



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/03.08.15.53-TDI

ANÁLISE MULTIDIMENSIONAL DE TRANSIENTES NOS DETECTORES LIGO

Tábata Aira Ferreira

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. César Augusto
Costa, aprovada em 02 de março
de 2018.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3QM6QPP>>

INPE
São José dos Campos
2018

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

E-mail: pubtc@inpe.br

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****Presidente:**

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Duca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/03.08.15.53-TDI

ANÁLISE MULTIDIMENSIONAL DE TRANSIENTES NOS DETECTORES LIGO

Tábata Aira Ferreira

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. César Augusto
Costa, aprovada em 02 de março
de 2018.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3QM6QPP>>

INPE
São José dos Campos
2018

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Ferreira, Tábata Aira.

F413a Análise multidimensional de transientes nos detectores LIGO / Tábata Aira Ferreira. – São José dos Campos : INPE, 2018.

xx + 74 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/03.08.15.53-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2018.

Orientador : Dr. César Augusto Costa.

1. Ondas gravitacionais. 2. LIGO. 3. Ruídos. 4. Análise de dados. 5. Machine learning. I.Título.

CDU 530.12



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

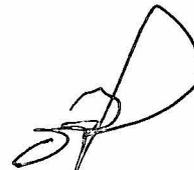
This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Tábata Aira Ferreira**

Título: "ANÁLISE MULTIDIMENSIONAL DE TRANSIENTES NO DETECTORES LIGO"

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Mestre** em
Astrofísica

Dr. Odylio Denys de Aguiar



Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

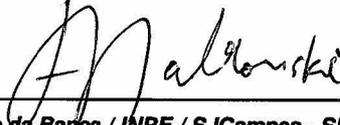
Dr. César Augusto Costa



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Dr. Francisco Jose Jablonski



Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Dr. César Henrique Lenzi



Convidado(a) / ITA / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Este trabalho foi aprovado por:

majoria simples

unanimidade

*“Spacetime tells matter how to move;
matter tells spacetime how to curve.”*

JOHN ARCHIBALD WHEELER

em “*Geons, black holes and quantum foam: a life in physics*”, 2000

A meus pais

AGRADECIMENTOS

A Deus por ter me dado mais uma oportunidade de viver e chegar até aqui.

Ao meu orientador Dr. César Costa pela amizade, por compartilhar comigo seus conhecimentos; por me permitir fazer parte do grupo e trabalhar nessa área incrível.

Ao professor Dr. Odylio Aguiar por sempre estar disposto a me ajudar e respondendo às perguntas mais malucas possíveis; ao professor Dr. José Carlos por dedicar grande parte do seu tempo em ensinar conceitos da relatividade geral que foram muito importantes. Aos professores Dr. André Milone, Dr. João Braga e Dra. Cláudia Vilega que ministraram disciplinas fundamentais para o conhecimento da astrofísica.

Aos membros da banca Dr. Francisco Jablonski, Dr. César Lenzi e Dr. Odylio Aguiar.

À minha mãe Beatriz pelo amor indescritível e por ser quem eu quero me tornar um dia; por parar uma parte de sua vida para cuidar de mim e por nunca me deixar desistir; a meu pai Adilson que me incentivou, mais do que qualquer outra pessoa, e que, mesmo em memória, está e estará sempre no meu coração. Amo vocês! Aos meus irmãos Thiago e Hudson pelo incentivo e carinho; à minha irmã Maiara que independente de qualquer situação, sempre está ao meu lado e à minha segunda mãe Maria por ver alegria em todos os momentos.

Ao meu noivo Delço por me acompanhar e incentivar meus estudos; por cuidar de mim, me dar bolos de chocolate e estar sempre presente.

À Pietra por dividir a sala e muitas risadas comigo; por me dar apoio (mesmo que rindo) na minha primeira apresentação em inglês num workshop internacional de ondas gravitacionais. Evento inesquecível.

Aos meus incríveis amigos Bruno (man) e Ediane (coisa) pela amizade indestrutível e que, mesmo distantes, estão sempre presentes. Às meninas (Nina, Yasmin e Yaher) que cursaram todas disciplinas básicas comigo e sofreram juntas para as provas; a todos os amigos que fiz durante o mestrado. Aos meus amigos vizinhos Lucas e Ge pela amizade e distrações durante o curso.

A todos funcionários do INPE que contribuíram direta ou indiretamente na execução deste; aos que mantiveram minha sala de trabalho limpa, tornando-a um lugar agradável de estar; aos porteiros que sempre me receberam com um sorriso no rosto.

À CAPES pelo suporte financeiro, sem o qual o trabalho não seria realizado.

RESUMO

As ondas gravitacionais podem ser definidas como oscilações ou perturbações no espaço-tempo que viajam através dele próprio. Foram previstas por Albert Einstein em 1916 e, matematicamente, vêm da solução das Equações de Campo que estão contidas na Teoria de Relatividade Geral. A primeira detecção direta aconteceu em 14 de setembro de 2015 e foi proveniente da coalescência de dois buracos negros, inaugurando a astronomia de ondas gravitacionais que pode, futuramente, mudar a maneira como entendemos o Universo e sua origem. As ondas gravitacionais têm amplitudes muito pequenas e, por isso, seus detectores devem ser precisos e sensíveis. O LIGO, experimento que realizou a primeira detecção, é composto por dois observatórios e tem funcionamento baseado no interferômetro de Michelson. Por ter uma alta sensibilidade, ruídos de origens instrumentais, ambientais e provenientes de atividades humanas sempre o atingem e para tentar controlar esses transientes e facilitar que os mesmos sejam eliminados do canal gravitacional, milhares de canais auxiliares (sensores) monitoram todo ambiente e instrumentação do detector. A identificação de todos os ruídos é muito importante, tanto que um subgrupo de trabalho do LIGO desenvolveu uma plataforma online (Gravity Spy) que classifica transientes de acordo com suas morfologias. Uma das grandes dificuldades é descobrir suas origens primárias, ou seja, as causas desses ruídos. Esse desafio motivou este trabalho que teve como objetivo caracterizar alguns grupos de ruídos aplicando o algoritmo t-distributed Stochastic Neighbor Embedding (t-SNE) que está presente na técnica de Machine Learning e, conseqüentemente, dentro da Inteligência Artificial. O algoritmo para caracterização dos ruídos foi adaptado para os dados do LIGO através do pacote *scikit-learn*, desenvolvido em Python. Para tal uso, separamos dados de grupos de transientes e criamos o que chamamos de “glitchgramas”, isto é, uma representação da morfologia do ruído no tempo, frequência e razão sinal-ruído. Cada *glitchgrama* foi utilizado como entrada no algoritmo que separou de forma satisfatória os ruídos com morfologias semelhantes. O trabalho proposto futuramente é caracterizar mais grupos de ruídos e utilizar o aprendizado de máquina para que o computador, ao receber um transiente aleatório, saiba fazer uma predição de qual fonte de ruído se trata. Conhecendo-se bem cada grupo, poderemos analisar os ruídos e seus coincidentes nos canais auxiliares, organizar temporalmente e construir rede de conexões entre as causas, canais auxiliares em que ocorrem e conseqüências de um determinado tipo de ruído. Com isso, encontraremos o caminho que cada um desses conjuntos de transientes percorre até chegar ao canal gravitacional e descobriremos, conseqüentemente, sua origem e como ele afeta a sensibilidade do instrumento. Sabendo a origem desse ruído, poderemos sugerir melhorias e ajustes instrumentais para que menos sinais ruidosos apareçam no canal gravitacional, tornando sinais de ondas gravitacionais mais significantes, dando mais um impulso à astronomia de ondas gravitacionais.

