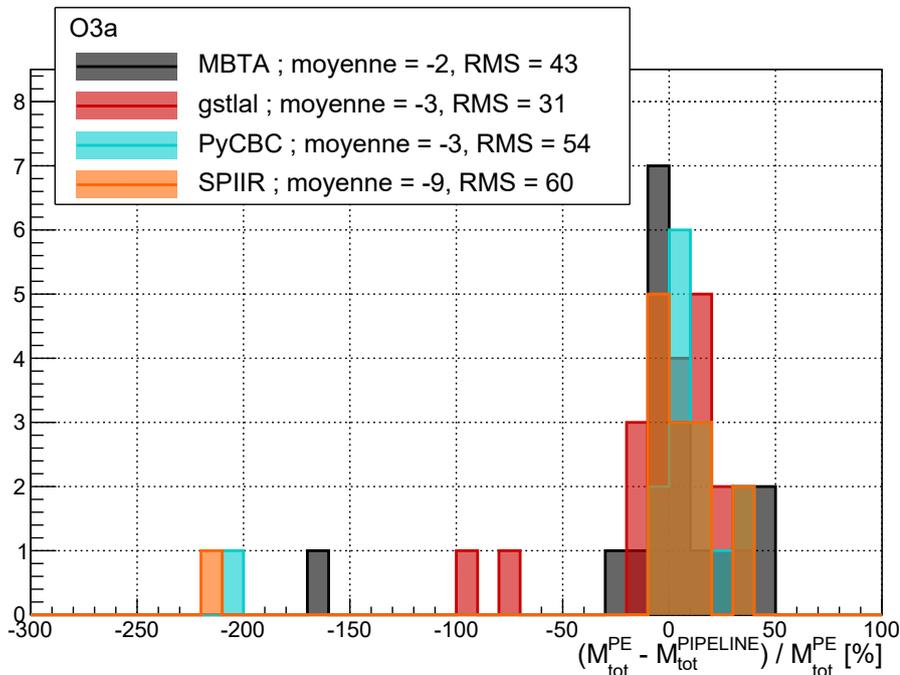
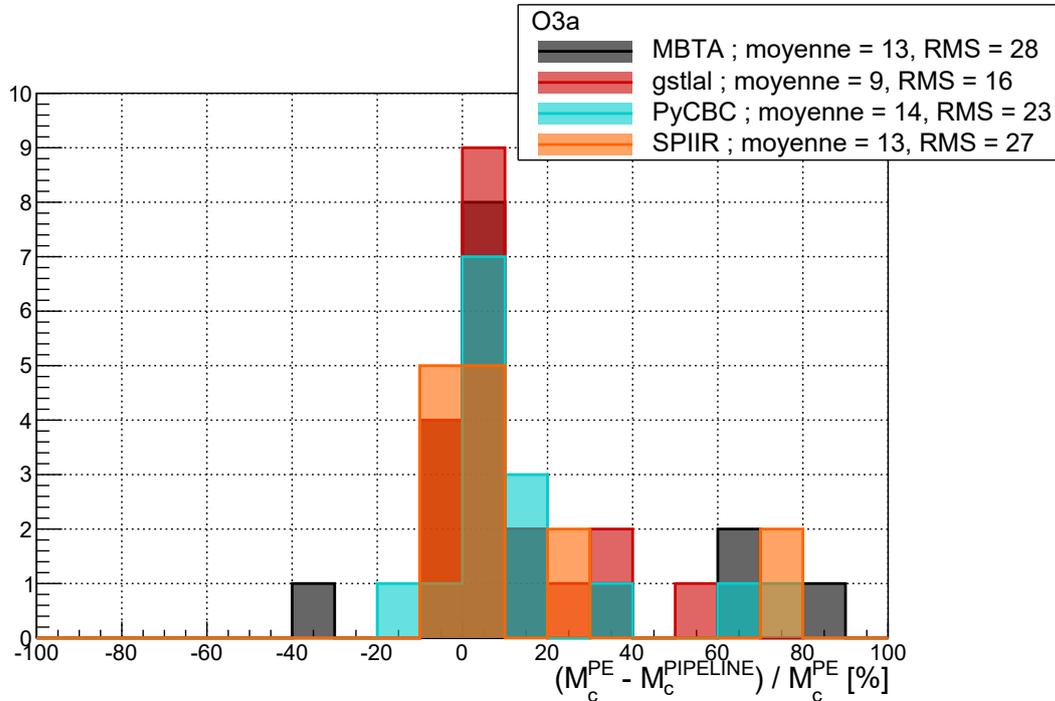


FIGURE 7.13 – Différences relatives entre les masses mesurées en ligne, durant O3a, par les *pipelines* CBC (notées PIPELINE) et celles estimées a posteriori (notées PE).

### 7.5.3 Résumé des candidats de MBTA

Durant O3, MBTA soumettait un candidat à GraceDB seulement si son FAR était inférieur à un par heure. La figure 7.14 montre la distribution cumulative, en fonction de leur IFAR, des 6209 coïncidences qui ont passé ce seuil. Afin de rendre plus lisible la figure, les deux coïncidences avec un IFAR supérieur à  $10^7$  jours ont été ramenées à cette valeur.

Cette figure montre que les coïncidences les plus significatives correspondent à des candidats astrophysiques. Les alertes rétractées se concentrent relativement près du seuil. Quelques candidats astrophysiques, détectés par les autres *pipelines*, n'ont produit dans MBTA que des coïncidences faiblement significatives.

Dans cette figure, il y a un point noir dont le IFAR dépasse de peu le seuil d'envoi d'alerte. Il est caché par les deux rétractions proches du seuil, mais il est visible sur la figure suivante. Celui-ci correspond à la coïncidence LV de la région 2 qui a déjà été abordée dans le chapitre 6 et provient a priori d'un bruit. Elle date de la période où, justement à cause d'un excès dangereux de bruit, les alertes avaient été désactivées pour la région 2. Le FAR était alors estimé avec uniquement trois heures de bruit de fond.

En retirant les coïncidences correspondant aux signaux astrophysiques connus, nous pouvons obtenir la figure 7.15. Cette figure montre un léger excès de bruit par rapport à la distribution attendue dans du bruit stationnaire.

Cet excès peut s'expliquer par la présence de périodes plus bruitées que les autres. Quelques-unes de ces périodes ressortent particulièrement de la période d'observation O3, toutes antérieures à la mise en place de l'ExcessRate, le 18 décembre 2019 :

- le 14 novembre 2019, 20 candidats ont été soumis par MBTA à GraceDB entre minuit et 1h UTC. Ces candidats semblent être dus à un excès de bruit dans H1 provenant d'un important séisme au large des Philippines ;
- le 21 novembre 2019, 17 candidats ont été soumis par MBTA à GraceDB entre 4h et 5h UTC, puis 21 autres entre 6h et 7h UTC. Ces candidats semblent être dus à des injections de signaux stochastiques dans les deux LIGO ;
- le 24 novembre 2019, 111 candidats ont été soumis par MBTA à GraceDB entre 9h et 11h UTC. Cette période coïncide avec un problème dans la reconstruction du signal de Virgo, qui a depuis été résolu. Elle contient une des alertes rétractées de MBTA : S191124be ;
- le 9 décembre 2019, 20 candidats ont été soumis par MBTA à GraceDB entre 12h et 13h UTC. Ces candidats semblent être dus à un excès de bruit dans L1 provenant d'activités de bûcheronnage à proximité de l'interféromètre.

En retirant les 11 heures qui contiennent chacune 10 candidats ou plus qui n'ont pas été identifiés comme astrophysiques, nous pouvons obtenir la figure 7.16a. S191124be disparaît, et les autres coïncidences qui ont nécessité une rétractation se rapprochent de la distribution attendue pour du bruit stationnaire.

Cet excès peut aussi s'expliquer par les fluctuations du bruit de fond : pour une statistique de classement donnée, le FAR mesuré n'est pas toujours le même et dépend de la qualité des données précédant la coïncidence. Une période de 24 heures de données plus bruitées que la médiane aura plus d'une chance sur deux de se trouver après 24 heures plus calmes que la médiane. Ce type de période produisant par nature beaucoup de *triggers*, le nombre de coïncidences sera plus important, et certaines auront nécessairement des statistiques de classement un peu plus élevées que la moyenne de toutes les coïncidences provenant de bruits. Le bruit de fond utilisé dans l'estimation du FAR étant en général plus calme, les

IFAR associés à ces coïncidences seront généralement plus élevés que ce qui est attendu dans du bruit stationnaire.

En recalculant le FAR de toutes les coïncidences de la figure 7.15 à partir des distributions de bruit de fond 12 heures après chaque coïncidence de O3, nous pouvons simuler un FAR estimé à partir d'un bruit de fond centré sur la coïncidence considérée. La figure 7.16b montre la distribution cumulative obtenue, où le nombre de coïncidences moyennement significatives se rapproche de la valeur attendue dans du bruit stationnaire.

Enfin, une partie de l'excès restant peut aussi être dû à des événements astrophysiques non-identifiés.

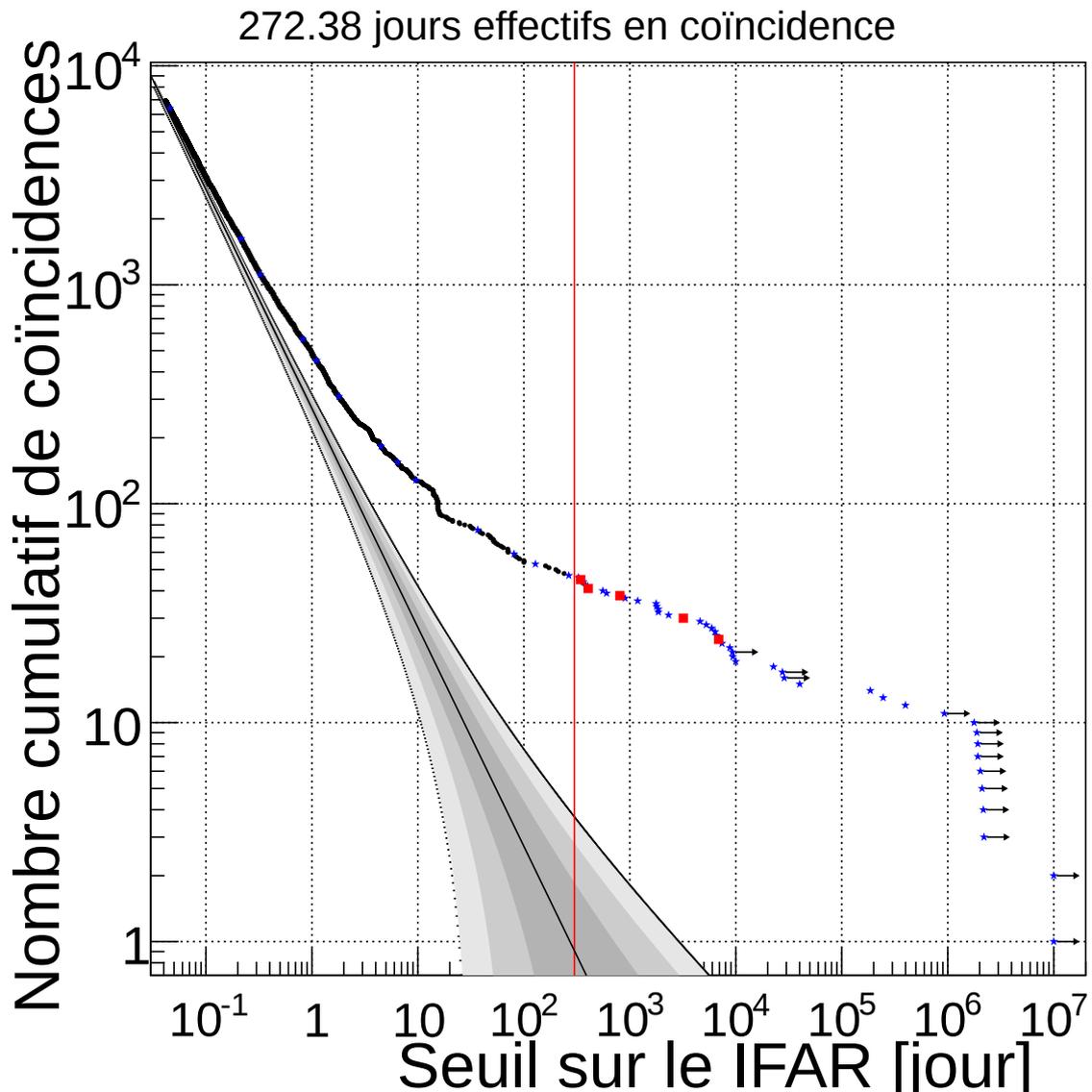


FIGURE 7.14 – Nombre cumulatif des coïncidences obtenues par MBTA durant O3 avec un IFAR supérieur à une heure. Les étoiles bleues correspondent aux coïncidences proches ( $\pm 5$  secondes) d'un candidat astrophysique, les carrés rouges aux coïncidences proches d'un candidat rétracté, et les points noirs aux autres coïncidences. La ligne rouge repère le seuil d'envoi d'alerte de dix mois. Les zones grises symbolisent les erreurs à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  sur la valeur attendue dans du bruit stationnaire.

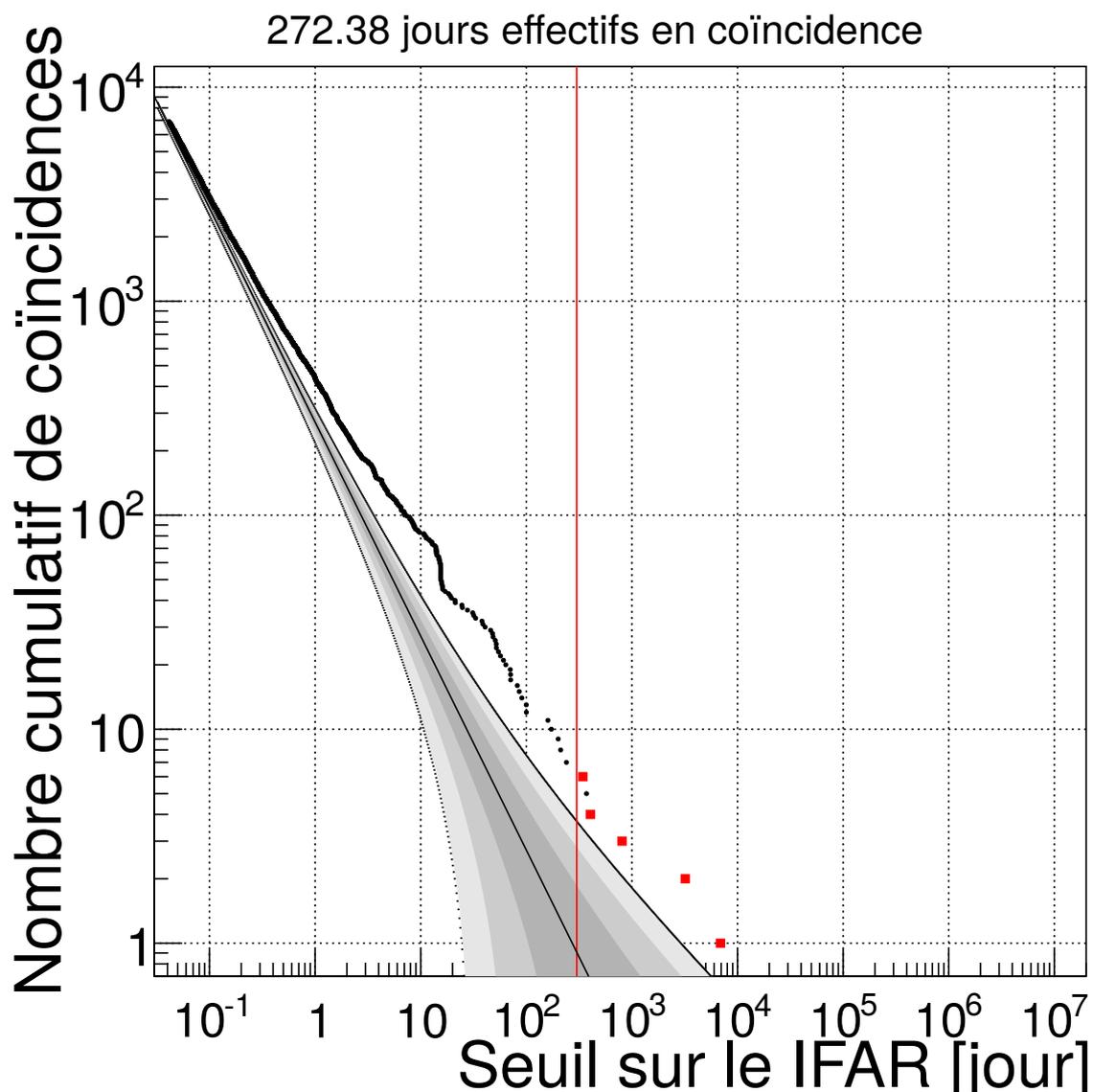


FIGURE 7.15 – Nombre cumulatif des coïncidences obtenues par MBTA durant O3 avec un IFAR supérieur à une heure, sans les coïncidences correspondant aux événements astrophysiques connus. Les carrés rouges correspondent aux coïncidences proches d'un candidat rétracté, et les points noirs aux autres coïncidences. La ligne rouge repère le seuil d'envoi d'alerte de dix mois. Les zones grises symbolisent les erreurs à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  sur la valeur attendue dans du bruit stationnaire.

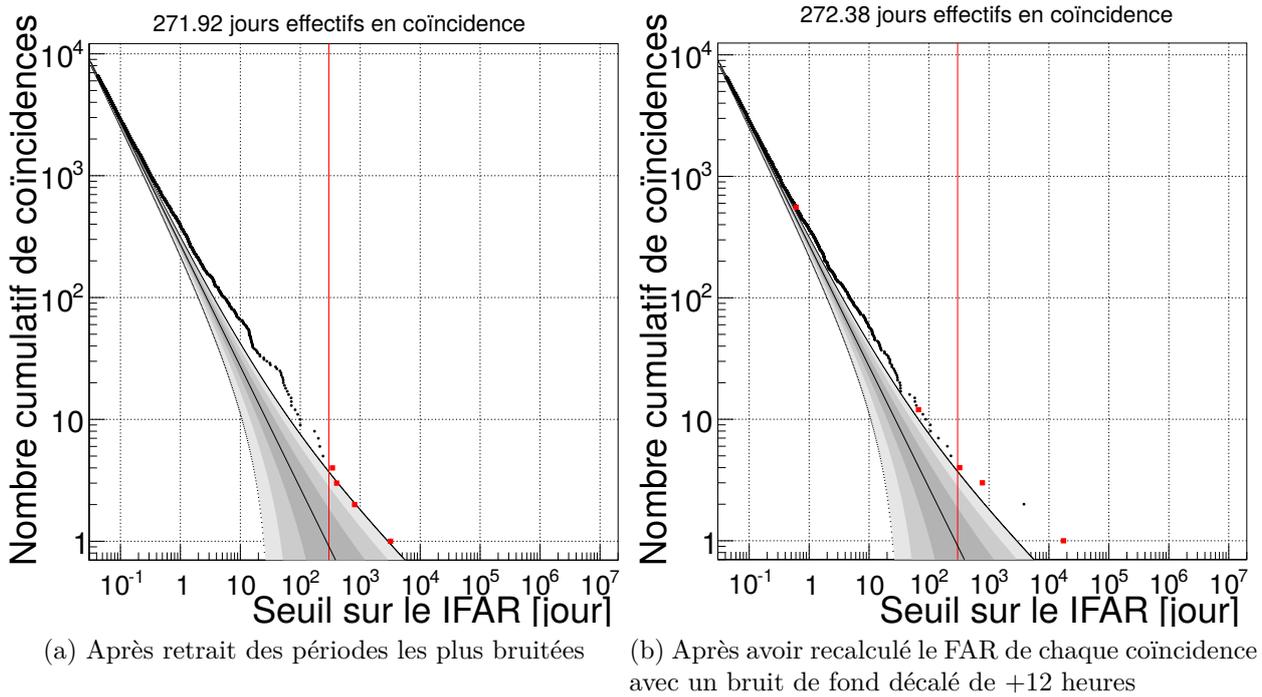


FIGURE 7.16 – Nombre cumulatif des coïncidences obtenues par MBTA durant O3 avec un IFAR supérieur à une heure, sans les coïncidences correspondant aux événements astrophysiques connus. Les carrés rouges correspondent aux coïncidences proches d'un candidat rétracté, et les points noirs aux autres coïncidences. La ligne rouge repère le seuil d'envoi d'alerte de dix mois. Les zones grises symbolisent les erreurs à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  sur la valeur attendue dans du bruit stationnaire.

## 7.6 L'apport scientifique de la période d'observation O3a

Après l'excitation des premières observations, de BBH durant O1, et d'une BNS avec contreparties électromagnétiques durant O2, O3 a été une période intense de prise de données qui a permis de produire un grand nombre de résultats scientifiques. Nous allons voir ici quelques-uns de ces résultats. Seuls les données de O3a étant publiques, nous nous concentrerons principalement sur cette période.

### 7.6.1 Présentation générale des résultats de O3

Comme nous l'avons fait remarquer plus tôt, 26 candidats CBC coïncidents et 7 candidats CBC repérés uniquement dans un seul détecteur ont été trouvés par les recherches en ligne durant O3a, plus respectivement 16 et 6 durant O3b, auxquels il faut rajouter un candidat *burst*. La figure 7.17 montre le nombre cumulatif d'événements et d'alertes non rétractées depuis le début de O1.

Sur cette figure, il est clair que la transition entre O2 et O3 représente un tournant majeur dans la détection d'ondes gravitationnelles. Alors que les deux premières périodes d'observations étaient marquées par les premières détections, O3 est la première période à

accumuler une statistique non-négligeable.