Palavras-chave: Ondas Gravitacionais. LIGO. Ruídos. Análise de dados. Machine Learning.

MULTIVARIATE ANALYSIS OF TRANSIENTS IN LIGO AUXILIARY CHANNELS

ABSTRACT

Gravitational waves can be defined as ripples in spacetime which travel through it. They were predicted by Albert Einstein in 1916 and, mathematically, come from the Field Equations solutions that are in General Relativity Theory. The first direct detection was on September 14, 2015 coming from two black holes coalescence, inaugurating the gravitational waves astronomy that may, in the future, change the way we understand the Universe and its origin. The gravitational waves have very small amplitudes, therefore, their detectors must be accurate and sensitive. LIGO, the experiment that detected the first event, is composed of two observatories and is based on the Michelson interferometer. Because LIGO has a high sensitivity, many different noises sources like instrumental, environmental and from human activities always hit it. In order to identify and control these noise sources and also remove their effects on gravitational wave searches thousands of auxiliary channels (sensors) monitor all environmental and instrumental conditions in both observatories. The identification of all noises is very important, so much that a LIGO working subgroup had developed an online platform (Gravity Spy) which classifies transients according to their morphologies. One of the great difficulties is to find out their primary origins, i.e, the transient's causes. This challenge motivated this work that aimed to characterize some noise groups by t-distributed Stochastic Neighbor Embedding (t-SNE) algorithm which is present in the Machine Learning technique and, hence, present in the Artificial Intelligence. The algorithm for noise characterization was adapted to the LIGO data through the *scikit-learn* package, developed in Python. For this use, we separated data from groups of transients and created what we called "glitchgrams", that is, a representation of noise's morphologies in time, frequency and signal-to-noise ratio. Each glitchgram was used as input to the algorithm that satisfactorily separated noises with similar morphologies. The proposed work in the future is to characterize more transients groups and teach the machine to make a prediction and, when it receives a random transient, to be able to predict to which class such noise belongs. By knowing those groups, we will analyze auxiliary channels, organize temporally and create connection networks between causes, auxiliary channels and consequences of noise's specific group. With that, we will define the pathway from which this kind of transient gets into the gravitational waves channel and, consequently, find out its origin. Once we know the transient origin, we can suggest instrumental improvements so less noisy signals would appear on the gravitational channel, making gravitational waves signals more significant, and giving an additional boost to the gravitational wave astronomy.

Keywords: Gravitational waves. LIGO. Glitches. Data analysis. Machine Learning.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Representação da curvatura do espaço-tempo.	5
2.2 Polarizações $+$ e \times de uma Onda Gravitacional se propagando perpendicularmente à folha e a composição $h(t)$	10
2.3 Representação artística de uma Estrela de Nêutrons.	13
2.4 Medidas do pulsar PSR1913 + 16 até o ano de 2007.	16
2.5 Sinal do evento GW150914 em Hanford, sua forma de onda prevista pela relatividade numérica, separação e velocidade relativa dos BNs.	18
2.6 Sinal do evento GW170814 pelos dois observatórios LIGO e pelo VIRGO.	19
2.7 Precisão na localização no céu com os dois detectores LIGO comparada com os três detectores juntos.	20
2.8 Pequeno <i>burst</i> de raios- γ cerca de 2s depois da detecção gravitacional.	21
2.9 Distribuição das massas de buracos negros e estrelas de nêutrons.	22
2.10 Exemplo de uma OG do tipo <i>Burst</i>	23
2.11 Ondas Estocásticas vindas do Big Bang.	24
2.12 Curvas de sensibilidades de alguns detectores de OGs.	25
2.13 O detector brasileiro de ondas gravitacionais.	26
3.1 Orientação, sensibilidade e esquematização dos observatórios aLIGO.	27
3.2 Interferência destrutiva na montagem do LIGO.	29
3.3 Braços do interferômetro contraídos ou expandidos devido à passagem de OG.	29
3.4 Curva de sensibilidade do aLIGO composta por principais tipos de ruídos.	31
3.5 Ruído quântico.	34
3.6 Estatística de eventos.	37
3.7 Distribuição dos sensores ambientais.	39
3.8 Sinais da GW150914.	42
3.9 Representação da interface de classificação do Gravity Spy.	43
3.10 Taxa de <i>glitches</i> em relação ao tempo e SNR.	43
3.11 Espectrogramas de <i>Glitches</i>	44
4.1 Exemplo de Fluxograma do sistema de alinhamento e suspensão que são controlados por canais auxiliares.	47
4.2 Estudo dos comportamentos de dois transientes de acordo com os parâmetros das tabelas oferecidas pelo OMICRON.	49
4.3 Dados de alguns transientes do aLIGO classificados pelo Gravity Spy.	51
4.4 Definição das coordenadas esféricas.	52

4.5	Glitches classificados e relacionados em coordenadas esféricas.	52
4.6	Representação do uso do t-SNE.	55
4.7	Aplicação do algoritmo t-SNE nos dados classificados pelo Gravity Spy. . .	57
4.8	Koi Fish recriado diretamente do canal gravitacional.	58
4.9	Koi Fish na representação de <i>glitchgrama</i>	59
4.10	Koi Fish na representação de espectrograma, classificado pelo gravity spy.	59
4.11	Aplicação do t-SNE para quatro grupos de <i>glitches</i> utilizando os glitch- gramas como entrada no algoritmo.	60
4.12	Diagrama de cordas para Koi Fish relacionando o canal gravitacional e o canal auxiliar do sistema ASC.	62
4.13	Algoritmo t-SNE aplicado a um canal aleatório do sistema de alinha- mento ASC.	63

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

aLIGO	–	advanced LIGO
BN(s)	–	Buraco(s) Negro(s)
DL	–	Deep Learning
EN(s)	–	Estrela(s) de Nêutrons
ETG	–	Event Trigger Generators
GS	–	Gravity Spy
IA	–	Inteligência Artificial
LHO	–	Observatório LIGO de Hanford
LIGO	–	Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory
LLO	–	Observatório LIGO de Livingston
LSC	–	LIGO Scientific Collaboration
ML	–	Machine Learning
OG(s)	–	Onda(s) Gravitacional(is)
TRG	–	Teoria da Relatividade Geral
TT	–	Transverso e sem traço

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 ONDAS GRAVITACIONAIS	5
2.1 A Teoria da Relatividade Geral	6
2.1.1 A Equação de Onda e sua solução	8
2.2 Fontes Astrofísicas	12
2.2.1 Fonte contínua	13
2.2.2 Fonte de espiralação	15
2.2.2.1 A primeira detecção direta: GW150914	17
2.2.2.2 A primeira detecção tripla: GW170814	19
2.2.2.3 A primeira detecção envolvendo estrelas de nêutrons: GW170817	21
2.2.3 Fonte impulsiva / <i>Burst</i>	23
2.2.4 Fontes estocásticas	23
2.3 Alguns detectores de Ondas Gravitacionais	25
3 LIGO/aLIGO	27
3.1 Ruídos do detector	30
3.1.1 Ruído quântico	31
3.1.1.1 Ruído de Poisson ou <i>Shot Noise</i>	31
3.1.1.2 Ruído de Pressão de Radiação	32
3.1.2 Ruído térmico	33
3.1.3 Ruído sísmico	34
3.2 Análise de dados do aLIGO	35
3.2.1 Busca por Ondas Gravitacionais	35
3.2.2 Caracterização do Detector	38
3.2.3 O Omicron	40
3.2.3.1 A transformada Q	40
3.2.4 Gravity Spy	42
4 ANÁLISE DE DADOS E RESULTADOS	47
4.0.1 Inteligência Artificial, Machine Learning	53
4.0.1.1 t-SNE	54

5 CONCLUSÕES	65
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	69

1 INTRODUÇÃO

A Teoria de Gravitação de Newton define a gravidade como uma força de atração entre dois corpos que é proporcional ao produto das massas e inversamente proporcional ao quadrado da distância entre os mesmos. Desta forma, corpos interagem à distância através do espaço e instantaneamente.

Já o físico Albert Einstein definiu a gravidade como um efeito geométrico do espaço-tempo; por espaço-tempo entende-se a união de um espaço com três dimensões (comprimento, altura e profundidade) e o tempo como uma dimensão adicional e interconectada às demais. Segundo Einstein, um objeto deforma o espaço-tempo ao seu redor e corpos que estejam nas proximidades apresentam movimento ao longo das geodésicas nesse espaço-tempo deformado. Assim, o campo gravitacional de um corpo consiste no modo como ele curva o espaço-tempo (SAULSON, 2017).

Se espaço-tempo pode ser deformado como um tecido, então ele pode transmitir perturbações em forma de ondas? A resposta é sim, e daí vem a ideia das Ondas Gravitacionais, OGs. As OGs foram previstas por Einstein em 1916, um ano depois da formulação da Teoria da Relatividade Geral, TRG. A TRG consiste nas Equações de Campo que relacionam a curvatura do espaço-tempo à concentração de matéria e energia localmente. As OGs apareceram naturalmente como uma solução ondulatória a esse conjunto de equações.

A primeira evidência da existência das ondas gravitacionais surgiu no ano de 1974 com o estudo do pulsar binário PSR1913 + 16, observado por Russell Hulse e Joseph Taylor. O estudo dessa interessante binária de estrelas de nêutrons mostrou que a única forma de se explicar o decaimento do seu período orbital era se a binária estivesse perdendo energia em forma de OGs (TAYLOR; WEISBERG, 1982). Essa foi a primeira evidência indireta da existência das OGs. Contudo, a primeira detecção direta só aconteceu recentemente, no ano de 2015.

As primeiras OGs foram detectadas diretamente em 14 de setembro de 2015 (evento nomeado como GW150914) e foram provenientes da fusão de dois buracos negros de massas $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$ e $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$. Esse evento teve como remanescente um outro buraco negro de massa $62_{-4}^{+4} M_{\odot}$ e emitiu $3_{-0.5}^{+0.5} M_{\odot} c^2$ em forma de OGs (ABBOTT et al., 2016). A primeira detecção direta das OGs trouxe não só mais uma confirmação da Teoria de Relatividade Geral de Einstein, mas também diferentes questionamentos; novos ramos de estudos científicos emergiram desta descoberta.

O experimento que realizou a primeira detecção de OGs foi o *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO). O LIGO é composto por dois observatórios, um em Hanford (LHO) e outro em Livingston (LLO), ambos nos Estados Unidos da América, EUA. Em cada observatório há um interferômetro que possui braços de comprimento $L = 4$ km. Esses instrumentos são capazes de detectar variações ΔL no comprimento L de seus braços cerca de 10^4 vezes menores que o diâmetro de um próton, ou seja, variações $\Delta L \sim 10^{-18}$ m (em frequências em torno de 100 Hz). Essas variações no comprimento dos braços podem ser causadas pela passagem de uma onda gravitacional, que deforma o espaço-tempo, ou seja, a forma com que medimos distâncias, por um fator $h = \frac{\Delta L}{L} \sim 10^{-21}$.

Como a amplitude de OGs é muito pequena, os detectores devem ter alta sensibilidade e por isso, ruídos instrumentais, ambientais e oriundos de atividades humanas sempre os atingem. No caso do LIGO, para identificar essas fontes de ruídos e facilitar com que sejam eliminados do canal gravitacional, alguns milhares de canais auxiliares como fotodiodos, acelerômetros, magnetômetros, sismômetros, entre outros diversos, estão monitorando todo o ambiente e instrumentação em ambos os observatórios continuamente (MAGGIE TSE, VINCENT ROMA, TERRA HARDWICK, 2013).

A sensibilidade dos instrumentos é dominada por suas características físicas. Essas características definem o fundo de sensibilidade que chamamos de espectro de sensibilidade (medido em $\text{Hz}^{-1/2}$). Esse espectro apresenta características estacionárias e definem a sensibilidade em cada banda de frequência. A região de maior sensibilidade encontra-se entre 100 – 200 Hz (ABBOTT et al., 2016).

Podemos definir todos os sinais cuja significância excede este nível estacionário como transientes e classificar alguns deles como *glitches*. Sinais serão denominados *glitches* se ocorrerem por alguma causa instrumental ou ambiental. Vibrações terrestres ou vibrações no sistema de suspensão, tempestades e flutuações na intensidade/frequência do laser são alguns exemplos de causadores de ruídos desse tipo. Transiente é, portanto, um nome geral, inclusive para indicar sinais candidatos a OGs.

Normalmente, dentro da metodologia desenvolvida pelo LIGO, esses transientes são representados no espaço tempo-frequência na forma de um espectrograma. Um estudo mostrou que é possível classificar esses transientes segundo a morfologia que apresentam nessa representação e um subgrupo de trabalho do LIGO desenvolveu uma plataforma online, *Gravity Spy* (ZEVIN et al., 2017), aberta aos cidadãos, que

classifica grupos de *glitches* morfológicamente semelhantes. Tal trabalho tem-se mostrado bastante útil para encontrar transientes que se repetem no canal gravitacional.

Mesmo sabendo que alguns desses *glitches* ocorrem nos dois observatórios (em tempos aleatórios), a maior dificuldade é descobrir suas origens primárias, ou seja, suas causas. Para isso, é necessário desenvolver uma metodologia capaz de classificar transientes tanto no canal gravitacional, quanto nos canais auxiliares e procurar por relações entre as classes encontradas.

Esse desafio motivou o trabalho desenvolvido e apresentado por esta dissertação que mostra a classificação de algumas classes de *glitches* através do algoritmo *t-distributed stochastic neighbor embedding* (t-SNE) (SKLEARN, 2017). O t-SNE é uma particularidade da técnica de *Machine Learning*, ML, que é uma aplicação da Inteligência Artificial, IA. O algoritmo consiste em reduzir a quantidade total dos parâmetros que caracterizam os *glitches* em parâmetros principais. Dessa forma, cada *glitch* recebe um ponto de dados definido pelos parâmetros principais de forma que *glitches* semelhantes agrupem-se.

Se estiverem bem caracterizados no espaço de parâmetros, podemos procurar por classes coincidentes nos canais auxiliares e estabelecer relações de causalidade entre elas. Assim, futuramente, poderemos ordenar esses conjuntos de canais temporalmente e traçar o caminho que uma classe específica percorre até chegar ao canal gravitacional, ou seja, encontrar seu caminho e descobrir, conseqüentemente, sua origem/causa.