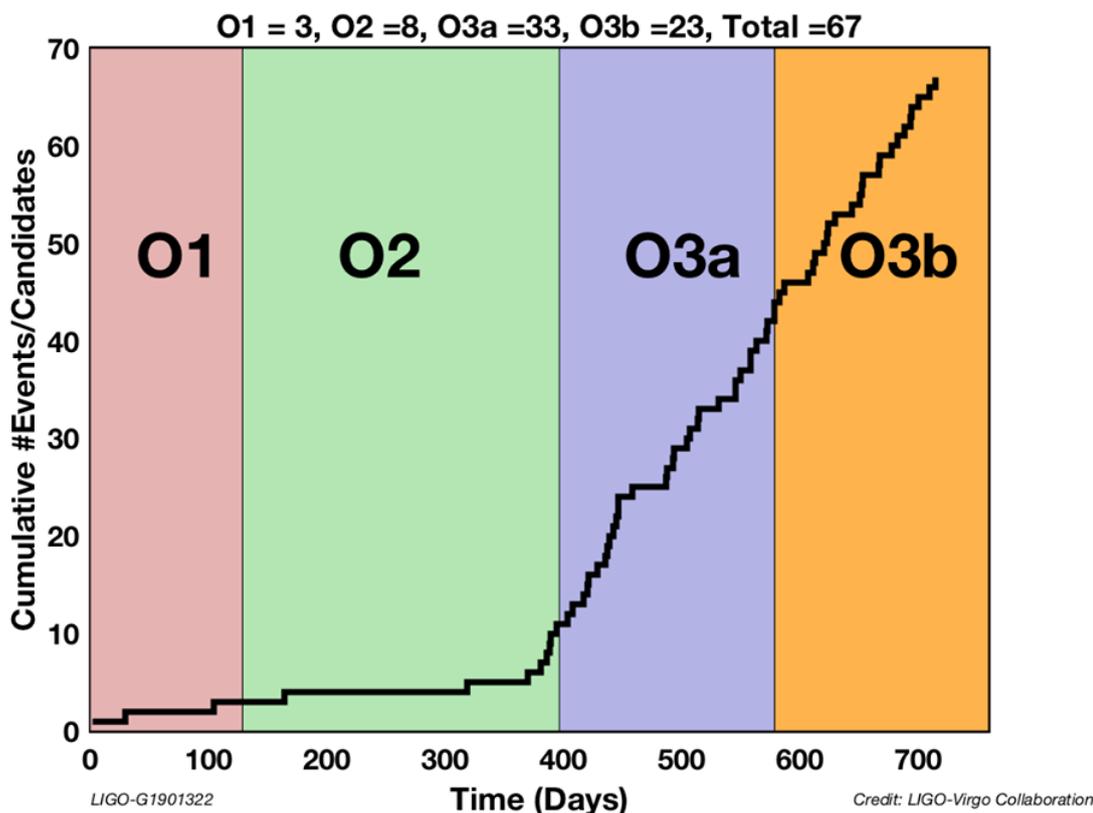


FIGURE 7.17 – Nombre cumulé d'événements et d'alertes non rétractées depuis O1. L'axe des abscisses indique le nombre de jours depuis le début de O1 (les périodes de pause ont été retirées), et l'axe des ordonnées indique le nombre de candidats obtenus depuis le début de O1.

Aux 33 candidats observés en ligne durant O3a, il faut en retirer 7 et en ajouter 13 à partir des résultats des analyses hors ligne, réalisées par les *pipelines* de cWB, gstlal et PyCBC. Le critère de sélection de ces candidats est d'avoir un FAR inférieur à 2 par an [73].

La période d'observation O3 se démarque aussi par la découverte de nouvelles sources, comme des possibles NSBH, des corps entre  $3 M_{\odot}$  et  $5 M_{\odot}$  labellisés *MassGap*, ou encore des trous noirs de masse supérieur à  $100 M_{\odot}$ , nommés IMBH (*Intermediate-Mass Black Hole*).

Le nombre de source détectées de chaque type est en accord avec la moyenne haute de ce qui était attendu pour O3 (cf fin du chapitre 1). Cela est très encourageant pour les périodes d'observations futures O4 et O5.

## 7.6.2 Quelques événements CBC particuliers

Devant un tel nombre d'événements, la collaboration LIGO-Virgo a décidée de publier des articles individuels seulement pour les plus intéressants d'entre-eux.

### 7.6.2.1 GW190412

GW190412 est une binaire de trous noirs, détectée de manière significative par les cinq *pipelines* à faible latence avec un SNR combiné de 19.

Cet événement est particulièrement intéressant car il fait intervenir des masses individuelles asymétriques de  $30 M_{\odot}$  et  $8 M_{\odot}$ . Le rapport de masse de l'ordre de 0.3 était la plus faible valeur observée jusqu'alors.

Dans le chapitre 1, nous avons uniquement considéré le premier moment non nul des ondes gravitationnelles : le moment quadrupolaire (cf équation 1.16). Plus précisément, l'onde peut être décomposée suivant la série des harmoniques sphériques repérées par un couple de deux nombre entier  $l$  et  $m$  (tels que  $l \geq 2$  et  $-l \leq m \leq l$ ). Le moment quadrupolaire est ainsi noté ( $l = 2, m = \pm 2$ )  $\equiv (2, 2)$ , en ce qui concerne les CBC il est très souvent largement dominant.

Dans le cas de GW190412, ce rapport de masses atypique permet pour la première fois de voir des traces significatives de modes d'ordres supérieurs, qui d'habitude ne participent que peu à l'amplitude du signal. L'ajout des modes supérieurs à la forme d'onde permet ainsi de mieux rendre compte des données, et augmente le SNR mesuré d'environ 5%. C'est le mode  $(3, 3)$  qui est le second mode dominant.

Toujours grâce au faible rapport de masse, les ordres post-newtoniens supérieurs de la partie *inspiral* du signal contiennent eux aussi une partie plus importante de l'énergie du signal que d'habitude. Cela permet donc de réaliser des tests plus poussés sur les prédictions de la théorie de la Relativité Générale. Comme pour les événements de O1 et O2, aucune déviation significative n'a été observée.

La plupart des canaux de formation des BBH envisagés prédisent des rapports de masses de l'ordre de l'unité. Il est intéressant de se poser la question de la formation d'un tel système.

Les deux canaux de formation habituellement privilégiés sont l'évolution stellaire et la formation dynamique. L'évolution stellaire, qui suppose que les trous noirs soient le résultat de deux étoiles massives en fin de vie, prévoit peu de sources à faible rapport de masse, mais cela reste cependant possible, en particulier dans des environnements de faible métallicité. Le cas de la formation dynamique, supposant des rencontres fortuites de trous noirs dans des zones denses de l'Univers, reste lui aussi possible, en particulier si le trou noir le plus lourd provient lui-même de la fusion d'autres trous noirs plus légers.

D'autres mécanismes peuvent être envisagés, comme la formation de la binaire dans un système à trois ou quatre étoiles [98].

### 7.6.2.2 GW190425

GW190425 est un événement étiqueté BNS, détecté uniquement par gstlal, dans les données de L1 avec un SNR de 13. H1 n'était alors pas en fonctionnement et le SNR dans Virgo n'était que d'environ 2.5.

Nous pouvons légitimement le comparer à GW170817 (cf chapitre 1), la précédente BNS observée. Contrairement à cette dernière, la source de GW190425 est plus lointaine ( $D_L \approx 160$  Mpc) et moins bien localisée ( $\Omega \approx 8300$  deg<sup>2</sup>). Cela peut être une explication du fait qu'il n'y a pas eu de contrepartie identifiée pour cet événement, ce qui a empêché une mesure plus précise de la constante de Hubble. Elle n'a pas non plus permis de mettre des contraintes plus fortes que ce qui avait été fait avec GW170817 sur l'équation d'état de la matière ultra-dense.

Cet événement se démarque tout de même par sa masse totale de  $3.4 M_{\odot}$ . Celle-ci est la plus élevée jusqu'alors observée dans un système de type BNS, la figure 7.18 montre qu'elle dépasse de  $5\sigma$  la distribution de masse totale des BNS de la Voie Lactée. Cela pose certaines questions sur l'origine d'un tel système.

Deux scénarios sont là aussi privilégiés : l'évolution stellaire ou la formation dynamique. Le premier suppose que les deux étoiles à neutrons se soient formées au sein d'un système d'étoiles double, où la première étoile à neutrons à s'être formée augmente sa masse en consommant une partie celle de l'autre étoile massive proche. Le second scénario suppose que les deux étoiles à neutrons furent créées dans deux environnements différents, et que l'une d'entre-elle soit venu remplacer le compagnon de l'autre.

D'autres explications plus exotiques de ces masses peuvent aussi être envisagées, comme un effet de lentille gravitationnelle qui augmente les masses détectées, ou encore le fait qu'au moins l'un des deux objets soit un trou noir, stellaire léger ou primordial [99].

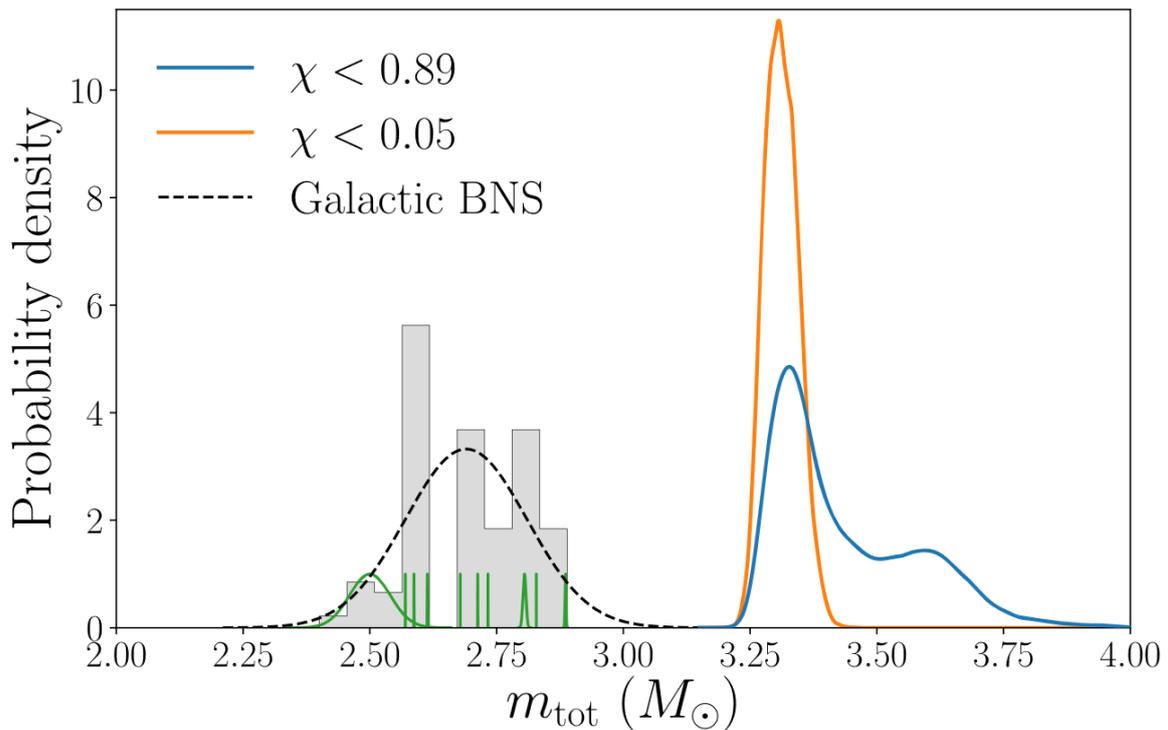


FIGURE 7.18 – Masse totale de GW190425 et des 10 BNS connues dans la Voie Lactée. Les courbes bleue et orange représentent les densités de masse totale a posteriori de GW190425, sous les hypothèses de deux priors de spins différents. La distribution grise est celle des masses totales des BNS de la galaxie, estimées à partir des maxima des densités de probabilité individuelles de chaque source en vert, et la courbe en pointillés en est une approximation gaussienne. Crédit : Abbott et al. [99]

### 7.6.2.3 GW190521

GW190521 est un événement BBH détecté de façon significative en ligne par les *pipelines* PyCBC et cWB, avec un SNR combiné de 14. Dans le cas de MBTA, il n'a pas été détecté à cause de ses paramètres atypiques que le *pipeline* ne recherchait alors pas encore.

GW190521 est spécial de par les masses qu'il met en jeu, et surtout la masse du trou noir final, environ  $140 M_{\odot}$ , qui est supérieure à toutes celles jamais observées dans le cas

de trous noirs stellaires. Cette masse dépasse  $100 M_{\odot}$ , ce qui vient peupler la zone entre les trous noirs stellaires alors connus et les trous noirs supermassifs. Ce type de trous noirs est nommé trou noir de masse intermédiaire, ou IMBH.