A seguir, o capítulo 2 dará a explicação dos conceitos qualitativos de ondas gravitacionais bem como seu desenvolvimento matemático proveniente da Teoria da Relatividade Geral; também, os tipos de fontes emissoras de radiação gravitacional, alguns detectores e os principais eventos astrofísicos de ondas já detectadas que impulsionaram a astrofísica de ondas gravitacionais.

No capítulo 3, discutiremos como é o funcionamento do detector LIGO e quais principais ruídos limitam sua sensibilidade. Também falaremos como é feita estatisticamente a busca por sinais de ondas gravitacionais e por fim, discutiremos sobre a plataforma Gravity Spy que classifica alguns transientes de causas ambientais e instrumentais através das suas morfologias.

Com os capítulos anteriores temos a base para o desenvolvimento do trabalho que será discutido no capítulo 4. Este mostrará as tentativas de aplicações para carac-

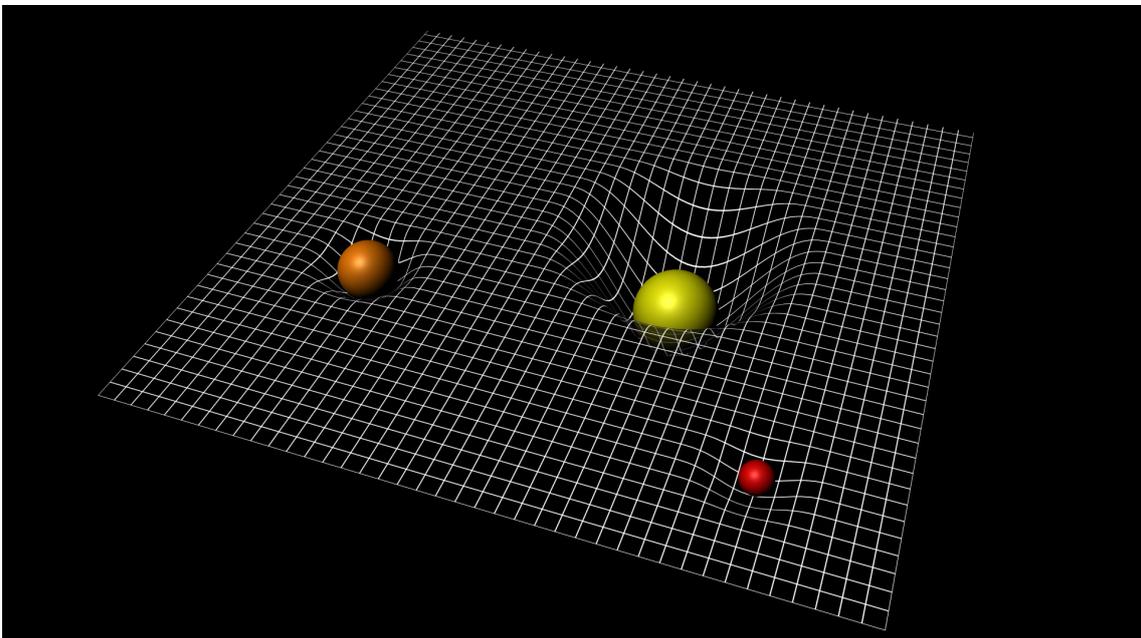
terização de transientes e inclusive, explicará o Aprendizado de Máquina (Machine Learning) que apresentou-se como melhor técnica, trazendo um resultado satisfatório para tais classificações. Finalmente, no capítulo 5, apresentaremos as conclusões e perspectivas deste trabalho.

2 ONDAS GRAVITACIONAIS

Quando nos referimos ao espaço-tempo, tratamos de quatro dimensões (três espaciais e uma temporal), porém, conseguimos desenhar ou visualizar apenas três dimensões simultaneamente. Portanto, para facilitar o entendimento sobre o que são as OGs, podemos fazer uma analogia com o sistema bidimensional, imaginando o espaço-tempo como uma cama elástica. Se colocarmos um corpo de massa M no centro dessa cama, esta sofrerá uma deformação. Você pode entender essa deformação com uma diferença nas formas de como medimos distâncias sobre essa “superfície”.

É dessa forma que podemos imaginar o espaço-tempo e como as deformações ao redor de um objeto acontecem. Se houver uma deformação numa determinada região do Universo, podemos dizer, simplesmente, que haverá uma mudança na geometria do espaço-tempo. Quanto mais massivo o corpo, ou seja, quanto maior sua massa, maior a deformação causada por ele. A Figura 2.1 apresenta (bidimensionalmente) como diferentes massas curvam ou deformam desigualmente o espaço-tempo.

Figura 2.1 - Representação da curvatura do espaço-tempo.



Fonte: [Spacetime curvature \(2015\)](#).

Note que na Figura 2.1, as regiões sem a presença de massa, possuem grades de

tamanhos iguais e isso significa que nessas regiões a forma de se medir distância é sempre a mesma. Contudo, as regiões que possuem matéria têm as grades deformadas e a forma que se mede distância entre grades adjacentes é diferente.

Objetos em regiões deformadas pela presença de matéria tendem a acompanhar as curvaturas seguindo geodésicas e dessa forma, orbitam no objeto central. Uma geodésica é uma “linha reta” dentro da geometria específica. Por exemplo, uma “linha reta” sobre uma superfície esférica é, na verdade, um arco de circunferência.

Assim, os corpos deformam todo o espaço-tempo ao seu redor e se eles se movimentarem, tais distorções no espaço-tempo irão acompanhá-los. Alguns eventos astrofísicos muito energéticos podem causar deformações que se propagam ao longo do espaço-tempo. A essas propagações damos o nome de Ondas Gravitacionais, OGs, que portanto, podem ser definidas como oscilações ou perturbações no espaço-tempo local que se propagam pelo próprio espaço-tempo.

Para explicar as OGs de forma menos qualitativa e entendermos melhor suas características e origens, precisaremos relembrar alguns aspectos da Teoria da Relatividade Geral (TRG).

2.1 A Teoria da Relatividade Geral

O intervalo ds entre dois eventos (pontos vizinhos) no espaço-tempo pode ser expresso por:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (2.1)$$

O lado direito da Equação 2.1 é escrito através da convenção de Einstein da soma-tória de índices repetidos, onde dx^i com $i = 1, 2$ e 3 representam as coordenadas espaciais e $dx^0 \equiv cdt$, a coordenada temporal; a informação sobre a curvatura do espaço-tempo é codificada na métrica $g_{\mu\nu}$.

Voltando à Figura 2.1, podemos visualizar a métrica $g_{\mu\nu}$ como sendo plana em pontos distantes das massas. No entanto, quando nos aproximamos dos corpos, há desvios com relação à planeza. Neste sentido, podemos definir a métrica como uma “régua”, ou seja, como medimos a distância entre dois pontos quaisquer. Em coordenadas cartesianas (métrica plana), por exemplo, podemos escrever a distância entre dois pontos através da Equação 2.2:

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad (2.2)$$

onde a métrica plana $\eta_{\mu\nu}$ é a chamada métrica de *Minkowski* e pode ser representada na forma matricial por 2.3.

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Podemos definir a partir da Equação 2.2 a geodésica no espaço-tempo como sendo a menor distância entre dois pontos. Dessa forma, um corpo, ou até mesmo a luz, realiza movimento ao longo das geodésicas do espaço-tempo devido à deformação (gravidade) causada pela presença de um outro corpo.

Na convenção de Einstein, a métrica de Minkowski implica apenas na existência dos termos de índices repetidos ($\mu = \nu$), o equivalente ao lado direito da Equação 2.2. Esta será a assinatura adotada para os próximos possíveis desenvolvimentos matemáticos ($\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$).

A Terra, onde localizam-se os detectores, está relativamente distante de fontes emisoras de OGs. Por isso, podemos fazer uma aproximação como na Equação 2.4, de forma que a métrica do espaço-tempo $g_{\mu\nu}$ seja dada como a métrica plana de Minkowski ($\eta_{\mu\nu}$) mais uma pequena perturbação $h_{\mu\nu}$ (SAULSON, 2017),

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad \text{com } |h_{\mu\nu}| \ll 1. \quad (2.4)$$

O que a Equação 2.4 nos diz é que se um evento ondas gravitacionais ocorrido em algum lugar no Universo passasse pela Terra, a métrica local seria a métrica plana de Minkowski (pois está distante da fonte) mais a perturbação que a onda causou; em poucas palavras, é essa pequena perturbação $h_{\mu\nu}$ que carrega a “curvatura” ou a física das OGs que estamos interessados.

Obtemos a métrica $g_{\mu\nu}$ através das Equações de Campo de Einstein ¹ (Equações 2.5) as quais consistem em dez equações e relacionam a geometria do espaço-tempo,

¹Desconsiderando a constante cosmológica.

$G_{\mu\nu}$, com a distribuição de matéria e energia dada pelo Tensor Momento-Energia, $T_{\mu\nu}$.

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2.5)$$

O tensor $T_{\mu\nu}$ também é chamado de termo fonte e, longe da fonte, é nulo; o outro, $G_{\mu\nu}$, que descreve a curvatura do espaço-tempo pode ser expresso pela Equação 2.6.

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R \quad (2.6)$$

Nessa forma, ele está escrito em função do tensor e escalar de *Ricci*, $R_{\mu\nu}$ e R , respectivamente. O escalar é dado pela contração da métrica com o tensor de Ricci $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$ e o tensor de Ricci é a contração do Tensor de Riemann (D'INVERNO, 1992).

$$R_{\mu\nu} = R^{\rho}_{\mu\rho\nu} = g^{\rho\sigma}R_{\sigma\mu\rho\nu} \quad (2.7)$$

O tensor de Riemann, por sua vez, também pode ser definido pela Equação 2.8,

$$R^{\mu}_{\nu\rho\sigma} = \partial_{\rho}\Gamma^{\mu}_{\nu\sigma} - \partial_{\sigma}\Gamma^{\mu}_{\nu\rho} + \Gamma^{\epsilon}_{\nu\sigma}\Gamma^{\mu}_{\epsilon\rho} - \Gamma^{\epsilon}_{\nu\rho}\Gamma^{\mu}_{\epsilon\sigma} \quad (2.8)$$

onde $\Gamma^{\mu}_{\nu\rho}$ é a chamada conexão métrica que está representada em função das métricas e suas derivadas pela seguinte relação:

$$\Gamma^{\mu}_{\nu\rho} = \frac{1}{2}g^{\mu\sigma}(\partial_{\nu}g_{\sigma\rho} + \partial_{\rho}g_{\sigma\nu} - \partial_{\sigma}g_{\nu\rho}). \quad (2.9)$$

Com as definições acima da TRG é possível deduzir matematicamente de onde vêm as equações de ondas gravitacionais.

2.1.1 A Equação de Onda e sua solução

Primeiramente, definamos um tensor $\bar{h}_{\mu\nu}$ como:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h \quad (2.10)$$

onde $h = \eta_{\alpha\beta}h^{\alpha\beta} = h_{\beta}^{\beta}$ e $\bar{h} = -h$; substituindo a aproximação de campo fraco (Equação 2.4) nas métricas da definição da conexão métrica (Equação 2.9) e inserindo na definição do tensor de Riemann, (Equação 2.8) é possível mostrar que (BUONANNO, 2007)

$$\square^2 \bar{h}_{\nu\sigma} + \eta_{\nu\sigma} \partial^\rho \partial^\lambda \bar{h}_{\rho\lambda} - \partial^\rho \partial_\nu \bar{h}_{\rho\sigma} - \partial^\rho \partial^\sigma \bar{h}_{\rho\nu} + O(h^2) = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\nu\sigma} \quad (2.11)$$

O operador $\square^2 = \eta_{\rho\sigma} \partial^\rho \partial^\sigma$ à esquerda é denominado *d'Alembertiano* e finalmente, utilizando o calibre² de Lorentz (Equação 2.12) e eliminando termos de segunda ordem,

$$\bar{h}^{\mu\nu}{}_{,\nu} = \partial_\nu \bar{h}^{\mu\nu} = 0 \quad (2.12)$$

é possível deduzir a equação da onda gravitacional a partir da linearização das equações de campo de Einstein (Equações 2.5) para um campo gravitacional fraco, longe da fonte:

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2.13)$$

que também oferece a equação de onda no vácuo (2.14), onde o tensor momento-energia $T_{\mu\nu} = 0$.

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (2.14)$$

A aplicação de mais um calibre é feita: o calibre TT, transverso e sem traço (do inglês *Transverse and Traceless*) que consiste nas seguintes condições:

$$h^{00} = 0, \quad h^{0i} = 0, \quad \partial_i h^{ij} = 0 \quad e \quad h^{ii} = 0. \quad (2.15)$$

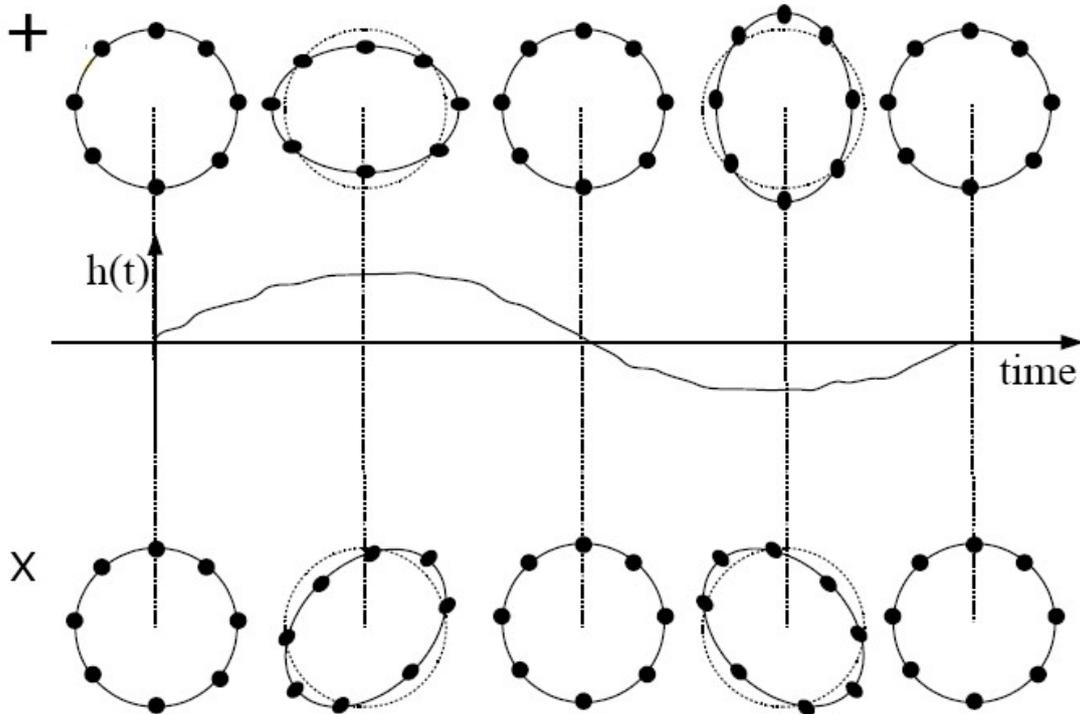
²um calibre é utilizado, em geral, para fazer transformações matemáticas de forma que não haja alteração nas soluções.