La masse totale de GW190521 rend la forme d'onde intéressante pour explorer les parties *merger* et *ringdown*, qui représentent la majorité du signal détecté. En particulier, c'est le premier événement pour lequel le *ringdown* peut être bien observé.

Cette partie du signal peut être modélisée par une sinusoïde amortie avec, dans ce cas, une fréquence de  $66_{-3}^{+4}$  Hz et un temps caractéristique d'amortissement de  $19_{-7}^{+9}$  ms, les données obtenues sont là encore en accord avec la Relativité Générale. À partir de l'étude du *ringdown*, la masse redshiftée du trou noir final a pu être estimée à  $252_{-64}^{+63} M_{\odot}$  et son spin à  $0.65_{-0.48}^{+0.22}$ , ce qui est en accord avec les mesures qui ont été faites sur la partie *inspiral* de l'onde [61].

Les deux trous noirs à l'origine de cet événement sont les trous noirs stellaires les plus massifs observés jusque là dans des binaires ( $85 M_{\odot}$  et  $65 M_{\odot}$ ). Leur masses viennent remettre en question le rôle de l'instabilité de paires dans les supernovæ des étoiles les plus massives. Ce phénomène est censé empêcher la création de trous noirs trop massifs, les étoiles ayant des masses comprises entre  $100 M_{\odot}$  et  $130 M_{\odot}$  perdent une grande partie de leur masse dans la supernova, alors que les étoiles plus massives se disloquent pour ne laisser aucun résidu. Cela a pour effet de créer un *gap* dans la distribution de masse des trous noirs stellaires entre  $60 M_{\odot}$  et  $100 M_{\odot}$ , là où se trouvent justement les deux trous noirs initiaux de GW190521.

Là encore, plusieurs scénarios de formations alternatives peuvent alors être envisagés. Le plus probable est la formation hiérarchique par coalescence d'autres trous noirs plus légers, les trous noirs mis en jeu dans GW190521 seraient alors ce que l'on nomme des trous noirs de seconde (ou plus) génération. D'autres mécanismes pourraient contourner le *gap* de l'instabilité de paires, comme la fusion préalable d'étoiles, ou l'accrétion de masse dans une zone dense. Comme souvent, ce signal peut aussi provenir de sources plus atypiques (cordes cosmiques, trous noirs primordiaux, supernovæ...), ou être déformé par un effet de lentille gravitationnelle fort [100].

#### 7.6.2.4 GW190814

GW190814 est un événement faisant intervenir un trou noir, de  $23 M_{\odot}$ , et un autre objet compact, de  $2.6 M_{\odot}$ . Il a été détecté en ligne, dans les données de L1 et V1, par le *pipeline* *gstlal*, et par la version de test de MBTA. Peu de temps après la détection, les données de H1 ont aussi été prise en compte et un *trigger* significatif et cohérent avec la coïncidence y a été détecté. Le SNR combiné dans les trois détecteurs est d'environ 25.

Cette coalescence est la première mettant en jeu un trou noir et un objet beaucoup plus léger, le rapport de masse a été estimé  $q = 0.112_{-0.009}^{+0.008}$ . Ce type d'événements est attendu pour être plutôt rare, or avec les données de GW190814 et des observations précédentes, le taux de ceux-ci a été estimé à  $7_{-6}^{+16} \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$ .

Comme avec GW190412, un tel rapport de masse permet d'explorer les ordres supérieurs multi-polaires. Là encore, c'est l'ordre (3, 3) qui est le second ordre dominant. De plus, des tests sur les ordres post-newtonniens ont pu être réalisés, et n'ont révélé aucune trace de déviation par rapport à la théorie de la Relativité Générale.

Si l'objet le plus massif peut être facilement identifiable à un trou noir, la question de la nature du plus léger se pose. En raison du manque de détection de contrepartie électromagnétique ou d'effet de marée significatif dans le signal gravitationnel, il n'est pas facile de trancher entre une étoile à neutrons ou un trou noir.

Bien que la nature de cet objet ne soit pas connue, il est raisonnable de se poser aussi la question de l'origine du système binaire qui a mené à GW190814. L'importante asymétrie des masses ne privilégie ni la formation stellaire ni la formation dynamique. D'autres environnements de formation plus exotiques peuvent être envisagés, tel que le disque d'accrétion d'un trou noir supermassif.

GW190814 est aussi spécial de par sa localisation : c'est à ce jour le CBC observé sans contrepartie le mieux localisé ( $18.5 \text{ deg}^2$  pour un intervalle de confiance à 90%).

En comparant sa position à un catalogue de galaxies, il est possible de déterminer un redshift et donc d'estimer la constante de Hubble  $H_0$ . Uniquement avec cet événement, la valeur obtenue est de  $74_{-13}^{+59} \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  (maximum de la distribution de probabilité), ce qui en fait une bonne chandelle standard sombre, équivalente à GW170814. En combinant GW190814 avec les événements de O1 et O2, avec uniquement des informations obtenues grâce aux ondes gravitationnelles,  $H_0$  peut être estimé à  $69_{-7}^{+13} \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ . Cette mesure est encore imprécise, mais va s'améliorer au fil des détections [101].

## 7.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu faire le bilan de O3.

Nous avons commencé par rappeler les défis qui se sont posés à l'analyse en ligne durant cette période, comme l'envoi d'alertes automatiques et publiques, et les changements qui ont dus être apportés au *pipeline* pour traiter un réseau d'interféromètres aux sensibilités hétérogènes. Nous avons aussi traité des changements dans l'architecture du *pipeline*, et de leur intérêt.

Nous avons ensuite abordé l'état des détecteurs durant cette période d'observation, avant de se tourner vers un bilan plus spécifique de MBTA. D'un point de vue technique, l'analyse s'est comportée bien mieux que durant O2, et aucun problème majeur n'a demandé un redémarrage total du *pipeline*. Concernant les résultats de l'analyse, MBTA a une efficacité comparable à celle des autres *pipelines*.

Enfin, nous avons détaillé quelques résultats scientifiques de O3a. Ces résultats ne sont que les premiers à être rendus public, de nombreux autres sont encore à venir (populations de trous noirs, tests de la Relativité Générale...).



# Conclusion et perspectives

OUT au long de ce manuscrit, nous avons pu voir en détail le fonctionnement de la recherche d'ondes gravitationnelles MBTAOnline, ainsi que son évolution entre les périodes d'observation O2 et O3.

## De O2 à O3

Le *pipeline* MBTAOnline recherche les ondes gravitationnelles émises par des coalescences de binaires compactes. Il fait partie de la chaîne d'analyse en ligne de la collaboration LIGO-Virgo-KAGRA qui, depuis O3, émet automatiquement des alertes publiques lorsqu'un candidat suffisamment significatif est repéré.

Les résultats de l'analyse faite par MBTA durant O2 ont montré que le *pipeline* n'était pas pleinement adapté pour une recherche efficace. Certains outils trop agressifs ont retiré des événements astrophysiques importants. De plus, des limitations techniques se sont fait sentir sur la capacité du *pipeline* à recevoir et analyser les données, puis à soumettre des candidats. Pour O3, une nouvelle version du *pipeline* a vu le jour. Cette dernière utilise plus de puissance de calcul et d'espace disque, et applique des outils de réjection des bruits plus fins et progressifs.

Durant toute la période d'observation O3, près de 60 nouveaux événements ont été observés, soit cinq fois plus qu'O1 et O2 réunis. Au vu des performances de l'analyse MBTAOnline, les travaux présentés dans ce manuscrit ont permis de relever pleinement les défis de O3 et de rivaliser avec les autres *pipelines* à faible latence. Bien que tous les résultats ne soient pas encore publics, les observations faites durant O3, auxquelles MBTA a participé, ont permis de nombreuses découvertes scientifiques et la publication de plusieurs articles par la collaboration LVK.

## Préparer l'analyse pour O4

Depuis la fin de O3, le *pipeline* MBTA suit deux voies d'évolution distinctes : une recherche hors ligne que nous aborderons à la fin de ce chapitre, et la continuité de la recherche en ligne qui doit être préparée pour la période d'observation O4, prévue de 2022 à 2023.

### Les banques de calques

Parmi toutes les modifications nécessaires pour O4, nous pouvons par exemple citer les banques de calques. Celles-ci vont devoir être mises à jour avec les nouvelles sensibilités des détecteurs, elles pourront explorer un espace étendu à hautes masses, et les formes d'ondes pourraient inclure des ordres supérieurs afin de mieux détecter certains événements

atypiques. Toutes ces modifications risquent d’apporter un bruit de fond différent de celui de O3, qu’il faudra alors convenablement gérer. Pour cela, les outils utilisés durant O3 devront incorporer certaines des modifications proposées dans ce manuscrit, ainsi que d’autres. Avec l’amélioration des sensibilités et l’arrivée de KAGRA, de nouveaux outils verront sûrement le jour.

Toujours concernant les calques, l’ajout de masses supérieures à  $100 M_{\odot}$ , qui représentent le plus souvent des signaux très courts, a augmenté le bruit de fond de la région 3 et a pu poser un problème à l’analyse en ligne. Par ailleurs, comme nous l’avons rapidement fait remarquer dans le chapitre 2, les fréquences d’échantillonnage utilisées par MBTA ne sont pas adaptées à certains de ces calques. Pour O3 le problème a été partiellement ignoré, mais dans le futur il pourra être en partie résolu avec l’ajout d’une nouvelle région ne recherchant que les sources aux paramètres les plus asymétriques, cela afin d’ajuster les outils à ces signaux et de limiter leur impact sur le bruit de fond de la région 3.

## Pré-traitement des données

Avant d’analyser les données, MBTA leur applique un pré-traitement à l’aide du *gating*. Cet véto temporel utilise le *range* BNS pour repérer et retirer les bruits les plus intenses, mais il peut aussi être déclenché par les signaux astrophysiques les plus courts. Afin de minimiser les risques de perte d’événements, MBTA analyse deux fois une partie de l’espace des paramètres : avec et sans *gating*.

Dans le futur, il pourrait être intéressant de redéfinir le *range* sur lequel cet outil est déclenché. En utilisant un *range* défini à partir d’une source plus massive, un BBH par exemple, cet outil se concentrerait sur des bruits à plus basses fréquences. Avant de décider de cette modification, il convient de réaliser une étude complète de la répartition en fréquence des bruits, pour éventuellement utiliser un *gating* différent en fonction de la région considérée. Il conviendrait ensuite de redéfinir les paramètres à utiliser dans le calcul du *range* et du seuil, et de ré-estimer les risques de déclenchement par des signaux astrophysiques. À plus court terme, la principale modification qui pourrait être faite serait de revoir la définition de la région 4. Avec l’amélioration des sensibilités et donc l’augmentation des SNR, certains signaux NSBH et BBH risquent de déclencher le *gating* et donc d’être manqués par l’analyse. L’extension de la région 4 à de nouveaux calques risque d’augmenter la puissance de calcul nécessaire et le nombre de *triggers* de bruit captés par cette région. Actuellement, le taux de coïncidences fortuites de la région 4 est de l’ordre de  $10^{-5}$  par an, ce qui implique que toutes les coïncidences de cette région proviennent de signaux astrophysiques et atteignent le FAR minimal. Dans le futur, en fonction des différences de sensibilité entre les détecteurs, il pourrait être intéressant de réduire le seuil de la région 4 afin d’éviter la perte d’événements aux SNR asymétriques, mais en s’assurant de conserver un faible taux de coïncidences fortuites.