Dessa forma, se o tensor h_{ij} satisfizer essas condições, ele pode ser denotado h_{ij}^{TT} . Essa escolha está relacionada a um princípio da TRG de que gravitação não é uma força, mas um fenômeno de movimento geodésico através do espaço-tempo curvado (SAULSON, 2017) e portanto, se uma onda plana propaga-se ao longo da direção \hat{z} , podemos representar o h_{ij}^{TT} na seguinte forma matricial.

$$h_{ij}^{TT} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Os termos h_+ e h_\times equivalem aos dois estados de polarização da onda gravitacional e estão representadas na Figura 2.2. Como são ondas transversais, nessa figura a onda gravitacional estaria se propagando perpendicularmente a esta folha, entrando ou saindo dela.

Figura 2.2 - Polarizações + e \times de uma Onda Gravitacional se propagando perpendicularmente à folha e a composição $h(t)$.



Fonte: Adaptada de Ju et al. (2000).

A Figura 2.2 basicamente apresenta o comportamento de massas pontuais (numa distribuição circular) com a passagem de uma OG. Se restringirmos o estudo na polarização *mais* (+), notamos que na posição inicial, as massas testes estão igualmente distantes do centro da circunferência; quando há a passagem de uma OG, algumas massas afastam-se do centro enquanto as outras aproximam-se. Isso ocorre alternadamente, seguindo a fase da onda passante, até que as massas testes voltem às posições iniciais, quando a passagem da onda se encerra.

Esse efeito de massas testes se afastarem e aproximarem-se de um ponto de referência (normalmente central) é uma consequência da deformação da métrica local. As distâncias relativas se alteram com a passagem de uma onda gravitacional. Tal efeito permitiu as detecções das OGs por um interferômetro laser. Observe que a polarização \times age exatamente da mesma forma que a +, mas rotacionada de 45° . Na Figura 2.2 há também a indicação da amplitude da OG, $h(t)$, no tempo, que é a composição das duas polarizações.

Uma solução geral possível para um observador muito distante da fonte da equação de onda plana (Equação 2.13) é apresentada pela Equação 2.17:

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t) = \frac{4G}{rc^4} \int T_{\mu\nu} \left(t - \frac{r}{c} \right) d^3x \quad (2.17)$$

onde queremos $\bar{h}_{\mu\nu}$ a uma distância r da fonte representada pelo tensor momento-energia no tempo de retardo $(t - \frac{r}{c})$; G e c são a constante gravitacional e velocidade da luz, respectivamente.

Através de uma aproximação Newtoniana e considerando que a densidade de repouso da fonte é ρ (COSTA, 2005), podemos reescrever a Equação 2.17:

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t) = \frac{2G}{rc^4} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\int \rho x_\mu x_\nu d^3x \right). \quad (2.18)$$

O termo entre parenteses é o momento quadrupolar $I_{\mu\nu}$ da fonte; esse momento é análogo à expansão multipolar no eletromagnetismo, exceto pelo fato de que, no caso gravitacional, o termo predominante é quadrupolar e a radiação dipolar é proibida pelas leis da conservação (KENYON, 1990).

Para continuarmos consistentes com o raciocínio anterior, se aplicamos o calibre TT nessa solução, é preciso também definir o momento quadrupolar reduzido (sem

traço) (SAULSON, 2017),

$$I_{\mu\nu} = \int dV \left(x_\mu x_\nu - \frac{1}{3} \delta_{\mu\nu} r^2 \right) \rho(r) \quad (2.19)$$

e com isso, a Equação 2.18 pode ser reescrita pela Equação 2.20.

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t) = \frac{2G}{rc^4} \frac{\partial^2 I_{\mu\nu}}{\partial t^2} = \frac{2G}{rc^4} \ddot{I}_{\mu\nu} \quad (2.20)$$

O lado direito está avaliado no tempo de retardo ($t - r/c$) e a solução pode ser interpretada como uma onda gravitacional linearizada distante da fonte, numa geometria quase plana no sistema de coordenada chamado de calibre de Lorentz (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009).

Assim como a radiação eletromagnética, a radiação gravitacional carrega energia e podemos, também, definir que uma fonte de radiação de quadrupolo gravitacional tem uma luminosidade gravitacional total dada pela Equação 2.21. Note que $\ddot{I}_{\mu\nu} \neq 0$ implica a existência de radiação gravitacional.

$$L = \frac{G}{5c^5} \langle \ddot{I}_{\mu\nu} \ddot{I}^{\mu\nu} \rangle \quad (2.21)$$

As OGs são ondas transversais que propagam-se com a velocidade da luz (segundo a TRG) e carregam informações sobre sua origem, o que possibilita a descoberta do tipo de evento responsável pelos sinais detectados.

2.2 Fontes Astrofísicas

Até mesmo uma pessoa balançando seus braços de forma acelerada emite OGs. Mas, o sinal emitido é completamente insignificante em deformar o espaço-tempo, ou seja, o valor de $h_{\mu\nu}$ na Equação 2.4 é desprezível. Observe na Equação 2.20 que a amplitude da onda gravitacional é proporcional à segunda derivada temporal do momento de quadrupolo. Isto implica que ela depende de grandes massa serem aceleradas para que tenha valores mensuráveis, dado a constante $G/c^4 \ll 1$. Para que OGs sejam detectáveis, os eventos devem envolver grandes massas compactas movendo-se com velocidades próximas à da luz. Por isso, quando o assunto é OGs, sempre nos referimos a eventos astrofísicos.

Conforme vimos na seção anterior, a condição necessária e suficiente para que haja emissão de ondas gravitacionais é que a derivada terceira do momento quadrupolar da fonte seja não nula (KENYON, 1990). Basicamente, o que é necessário é que se tenham massas aceleradas de maneira assimétrica.

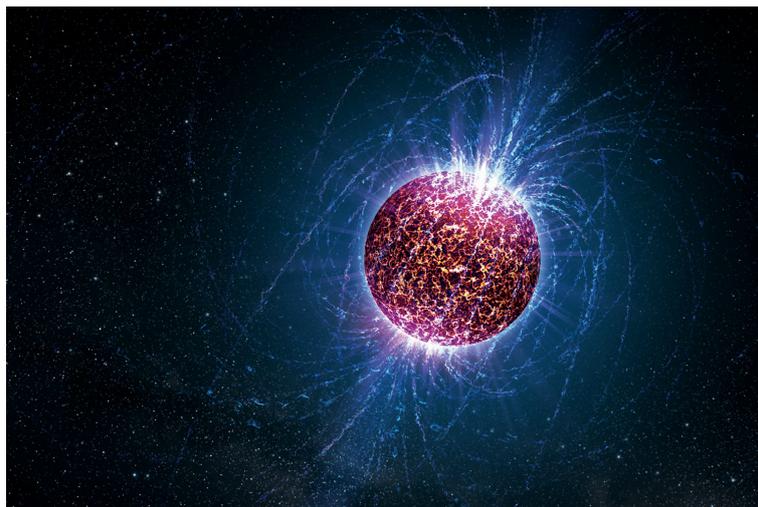
Como a densidade da fonte é um fator importante no estudo de ondas (pois está presente no cálculo do momento quadrupolar), concluímos que objetos como estrelas de nêutrons (ENs) e buracos negros (BNs) são algumas das fontes mais promissoras a serem observadas e, inclusive, compuseram as recentes detecções diretas de OGs.

As ondas gravitacionais estão, portanto, ligadas a fenômenos muito energéticos, incluindo supernovas e outros ventos cataclísmicos em escalas astrofísicas. Podemos dividir suas principais fontes em quatro tipos: contínuas, de espiralação, impulsivas e estocásticas.

2.2.1 Fonte contínua

Como o próprio nome já diz, uma fonte contínua de OGs é aquela que emite radiação continuamente, com uma frequência característica, sem picos e sem variações durante o sinal; um exemplo de fonte desse tipo é uma EN, cuja representação artística está na Figura 2.3.

Figura 2.3 - Representação artística de uma Estrela de Nêutrons.



Fonte: Casey Reed/Penn State University (2009).

De acordo com a teoria de Evolução Estelar, a protoestrela é formada quando uma nuvem de gás se contrai; se sua massa é maior que $0.07M_{\odot}$, ela entra na Sequência Principal (SP), ou seja, ela passa a transformar hidrogênio em hélio. Quanto maior a sua massa, elementos químicos cada vez mais pesados serão produzidos. Porém, se as reações chegarem até a produção de ferro, as reações nucleares cessam, a estrela para de produzir energia e colapsa. Dessa forma, se a estrela tiver massa entre $10M_{\odot}$ e $25M_{\odot}$ (KEPLER, 2014), irá liberar parte de sua massa numa explosão de supernova e sua remanescente será então, uma estrela de nêutrons.

É importante destacar que a combinação de alta massa e rotação numa EN, não implica, necessariamente, na emissão de OGs. Inclusive, não serão emitidas OGs se houver uma simetria espacial axial ao redor da EN. Isso acontece porque se ela é simétrica, a curvatura do espaço-tempo ao seu redor também será e portanto, não há variações temporais na deformação do espaço-tempo local. Para que haja emissão, a EN tem que ter imperfeições na forma esférica, como uma pequena “montanha” na superfície. Tais imperfeições ou irregularidades contribuirão para que a variação do momento quadrupolar do sistema ocorra. Se uma EN está rotacionando periodicamente, então aquela “montanha” irá deformar o espaço-tempo local continuamente e emitirá a informação que irá se propagar pelo universo periodicamente através das oscilações no espaço-tempo.

Se a uma distância r da Terra, existe uma EN sem simetria axial, com frequência de rotação ν em torno do eixo z , então esta emite OGs monocromáticas com frequência 2ν e amplitude dada pela Equação 2.22 (PRIX, 2009),

$$h_0 = \frac{16\pi^2 G I_{zz} \nu^2}{c^4 r} \epsilon \quad (2.22)$$

ϵ representa a elipticidade equatorial da EN que pode ser definida pela Equação 2.23,

$$\epsilon = \frac{I_{xx} - I_{yy}}{I_{zz}} \quad (2.23)$$

I_{ii} são os valores para o momento de inércia.

Recentemente, a Colaboração LIGO publicou resultados referentes à busca por sinais provenientes de alguns pulsares conhecidos e pôs limites superiores ao valor da elipticidade $\epsilon < 10^{-5}$ (ABBOTT et al., 2017a). Outros trabalhos impõem limites ainda

menores se essas irregularidades forem devido, exclusivamente, ao campo magnético \vec{B} da estrela (ARAUJO et al., 2016).

Outros exemplos de fontes contínuas são binárias de estrelas de nêutrons EN-EN, binárias de buracos negros BN-BN, ou ainda, binárias EN-BN, todas longe da coalescência³.

2.2.2 Fonte de espiralação

Como citado anteriormente, binárias longe da coalescência são fontes contínuas de OGs. Quando uma binária começa a coalescer, diminuindo a distância relativa entre os dois corpos, aumentando a frequência de órbita e a velocidade até a fusão, ela passa a ser uma fonte de espiralação de OGs. Exemplos dessas fontes também são binárias de EN-EN, BN-BN e EN-BN. A primeira detecção direta de OGs, GW150914, foi proveniente da fusão de dois BNs e portanto, faz parte deste tipo de fonte. A sigla vem da contração de *Gravitational-Wave*, *GW*, seguida do ano, mês e dia da detecção.

Para uma fonte deste tipo, podemos supor uma órbita circular e encontrar as terceiras derivadas do momento quadrupolar (Equação 2.21) para obter a luminosidade através da Equação 2.24 (KENYON, 1990).

$$L = \frac{32 G}{5 c^5} \omega^6 \mu^2 a^4 \quad (2.24)$$

Portanto, para um sistema binário de massas individuais m_1 e m_2 , relacionamos a luminosidade de um evento de espiralação com a frequência de órbita (ou velocidade angular orbital), ω , com a distância entre os centros dos dois objetos, a , e com a massa reduzida do sistema $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$.

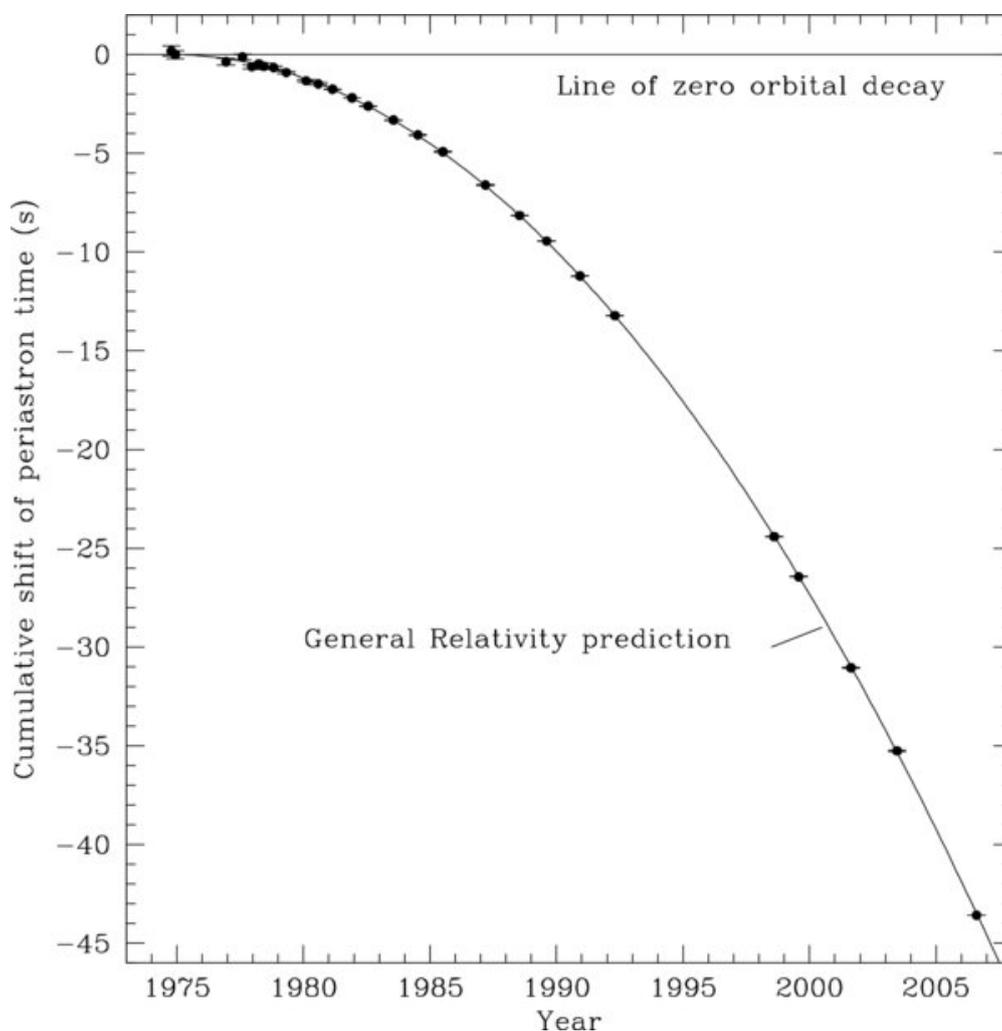
No século XX, Russell Hulse e Joseph Taylor observaram um pulsar binário conhecido como PSR1913+16 (WEISBERG; TAYLOR, 2004) e logo perceberam tratar-se de um caso especial, já que o sistema consistia em duas estrelas de nêutrons. O estudo mostrou ainda uma outra peculiaridade: o período orbital do sistema decaía com o tempo (HULSE; TAYLOR, 1975); tal variação só poderia ser explicada se o sistema perdesse energia por emissão de OGs. Essa foi a primeira observação indireta da existência da radiação gravitacional e recebeu o prêmio Nobel em 1993 (THE NOBEL