## Recherche des *triggers* dans les données d’un détecteur

Une fois les données pré-traitées, MBTA y recherche des signaux astrophysiques par la méthode du filtrage adapté. Afin de retirer un maximum de bruits non-gaussiens, les *triggers* ne sont pas sélectionnés uniquement sur leur SNR. Un test du  $\chi^2$  sur la répartition du SNR dans les différentes bandes de fréquence est appliqué, et une statistique de classement qui mélange le SNR avec l’auto $\chi^2$ , qui compare le signal temporel observé avec celui attendu, et l’ExcessRate, qui repère les moments anormalement bruités, est utilisée.

À l’avenir, il sera sûrement important de revoir ces outils pour les adapter aux sensibilités

futures des interféromètres. Le calcul de l'auto $\chi^2$  pourrait aussi se faire sur une fenêtre de temps variable, incluant plus ou moins d'informations en fonction des paramètres du signal détecté. De plus, il sera sans doute intéressant de revoir le fonctionnement de l'ExcessRate pour y ajouter des informations issues de temps postérieurs au *trigger*, cela pourrait permettre d'éviter certains cas de faux positifs tels que G357126, et de réduire l'impact des périodes bruitées sur le bruit de fond. Afin de limiter l'augmentation de latence que cela implique, MBTA pourrait soumettre un premier candidat obtenu avec l'ExcessRate actuel, et mettre à jour celui-ci quelques secondes plus tard avec les nouvelles informations pour guider au mieux la RRT.

## Construction des coïncidences et calcul du FAR

Lorsqu'au moins deux *triggers* avec les mêmes paramètres astrophysiques sont produits dans un intervalle de temps donné dans deux détecteurs différents, MBTA construit une coïncidence et y associe un FAR. Afin de limiter les risques de faux positifs, les statistiques de classement combinées incluent des informations sur la cohérence des paramètres extrinsèques mesurés dans chaque instrument. De plus, le FAR est, depuis O3, estimé à partir de 24 heures de bruit de fond, et est pondéré par la plausibilité astrophysique du type de la coïncidence détectée.

Plusieurs pistes d'amélioration sont envisagées pour ces outils. Dans le cas des tests de cohérence et des poids, il pourrait être intéressant d'explorer d'autres types de sources que les BNS et de prendre en compte des effets tels que les variations des *ranges*, ou les corrélations entre les paramètres. Pendant O4 (et pour l'analyse hors ligne), pour que les coïncidences les moins probables ne ressortent pas indûment lorsque seulement deux détecteurs fournissent des données analysables, des poids seront aussi appliqués sur le FAR dans ce cas. Il pourrait être intéressant d'incorporer ces informations directement dans la statistique de classement. De plus, MBTA pourrait aussi inclure des paramètres intrinsèques dans le calcul de la vraisemblance afin de réaliser une recherche ciblée adaptée aux distributions astrophysiques. Enfin, si le *pipeline* dispose à l'avenir de plus de puissance de calcul, les 24 heures de bruit de fond pourraient être étendues à plusieurs jours, et ainsi permettre une meilleure estimation du FAR.

Afin de regrouper les coïncidences temporellement proches, MBTA construit des *clusters*. Comme nous l'avons aussi abordé dans le chapitre 2, le FAR de ces *clusters* correspond au FAR de la coïncidence la plus intense qu'il contient, multiplié par un facteur de correction. Avant O3, une rapide étude a montré que ce facteur pouvait être choisi constant dans toutes les régions et à tous les SNR. Cependant, il est possible d'affiner la méthode en définissant une correction linéaire en SNR, et différente pour chacune des régions.

## Comprendre les problèmes et tester les modifications

Enfin, avant de débiter la période d'observation O4, certains effets fins devront être compris et, le cas échéant, corrigés. En particulier, nous avons vu dans le chapitre 7 qu'il est possible que les SNR mesurés par MBTA soient légèrement inférieurs à ceux des autres *pipelines*, réduisant ainsi l'efficacité de la recherche. De plus, vers la fin de O3, il a été remarqué que certaines cartes du ciel produites par MBTA étaient légèrement décalées par rapport à celles des autres *pipelines*, a priori en raison d'une mauvaise estimation des temps d'arrivées de l'onde dans les interféromètres. Ces deux différences avec les autres *pipelines*

doivent être comprises et éventuellement corrigées avant O4.

Pour cela, MBTA devra encore fonctionner sur des données en ligne typiques de O4 et réaliser des campagnes d'injections afin de comprendre les biais et de quantifier l'efficacité du *pipeline*. Ces injections devront être mieux pensées que celles utilisées par l'analyse en ligne au début de O3, il faudra surement inclure des masses plus élevées, ainsi que sonder des intervalles de distance adaptés aux capacités de détection du *pipeline*. L'analyse hors ligne sera un atout majeur pour accumuler un maximum de statistique.

## Les nouveaux outils à implémenter

### Le calcul de $P_{Astro}$

Un ajout important que MBTA doit mettre en place est un calcul spécifique des probabilités  $P_{Astro}$ . Ces probabilités, définies pour chaque origine possible du signal observé, ont été estimées durant O3 par une méthode mise au point avec le *pipeline* gstlal, elles ne sont donc pas nécessairement optimales pour MBTA. En pratique, pour une source astrophysique  $\mathcal{S}$  (= BNS, MassGap, NSBH, BBH ) donnée, la valeur de  $P_{Astro}$  s'exprime de la manière suivante :

$$P_{Astro}(\tilde{\rho}|\mathcal{S}) = \frac{\mu_S(\tilde{\rho}|\mathcal{S})}{\mu_S(\tilde{\rho}|\mathcal{S}) + \mu_N(\tilde{\rho}|\mathcal{S})}$$

Avec  $\tilde{\rho}$  la statistique du classement du candidat, et  $\mu_S$  et  $\mu_N$  les taux de candidats respectivement astrophysiques et provenant de bruits pour la source considérée. La valeur de  $\mu_N$  correspond au FAR du candidat considéré. Concernant  $\mu_S$ , il est nécessaire de se baser sur les précédentes détections pour supposer une distribution du nombre d'événements astrophysiques d'une source donnée à une statistique de classement donnée.

Afin d'obtenir un jeu de valeur de  $P_{Astro}$ , distribué de manière cohérente sur tous les types de source, il convient de prendre en compte le fait qu'une source d'un certain type peut produire des *triggers* d'un autre type. Il faut alors modifier l'équation précédente, en ajoutant des termes qui dépendent des paramètres de masses et de spins du calque du candidat, et qui quantifient cette probabilité dans les taux des bruits et des événements attendus. Cela peut se faire à l'aide de campagnes d'injections [89].

### L'envoi de candidats obtenus à partir des données d'un seul interféromètre

Avec le réseau actuel de détecteurs, il n'est pas rare que certaines parties du ciel ne soient bien couvertes que par un seul d'entre eux. Cela peut provenir de différents facteurs, la source peut par exemple se trouver dans une position spécifique pour laquelle les autres interféromètres sont aveugles. La principale cause de ce type d'observation reste cependant les temps morts dans l'analyse en coïncidence, dus au fait que les détecteurs, pour de multiples raisons, n'observent pas 100% du temps. Il arrive donc que seul un des deux LIGO puisse détecter des événements, avec aussi parfois Virgo. Les différences de sensibilité entre ces instruments impliquent souvent que seul le *trigger* du LIGO est assez significatif pour passer les seuils.

Durant O3, seul gstlal envoyait des alertes pour des candidats détectés uniquement par un instrument. Bien qu'avec l'arrivée de KAGRA, les moments où un seul détecteur sera en prise de données deviendront plus rares, cette situation se présentera sans doute encore durant O4. Il est donc souhaitable que MBTA évolue pour participer à cette recherche.

Envoyer des alertes pour ce type de candidat pose plusieurs difficultés. Premièrement, sans étape de coïncidence, les risques de fausses alarmes augmentent fortement. Pour cette raison, dans un premier temps, il est probable que seule la région 1 sera concernée par ces alertes. Cette région a l'avantage d'être la plus propre des trois, celle où le bruit, après application des outils de réjection, suit une distribution quasi-gaussienne, sans excès trop important. De plus, cette région recherche majoritairement des signaux BNS. Les BNS étant des sources pour lesquelles il est probable d'observer des contreparties électromagnétiques ou neutrinos, il est convenable de maximiser les chances de telles détections en envoyant des alertes provenant d'un seul *trigger*, même si cela augmente un peu les risques de fausses alarmes.

Avec un seul détecteur, et parfois un *trigger* sous le seuil dans un autre, ce type de candidat présente des cartes du ciel peu précises. La plupart du temps, elle est trop grande pour réaliser une recherche ciblée de contreparties, mais il est possible que le candidat survienne en coïncidence avec un GRB, par exemple, ce qui permettrait de le positionner plus précisément.

Une autre difficulté de ce type d'alertes est l'estimation de leur FAR. Jusque là, nous avons estimé des FAR à partir de coïncidences, ce qui permet d'accumuler une grande quantité de bruit de fond en un temps limité, et donc d'obtenir des FAR assez bas pour dépasser le seuil d'envoi d'alerte. Dans le cas des candidats détectés dans un seul instrument, utiliser les distributions journalières de statistique de classement des bruits du détecteur et de la région considérés ne suffira pas à obtenir des FAR suffisamment bas. Afin de résoudre ce problème, une solution serait de considérer ce type de *trigger*, correspondant à un calque virtuel, comme une coïncidence entre deux calques réels. Par un raisonnement similaire à ce qui est fait pour les coïncidences, le bruit de fond nécessaire au calcul du FAR peut ici être estimé en accumulant des combinaisons des *triggers* des calques réels les bandes basses et hautes fréquences. Cette méthode pose tout de même un problème car, contrairement à deux *triggers* de bruits dans deux détecteurs différents, ceux de deux calques réels peuvent provenir du même bruit local et donc être corrélés. Une étude serait donc nécessaire pour estimer et prendre en compte ces corrélations. Une autre manière d'estimer le FAR des signaux spécifiques à un détecteur est d'utiliser les distributions des statistiques de classement des *triggers* de ce détecteur, et de les extrapoler à hautes statistiques de classement afin de peupler convenablement les queues de distribution. La nature même du bruit rend cette extrapolation complexe, nous pouvons citer plusieurs approches. `gstlal` utilise une estimation par noyau dite KDE, qui consiste à modéliser empiriquement les distribution par des sommes de fonctions données (typiquement des fonctions gaussiennes) [63]. Cette approche permet de bien coller aux données expérimentales, mais est très dépendante des paramètres du modèle, et a tendance à rapidement sous-estimer le FAR. Des modèles moins optimistes peuvent aussi être utilisés, nous pouvons par exemple citer l'utilisation de lois de puissance [102], ou encore le choix vers lequel `PyCBC` semble s'orienter, qui est de conserver la distribution expérimentale et de la prolonger de façon continue par une loi de puissance [103].

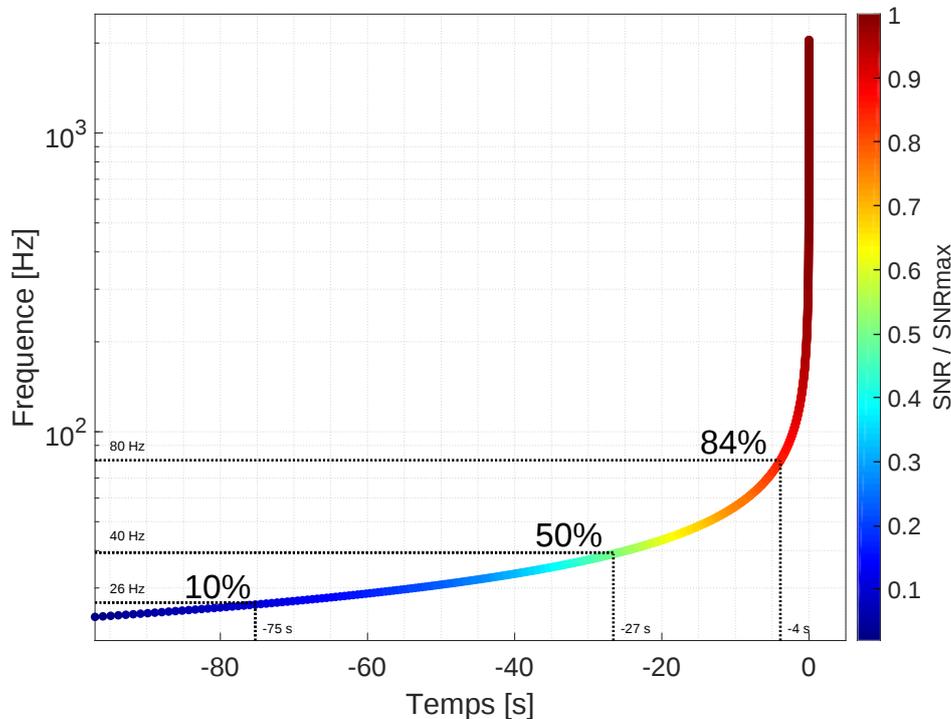
## Envoyer des alertes avec une latence négative

Pour O4, il est aussi prévu de mettre au point des recherches à latence négative (ou du moins presque nulles). Les ondes gravitationnelles étant émises avant la coalescence, elles sont de très bons déclencheurs pour préparer les télescopes optiques et espérer détecter des contreparties. Cependant, de par les nombreuses étapes nécessaires, demandant parfois une intervention humaine, il est difficile de vraiment optimiser la rapidité à laquelle sont

actuellement envoyées les alertes. Dans le cas de GW170817, seules deux secondes séparaient la fin du signal d'onde gravitationnelle et le GRB associé. Cet événement a par chance été détecté par les deux méthodes (ainsi que beaucoup d'autres) mais ce ne sera sûrement pas le cas pour beaucoup d'autres BNS de O4. Afin de maximiser la probabilité de détection conjointe, les *pipelines* d'analyse à faible latence tentent de prédire les CBC avant que la fin du signal de la coalescence n'arrive sur Terre.

Dans un signal CBC, la partie *inspiral*, qui décrit comment les astres orbitent l'un autour de l'autre, contient une grosse partie du signal. C'est particulièrement vrai pour les BNS qui, avec les bandes passantes des détecteurs actuelles, possèdent une partie *inspiral* détectable longue de plusieurs dizaines de secondes. L'équation 1.30 impliquant une relation entre la fréquence du signal d'onde gravitationnelle et le temps avant la coalescence, pour détecter en avance une CBC il suffit en théorie de réaliser l'analyse jusqu'à une fréquence plus faible que la fréquence de l'ISCO (équation 1.35). La figure suivante montre l'évolution de la fraction de SNR contenue dans le signal en fonction du temps avant la coalescence, en abscisse, et de la fréquence du signal, en ordonnée. D'après cette figure, 50% du SNR maximal peut être mesuré en limitant l'analyse à une fréquence de 40 Hz, soit 30 secondes avant la coalescence. Si le signal est assez intense, il est possible de le détecter avant la fin de la partie *inspirale*.

Dans le cas de l'analyse MBTA, la bande basse fréquence des calques de la région 1, allant jusqu'à 80 Hz, permet à elle seule d'accumuler plus de 80% du SNR, et de détecter le CBC 4 secondes avant la coalescence. Une manière simple d'adapter l'analyse MBTA à ce genre de recherche est donc de découper la bande basses fréquences en deux nouvelles bandes et de leur appliquer l'analyse actuelle. Dans le futur, cette recherche pourrait être améliorée avec une nouvelle banque de calques, aux fréquences de coupures optimisées spécialement pour maximiser le SNR mesuré et la latence souhaitée.



Fraction de SNR mesurable en fonction du temps avant la coalescence et de la fréquence du signal. Le source que représente ce signal est une BNS de masse *chirp*  $1.21 M_{\odot}$ , dont la forme d'onde est visible en figure 1.2.

## L'analyse hors ligne

Le *pipeline* MBTAOnline participe à la recherche à faible latence d'ondes gravitationnelles dans les données produites par les détecteurs de la collaboration LVK. Une fois une période d'observation terminée, les analyses hors ligne prennent le relais des analyses en ligne, et affinent les recherches pour confirmer ou infirmer les résultats de ces dernières, et pour éventuellement identifier de nouveaux candidats. Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 7, il est très intéressant d'utiliser plusieurs *pipelines* différents pour augmenter les chances de détecter les événements les moins intenses, c'est pourquoi la collaboration utilise plusieurs analyses hors ligne indépendantes. Au total, pour O3a, quatre analyses ont été menées : une avec le *pipeline* gstlal, deux avec PyCBC et une avec cWB. Il y a actuellement un projet en cours pour adapter la recherche MBTA à une recherche hors ligne.

Ce type d'analyses peut utiliser des données recalibrées et nettoyées, incluant des véto sur des données de mauvaise qualité estimés a posteriori. Concernant l'analyse elle-même, elle a l'avantage de ne plus avoir à se soucier de la latence, et de pouvoir rechercher les événements plus en profondeur dans les données. La période d'observation est alors découpée en sous-périodes d'environ une semaine, qui sont analysées deux fois : une fois avec plusieurs dizaines de milliers d'injections dans le but d'estimer la sensibilité de la recherche dans les données considérées, puis une fois sans injections pour rechercher les événements. L'estimation du FAR peut alors se faire en utilisant tout le bruit de fond de la sous-période considérée.

Dans le cas de MBTA, cette analyse hors ligne utilise l'infrastructure du centre de calcul (CC) de Lyon. Elle fonctionne selon le même principe que l'analyse en ligne, et utilise les mêmes outils de réjection des bruits. Cependant, grâce à la quantité de données qu'elle peut traiter, elle permet de mieux comprendre le comportement du *pipeline*, et d'adapter la recherche. Nous pouvons par exemple citer la mise à jour des PSD à des intervalles de temps différents en fonction de la bande de fréquence considérée, ou encore la suppression de certaines fréquences très particulières qui, par construction des interféromètres, sont connues pour apporter beaucoup de bruits. De plus, contrairement à l'analyse en ligne, l'analyse hors ligne peut utiliser une fenêtre de temps différente dans le calcul de l'ExcessRate en y incluant des données postérieures. Ainsi, il a pu être montré qu'utiliser 7 secondes après le *trigger*, et seulement 3 secondes avant, maximisait l'efficacité de cet outil sur le bruit, réduisant alors le FAR des candidats astrophysiques pour un SNR donné. Une analyse hors ligne peut se permettre d'obtenir quelques faux positifs qui peuvent être manuellement retirés par la suite après inspection des données. Cela permet, entre autre, d'ajuster les seuils de SNR utilisés dans la sélection des *triggers*. Par exemple, le seuil de la région 4 peut être légèrement réduit pour maximiser les chances de récupérer des événements supprimés par le *gating* dans les autres régions. Afin de tenir compte de l'hétérogénéité des sensibilités, ces seuils peuvent être différents pour chaque instrument.

L'analyse MBTAOffline s'entraîne actuellement sur les données de O3a, et devrait rejoindre les autres *pipelines* en ligne pour la production des résultats de O3b.

## Épilogue

La période durant laquelle j'ai réalisé mon doctorat a été riche en découvertes scientifiques. Le nombre de candidats observés par les interféromètres de la collaboration LVK a été multiplié par plus d'un facteur 5 et de nouvelles sources, des NSBH, des *MassGap* et des IMBH, ont pu être observées. Cela a permis, et va permettre, de nombreuses avancées dans les domaines liées à ces observations, dont une meilleure compréhension des mécanismes

de formation des binaires d'objets compacts, ou encore une estimation plus précise de la constante de Hubble. Mon travail au sein de l'équipe MBTA a permis au *pipeline* en ligne d'être au niveau de ce que la collaboration attendait pour O3, et d'entrevoir de nouvelles fonctionnalités pour le futur, dont une analyse hors ligne. O3 ne fut hélas pas marquée par un événement observé conjointement à l'aide d'ondes gravitationnelles et d'ondes électromagnétiques, tel que GW170817, ou de neutrinos. Les périodes d'observations O4, prévue pour 2022-2023, et O5, prévue pour 2025+, devraient cependant permettre la détection d'un nombre de candidats bien plus important, et l'analyse MBTA, en ligne et hors ligne, y jouera certainement un rôle. Certains de ces événements seront alors vraisemblablement détectés en compagnie de contreparties.

# Bibliographie

- [1] Albert Einstein. Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, 49(7) :769–822, 1916.
- [2] Karl Schwarzschild. Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, pages 189–196, January 1916.
- [3] Roy P. Kerr. Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics. *Phys. Rev. Lett.*, 11 :237–238, Sep 1963.
- [4] G. Lemaître. Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47 :49–59, January 1927.
- [5] Michele Maggiore. *Gravitational Waves. Vol. 1 : Theory and Experiments*. Oxford Master Series in Physics. Oxford University Press, 2007.
- [6] Amaro-Seoane et al. Laser Interferometer Space Antenna. 2017.
- [7] B. J. Carr and S. W. Hawking. Black Holes in the Early Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168(2) :399–415, 08 1974.
- [8] Steven L. Liebling and Carlos Palenzuela. Dynamical boson stars. *Living Reviews in Relativity*, 20(1), Nov 2017.
- [9] D.D. Ivanenko and D.F. Kurdgelaidze. Hypothesis concerning quark stars. *Astrophysics*, 1 :251–252, 1965.
- [10] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, and et al. GW150914 : Implications for the Stochastic Gravitational-Wave Background from Binary Black Holes. *Physical Review Letters*, 116(13), Mar 2016.
- [11] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Agathos, and et al. Search for the isotropic stochastic background using data from Advanced LIGO’s second observing run. *Physical Review D*, 100(6), Sep 2019.
- [12] Nelson Christensen. Stochastic gravitational wave backgrounds. *Reports on Progress in Physics*, 82(1) :016903, Nov 2018.
- [13] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, and et al. All-sky search for short gravitational-wave bursts in the first Advanced LIGO run. *Physical Review D*, 95(4), Feb 2017.
- [14] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, and et al. All-sky search for short gravitational-wave bursts in the second Advanced LIGO and Advanced Virgo run. *Physical Review D*, 100(2), Jul 2019.

- [15] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, and et al. First Search for Gravitational Waves from Known Pulsars with Advanced LIGO. *The Astrophysical Journal*, 839(1) :12, Apr 2017.
- [16] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, and et al. All-sky search for continuous gravitational waves from isolated neutron stars using Advanced LIGO O2 data. *Physical Review D*, 100(2), Jul 2019.
- [17] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, and et al. Searches for Gravitational Waves from Known Pulsars at Two Harmonics in 2015–2017 LIGO Data. *The Astrophysical Journal*, 879(1) :10, Jun 2019.
- [18] Aasi et al. Gravitational waves from known pulsars : results from the initial detector era. *The Astrophysical Journal*, 785(2) :119, apr 2014.
- [19] R. A. Battye, R. R. Caldwell, and E. P. S. Shellard. Gravitational Waves From Cosmic Strings. 1997.
- [20] G. H. Janssen and G. Hobbs and M. McLaughlin and C. G. Bassa and A. T. Deller and M. Kramer and K. J. Lee and C. M. F. Mingarelli and P. A. Rosado and S. Sanidas and A. Sesana and L. Shao and I. H. Stairs and B. W. Stappers and J. P. W. Verbiest. Gravitational wave astronomy with the SKA. 2014.
- [21] Michele Maggiore. *Gravitational waves and fundamental physics*. 2006.
- [22] Nikolaos E. Myridis. Numerical Relativity : Solving Einstein’s Equations on the Computer. *Contemporary Physics*, 52(6) :598–599, 2011.
- [23] Gregorio Carullo, Walter Del Pozzo, and John Veitch. Observational black hole spectroscopy : A time-domain multimode analysis of GW150914. *Physical Review D*, 99(12), Jun 2019.
- [24] Maximiliano Isi, Matthew Giesler, Will M. Farr, Mark A. Scheel, and Saul A. Teukolsky. Testing the No-Hair Theorem with GW150914. *Physical Review Letters*, 123(11), Sep 2019.
- [25] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al. Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger : GW170817 and GRB 170817A. *The Astrophysical Journal*, 848(2) :L13, Oct 2017.
- [26] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, and et al. Tests of general relativity with the binary black hole signals from the LIGO-Virgo catalog GWTC-1. *Physical Review D*, 100(10), Nov 2019.
- [27] Vitor Cardoso and Paolo Pani. Tests for the existence of black holes through gravitational wave echoes. *Nature Astronomy*, 1(9) :586–591, Sep 2017.
- [28] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al. GW170817 : Measurements of Neutron Star Radii and Equation of State. *Physical Review Letters*, 121(16), Oct 2018.
- [29] Abbott et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. *Nature*, 551(7678) :85–88, Oct 2017.

- [30] The LIGO Scientific Collaboration and the Virgo Collaboration et al. A gravitational-wave measurement of the Hubble constant following the second observing run of Advanced LIGO and Virgo. 2019.
- [31] P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al. Planck2015 results. *Astronomy & Astrophysics*, 594 :A13, Sep 2016.
- [32] V. Bonvin, F. Courbin, S. H. Suyu, P. J. Marshall, C. E. Rusu, D. Sluse, M. Tewes, K. C. Wong, T. Collett, C. D. Fassnacht, and et al. H0LiCOW - V. New COSMOGRAIL time delays of HE 0435-1223 :H0to 3.8 per cent precision from strong lensing in a flat  $\Lambda$ CDM model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465(4) :4914–4930, Nov 2016.
- [33] Michael Zevin, Chris Pankow, Carl L. Rodriguez, Laura Sampson, Eve Chase, Vassiliki Kalogera, and Frederic A. Rasio. Constraining Formation Models of Binary Black Holes with Gravitational-wave Observations. *The Astrophysical Journal*, 846(1) :82, Sep 2017.
- [34] B. P. Abbott et al. Binary Black Hole Population Properties Inferred from the First and Second Observing Runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo. *The Astrophysical Journal*, 882(2) :L24, sep 2019.
- [35] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, and et al. A First targeted search for gravitational-wave bursts from core-collapse supernovae in data of first-generation laser interferometer detectors. *Physical Review D*, 94(10), Nov 2016.
- [36] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Agathos, and et al. Optically targeted search for gravitational waves emitted by core-collapse supernovae during the first and second observing runs of advanced LIGO and advanced Virgo. *Physical Review D*, 101(8), Apr 2020.
- [37] B. D. Metzger, G. Martínez-Pinedo, S. Darbha, E. Quataert, A. Arcones, D. Kasen, R. Thomas, P. Nugent, I. V. Panov, and N. T. Zinner. Electromagnetic counterparts of compact object mergers powered by the radioactive decay of r-process nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406(4) :2650–2662, Jun 2010.
- [38] M. R. Drout, A. L. Piro, B. J. Shappee, C. D. Kilpatrick, J. D. Simon, C. Contreras, D. A. Coulter, R. J. Foley, M. R. Siebert, N. Morrell, and et al. Light curves of the neutron star merger GW170817/SSS17a : Implications for r-process nucleosynthesis. *Science*, 358(6370) :1570–1574, Oct 2017.
- [39] J. M. Weisberg and Y. Huang. Relativistic Measurements from Timing the Binary Pulsar PSR B1913+16. *The Astrophysical Journal*, 829(1) :55, Sep 2016.
- [40] J. Weber. Gravitational Radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 18 :498–501, Mar 1967.
- [41] J. Weber. Gravitational-Wave-Detector Events. *Phys. Rev. Lett.*, 20 :1307–1308, Jun 1968.
- [42] J. Weber. Evidence for Discovery of Gravitational Radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 22 :1320–1324, Jun 1969.
- [43] The Virgo Collaboration. Advanced Virgo Technical Design Report. 2012.
- [44] Lee Samuel Finn and David F. Chernoff. Observing binary inspiral in gravitational radiation : One interferometer. *Phys. Rev. D*, 47(6) :2198–2219, Mar 1993.

- [45] Peter S. Shawhan. Rapid alerts for following up gravitational wave event candidates. *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems IV*, Sep 2012.
- [46] B. P. Abbott et al. Prospects for Observing and Localizing Gravitational-Wave Transients with Advanced LIGO, Advanced Virgo and KAGRA. 2013.
- [47] Michele Maggiore, Chris Van Den Broeck, Nicola Bartolo, Enis Belgacem, Daniele Bertacca, Marie Anne Bizouard, Marica Branchesi, Sebastien Clesse, Stefano Foffa, Juan García-Bellido, and et al. Science case for the Einstein telescope. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020(03) :050–050, Mar 2020.
- [48] C J Moore, R H Cole, and C P L Berry. Gravitational-wave sensitivity curves. *Classical and Quantum Gravity*, 32(1) :015014, dec 2014.
- [49] B. P. Abbott et al. GWTC-1 : A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs. *Physical Review X*, 9(3), Sep 2019.
- [50] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, and et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Physical Review Letters*, 116(6), Feb 2016.
- [51] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration et al. GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, 119(16) :161101, Oct 2017.
- [52] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al. Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger. *The Astrophysical Journal*, 848(2) :L12, Oct 2017.
- [53] L. A. Wainstein and V. D. Zubakov. *Extraction of Signals from Noise*. 1970.
- [54] Piotr Jaranowski and Andrzej Krolak. Gravitational-Wave Data Analysis. Formalism and Sample Applications : The Gaussian Case. *Living Reviews in Relativity*, 8, 12 2007.
- [55] Pearson Egon Sharpe Neyman Jerzy and Pearson Karl. On the problem of the most efficient tests of statistical hypotheses. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 231, 1933.
- [56] Bruce Allen, Warren G. Anderson, Patrick R. Brady, Duncan A. Brown, and Jolien D. E. Creighton. FINDCHIRP : An algorithm for detection of gravitational waves from inspiraling compact binaries. *Physical Review D*, 85(12), Jun 2012.
- [57] Duncan A. Brown, Ian Harry, Andrew Lundgren, and Alexander H. Nitz. Detecting binary neutron star systems with spin in advanced gravitational-wave detectors. *Phys. Rev. D*, 86(8) :084017, Oct 2012.
- [58] LIGO Scientific Collaboration. LIGO Algorithm Library-LALSuite. <https://doi.org/10.7935/GT1W-FZ16>.
- [59] Patricia Schmidt, Frank Ohme, and Mark Hannam. Towards models of gravitational waveforms from generic binaries : II. Modelling precession effects with a single effective precession parameter. *Phys. Rev. D*, 91(2) :024043, Jan 2015.
- [60] Duncan Lorimer. Binary and Millisecond Pulsars. *Living Reviews in Relativity*, 11, 11 2005.

- [61] R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Agathos, and et al. GW190521 : A Binary Black Hole Merger with a Total Mass of  $150M_{\odot}$ . *Physical Review Letters*, 125(10), Sep 2020.
- [62] Samantha A. Usman, Alexander H. Nitz, Ian W. Harry, Christopher M. Biwer, Duncan A. Brown, Miriam Cabero, Collin D. Capano, Tito Dal Canton, Thomas Dent, Stephen Fairhurst, Marcel S. Kehl, Drew Keppel, Badri Krishnan, Amber Lenon, Andrew Lundgren, Alex B. Nielsen, Larne P. Pekowsky, Harald P. Pfeiffer, Peter R. Saulson, Matthew West, and Joshua L. Willis. The PyCBC search for gravitational waves from compact binary coalescence. *Classical and Quantum Gravity*, 33(21) :215004, Nov 2016.
- [63] Sachdev et al. The GstLAL Search Analysis Methods for Compact Binary Mergers in Advanced LIGO's Second and Advanced Virgo's First Observing Runs. *arXiv e-prints*, page arXiv :1901.08580, Jan 2019.
- [64] Samantha A Usman, Alexander H Nitz, Ian W Harry, Christopher M Biwer, Duncan A Brown, Miriam Cabero, Collin D Capano, Tito Dal Canton, Thomas Dent, Stephen Fairhurst, and et al. The PyCBC search for gravitational waves from compact binary coalescence. *Classical and Quantum Gravity*, 33(21) :215004, Oct 2016.
- [65] C. M. Biwer, Collin D. Capano, Soumi De, Miriam Cabero, Duncan A. Brown, Alexander H. Nitz, and V. Raymond. PyCBC Inference : A Python-based Parameter Estimation Toolkit for Compact Binary Coalescence Signal. *PASP*, 131(996) :024503, Feb 2019.
- [66] Tito Dal Canton and Ian W. Harry. Designing a template bank to observe compact binary coalescences in Advanced LIGO's second observing run. 2017.
- [67] Shaun Hooper, Shin Kee Chung, Jing Luan, David Blair, Yanbei Chen, and Linqing Wen. Summed parallel infinite impulse response filters for low-latency detection of chirping gravitational waves. *Phys. Rev. D*, 86(2) :024012, Jul 2012.
- [68] Thibault Damour and Alexander Vilenkin. Gravitational wave bursts from cusps and kinks on cosmic strings. *Physical Review D*, 64(6), Aug 2001.
- [69] Ryan Lynch, Salvatore Vitale, Reed Essick, Erik Katsavounidis, and Florent Robinet. Information-theoretic approach to the gravitational-wave burst detection problem. *Physical Review D*, 95(10), May 2017.
- [70] S. Klimentko, S. Mohanty, M. Rakhmanov, and G. Mitselmakher. Constraint likelihood analysis for a network of gravitational wave detectors. *Physical Review D*, 72(12), Dec 2005.
- [71] S Klimentko, I Yakushin, A Mercer, and G Mitselmakher. A coherent method for detection of gravitational wave bursts. *Classical and Quantum Gravity*, 25(11) :114029, May 2008.
- [72] S. Klimentko, G. Vedovato, M. Drago, F. Salemi, V. Tiwari, G. A. Prodi, C. Lazzaro, K. Ackley, S. Tiwari, C. F. Da Silva, and et al. Method for detection and reconstruction of gravitational wave transients with networks of advanced detectors. *Physical Review D*, 93(4), Feb 2016.
- [73] Abbott et al. GWTC-2 : Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the First Half of the Third Observing Run, 2020.
- [74] Lee Samuel Finn. Aperture synthesis for gravitational-wave data analysis : Deterministic sources. *Physical Review D*, 63(10), Apr 2001.

- [75] D. Estevez, F. Marion, B. Mours, L. Rolland, D. Verkindt. V1O2Repro2A h(t) reprocessing for Virgo O2 data. *Virgo TDS*, Jan 2018.
- [76] Karl Pearson F.R.S. X. On the criterion that a given system of deviations from the probable in the case of a correlated system of variables is such that it can be reasonably supposed to have arisen from random sampling. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 50(302) :157–175, 1900.
- [77] Bruce Allen.  $\chi^2$ time-frequency discriminator for gravitational wave detection. *Physical Review D*, 71(6), Mar 2005.
- [78] G M Guidi. A time-domain veto for binary inspirals search. *Classical and Quantum Gravity*, 21(20) :S1767–S1774, sep 2004.
- [79] Peter Shawhan and Evan Ochsner. A new waveform consistency test for gravitational wave inspiral searches. *Classical and Quantum Gravity*, 21(20) :S1757–S1765, Sep 2004.
- [80] Chad S Hanna. Searching for gravitational waves from binary systems in non-stationary data. 2008.
- [81] T. Adams, D. Buskulic, V. Germain, G. M. Guidi, F. Marion, M. Montani, B. Mours, F. Piergiovanni, and G. Wang. Low-latency analysis pipeline for compact binary coalescences in the advanced gravitational wave detector era. *Classical and Quantum Gravity*, 33(17) :175012, Sep 2016.
- [82] Vincent Germain. *De l'étalonnage d'Advanced Virgo à la recherche d'ondes gravitationnelles émises par des coalescences de binaires compactes*. Theses, Université Grenoble Alpes, October 2017.
- [83] Alexander H. Nitz, Thomas Dent, Tito Dal Canton, Stephen Fairhurst, and Duncan A. Brown. Detecting Binary Compact-object Mergers with Gravitational Waves : Understanding and Improving the Sensitivity of the PyCBC Search. *The Astrophysical Journal*, 849(2) :118, Nov 2017.
- [84] Banque de données en ligne des candidates OG : GraceDB. <https://gracedb.ligo.org/>.
- [85] Fermi-LAT Collaboration. Fermi-LAT observations of the LIGO/Virgo event GW170817. 2017.
- [86] V. Savchenko, C. Ferrigno, E. Kuulkers, A. Bazzano, E. Bozzo, S. Brandt, J. Chenevez, T. J.-L. Courvoisier, R. Diehl, A. Domingo, and et al. INTEGRAL Detection of the First Prompt Gamma-Ray Signal Coincident with the Gravitational-wave Event GW170817. *The Astrophysical Journal*, 848(2) :L15, Oct 2017.
- [87] J. Veitch, V. Raymond, B. Farr, W. Farr, P. Graff, S. Vitale, B. Aylott, K. Blackburn, N. Christensen, M. Coughlin, and et al. Parameter estimation for compact binaries with ground-based gravitational-wave observations using the LALInference software library. *Physical Review D*, 91(4), Feb 2015.
- [88] Leo P. Singer and Larry R. Price. Rapid Bayesian position reconstruction for gravitational-wave transients. *Physical Review D*, 93(2), Jan 2016.
- [89] Shasvath J Kapadia, Sarah Caudill, Jolien D E Creighton, Will M Farr, Gregory Mendell, Alan Weinstein, Kipp Cannon, Heather Fong, Patrick Godwin, Rico K L Lo, and et al. A self-consistent method to estimate the rate of compact binary coalescences with a Poisson mixture model. *Classical and Quantum Gravity*, 37(4) :045007, Jan 2020.

- [90] Francois Foucart. Black Hole-Neutron Star Mergers : Disk Mass Predictions. *Phys. Rev. D*, 86 :124007, 2012.
- [91] B.P. Abbott et al. Prospects for Observing and Localizing Gravitational-Wave Transients with Advanced LIGO, Advanced Virgo and KAGRA. *Living Rev. Rel.*, 21(1) :3, 2018.
- [92] Francois Foucart, Tanja Hinderer, and Samaya Nissanke. Remnant baryon mass in neutron star-black hole mergers : Predictions for binary neutron star mimickers and rapidly spinning black holes. *Phys. Rev. D*, 98(8) :081501, 2018.
- [93] B. P. Abbott et al. GW170608 : Observation of a 19 Solar-mass Binary Black Hole Coalescence. *The Astrophysical Journal*, 851(2) :L35, Dec 2017.
- [94] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al. GW170104 : Observation of a 50-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence at Redshift 0.2. *Physical Review Letters*, 118(22), Jun 2017.
- [95] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al. GW170814 : A Three-Detector Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Coalescence. *Physical Review Letters*, 119(14), Oct 2017.
- [96] 1974 CERN School of Computing, Godoyssund, Norway, 11-24 Aug 1974 : *Proceedings*, 1974.
- [97] Didier Verkindt. *Etude d'algorithmes rapides de recherche d'un signal d'onde gravitationnelle provenant de coalescences d'etoiles binaires*. PhD thesis, <https://archivesic.ccsd.cnrs.fr/LAPP/in2p3-00004963>, 1993.
- [98] Abbott et al. GW190412 : Observation of a Binary-Black-Hole Coalescence with Asymmetric Masses. 2020.
- [99] Abbott et al. GW190425 : Observation of a Compact Binary Coalescence with Total Mass  $\sim 3.4M_{\odot}$ . *The Astrophysical Journal*, 892(1) :L3, Mar 2020.
- [100] R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Agathos, and et al. Properties and Astrophysical Implications of the  $150M_{\odot}$  Binary Black Hole Merger GW190521. *The Astrophysical Journal*, 900(1) :L13, Sep 2020.
- [101] Abbott et al. GW190814 : Gravitational Waves from the Coalescence of a 23 Solar Mass Black Hole with a 2.6 Solar Mass Compact Object. *The Astrophysical Journal*, 896(2) :L44, jun 2020.
- [102] T. A. Callister, J. B. Kanner, T. J. Massinger, S. Dhurandhar, and A. J. Weinstein. Observing gravitational waves with a single detector. *Classical and Quantum Gravity*, 34(15) :155007, Aug 2017.
- [103] Alexander H. Nitz, Thomas Dent, Gareth S. Davies, and Ian Harry. A Search for Gravitational Waves from Binary Mergers with a Single Observatory. 2020.
- [104] Albert Einstein. Über Gravitationswellen. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, 1918 :154–167, 1918.
- [105] B. P. Abbott et al. GW150914 : First results from the search for binary black hole coalescence with Advanced LIGO. *Phys. Rev. D*, 93(12) :122003, Jun 2016.
- [106] Abbott et al. GW151226 : Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :241103, Jun 2016.

- [107] Aubin F., Brighenti F., Buskulic D., Greco G., Guidi G., Marion F., Mours B., Piergiovanni F., Sauter O. Safety tests on new h(t) gating technique for MBTA. *Virgo TDS*, Jan 2019.
- [108] Lee Samuel Finn. Binary inspiral, gravitational radiation, and cosmology. *Phys. Rev. D*, 53(6) :2878–2894, Mar 1996.
- [109] Scott A Hughes and Daniel E Holz. Cosmology with coalescing massive black holes. *Classical and Quantum Gravity*, 20(10) :S65–S72, Apr 2003.
- [110] Page Wiki LSC de MBTA. <https://wiki.ligo.org/CBC/Searches/MBTA>.
- [111] T. Adams, F. Aubin, D. Buskulic, G.M. Guidi, F. Marion, B. Mours, F. Piergiovanni, and O. Sauter. *Documentation de MBTA*.
- [112] B. P. Abbott, R. Abbott, R. Adhikari, P. Ajith, B. Allen, G. Allen, R. S. Amin, S. B. Anderson, W. G. Anderson, M. A. Arain, and et al. Search for gravitational waves from low mass binary coalescences in the first year of LIGO’s S5 data. *Physical Review D*, 79(12), Jun 2009.
- [113] S. A. Hughes and D. E. Holz. Cosmology with coalescing massive black holes. *Classical and Quantum Gravity*, 20 :S65–S72, May 2003. <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0212218.pdf>.
- [114] Edwin E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121 :161, January 1955.
- [115] Joseph D. Romano and Neil. J. Cornish. Detection methods for stochastic gravitational-wave backgrounds : a unified treatment. *Living Reviews in Relativity*, 20(1), Apr 2017.
- [116] Pia Astone, Alberto Colla, Sabrina D’Antonio, Sergio Frasca, and Cristiano Palomba. Method for all-sky searches of continuous gravitational wave signals using the frequency-Hough transform. *Physical Review D*, 90(4), Aug 2014.
- [117] Badri Krishnan, Alicia M. Sintes, Maria Alessandra Papa, Bernard F. Schutz, Sergio Frasca, and Cristiano Palomba. Hough transform search for continuous gravitational waves. *Physical Review D*, 70(8), Oct 2004.
- [118] Piotr Jaranowski, Andrzej Królak, and Bernard F. Schutz. Data analysis of gravitational-wave signals from spinning neutron stars : The signal and its detection. *Physical Review D*, 58(6), Aug 1998.
- [119] Max Camenzind. Compact objects in astrophysics : white dwarfs, neutron stars, and black holes. *Compact objects in astrophysics : white dwarfs, neutron stars and black holes, Astronomy and astrophysics library. Edited by M. Camenzind. ISBN 9783540257707 Berlin : Springer-Verlag, 2007, 01 2007.*



## Résumé

Les premières détections directes d'ondes gravitationnelles provenant de coalescences de binaires compactes ont été réalisées à l'aide des détecteurs LIGO et Virgo, durant les périodes d'observations O1 et O2, de 2015 à 2017. Le 17 août 2017, l'observation d'ondes gravitationnelles issues de la coalescence de deux étoiles à neutrons a permis de mener un fructueux suivi multi-messager de la source. La détection de contreparties électromagnétiques conduit à de nombreuses avancées en astrophysiques, physique fondamentale et cosmologie. Après une phase d'amélioration des détecteurs, la période d'observation O3 a eu lieu entre le 1er avril 2019 et le 27 mars 2020. Dans le but d'optimiser les chances de détections de contreparties, la collaboration s'appuie sur des analyses à faible latence qui, depuis O3, émettent automatiquement des alertes publiques en cas de candidats assez significatifs. Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre d'une de ces recherches, développée au sein de la collaboration Virgo, nommée MBTA. Un des enjeux de ces analyses est de traiter en temps réel un bruit de fond non-gaussien et non-stationnaire produit par un réseau de détecteurs aux sensibilités hétérogènes. Afin de préparer O3 et de mener à bien l'analyse, il a fallu cerner les problèmes qui se sont posés durant la période d'observation précédente. Sur cette base, les méthodes de réjection des bruits utilisées par MBTA ont pu être retravaillées, et de nouveaux outils plus progressifs ont vu le jour. Durant cette nouvelle période d'observation, la chaîne d'analyse a été exploitée et améliorée de manière à traiter au mieux les données. Finalement, MBTA a pu contribuer, avec les autres analyses à faible latence de la collaboration, à l'identification en ligne de 56 candidats d'origine possiblement astrophysique.

**Mots-clés :** Ondes gravitationnelles, LIGO, Virgo, Analyse de données, Coalescences de binaires compactes

## Abstract

The first detection of gravitational waves from compact binary coalescences occurred during the O1 and O2 observing runs between 2015 and 2017, using the LIGO and Virgo detectors. On August 17, 2017, the observation of gravitational waves from the coalescence of two neutron stars triggered a successful multi-messenger follow-up of the source. The detection of electromagnetic counterparts leads to major results in astrophysics, fundamental physics, and cosmology. After a detector upgrade period, the O3 run took place between April 1, 2019 and March 27, 2020. In order to optimize the chances of finding counterparts, the collaboration use low latency searches which, since O3, automatically send public alerts in case of significant candidates. The work presented in this manuscript focuses on one of these pipelines, developed within the Virgo collaboration, called MBTA. One of the challenges for these analyses is to deal in real time with non-Gaussian and non-stationary noise produced by a network of detectors with heterogeneous sensitivities. In preparation for O3, it was necessary to identify the problems that emerged during the previous run. Thanks to this experience, the noise rejection technics used by MBTA have been reworked and new, more progressive tools were developed. During this new observing run, the MBTA pipeline was run and improved, in order to process the data in the best possible way. Finally, MBTA was able to contribute, along with the other low-latency analyses of the collaboration, to identifying online 56 candidates from possible astrophysical origin.

**Keywords:** Gravitational waves, LIGO, Virgo, Data analysis, Compact binary coalescences