³Fase que envolve as últimas órbitas estáveis, a queda em espiral de um objeto no outro, o toque, a fusão e *ringdown* do objeto remanescente.

PRIZE IN PHYSICS 1993, 2014).

A Figura 2.4 apresenta as observações deste pulsar binário durante anos, desde 1974. O eixo vertical mostra a variação acumulativa no período orbital (em segundos) e o horizontal, quando a medida foi realizada. Os pontos representam os dados reais e a parábola, a curva prevista pela TRG para um sistema emitindo radiação gravitacional que coincide perfeitamente com os pontos. A linha horizontal indica onde os pontos estariam se não houvesse decaimento orbital.

Figura 2.4 - Medidas do pulsar PSR1913 + 16 até o ano de 2007.



Fonte: Weisberg et al. (2010).

Essa é uma evidência indireta da existência das ondas gravitacionais porém, foi somente em 2015 que primeira detecção direta aconteceu.

2.2.2.1 A primeira detecção direta: GW150914

A primeira detecção direta de OGs ocorreu no dia 14 de setembro de 2015 e o sinal recebido foi proveniente de um evento de espiralação entre dois buracos negros de massas $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$ e $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$. Esse evento teve como remanescente um outro buraco negro de massa $62_{-4}^{+4} M_{\odot}$ e liberou $3_{-0.5}^{+0.5} M_{\odot} c^2$ em OGs (ABBOTT et al., 2016).

Tal evento foi detectado pelos dois observatórios do LIGO: o de Hanford (LHO) em Washington e o de Livingston (LLO) no estado da Louisiana, ambos nos EUA. A detecção aconteceu, primeiramente, no LLO e $6.9_{-0.4}^{+0.5}$ ms depois no LHO. Este atraso possibilitou delimitar uma região do céu onde a fonte poderia estar localizada. A Figura 2.5 esquematiza o sinal GW150914 em Hanford apresentando como a frequência da onda gravitacional varia na coalescência e mostrando a separação e a velocidade relativa dos BNs.

A separação é dada em unidades do raio de Schwarzschild (Equação 2.25):

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (2.25)$$

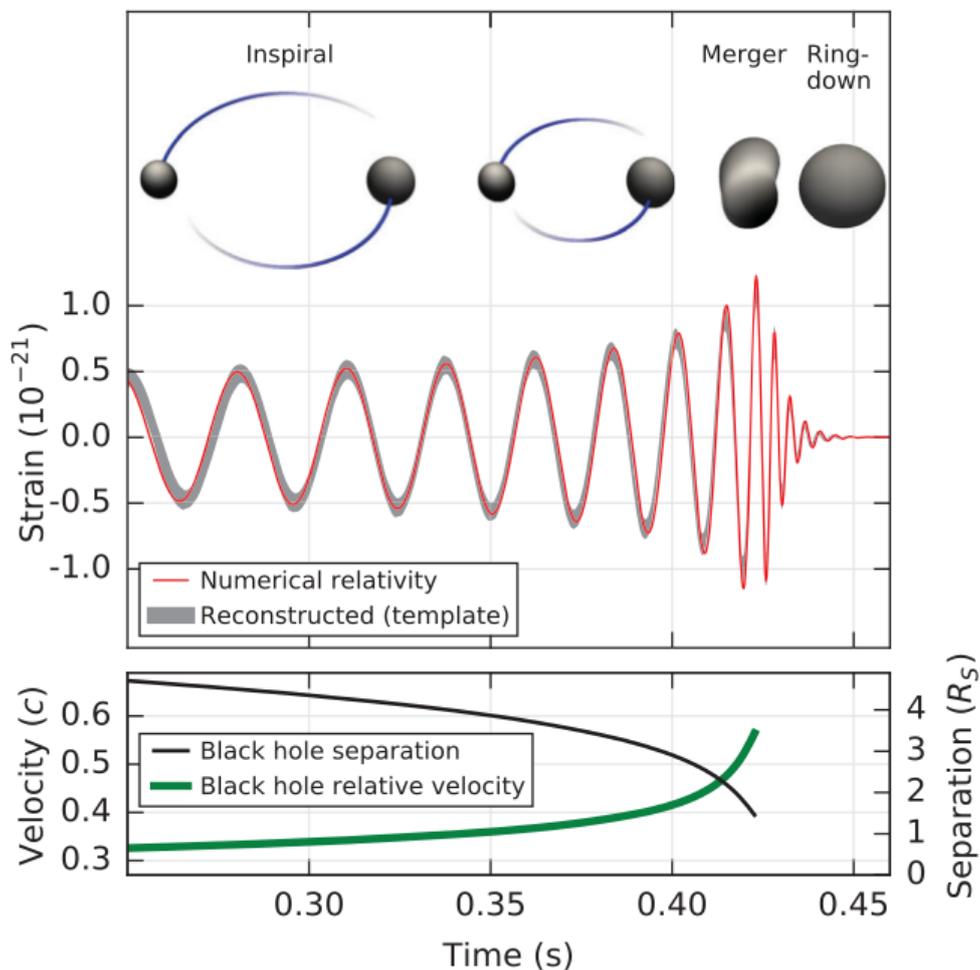
e a velocidade relativa em função do parâmetro pós-Newtoniano (Equação 2.26):

$$\frac{v}{c} = \left(\frac{GM\pi f}{c^3} \right)^{1/3}. \quad (2.26)$$

O raio de Schwarzschild, R_S , de um BN pode ser definido como o limite do horizonte de eventos; o limite determina que, no interior desse raio, nem a luz consegue escapar. Na Equação 2.26, f representa a frequência da onda gravitacional obtida pela relatividade numérica e a M é a massa total.

A partir da Figura 2.5, é possível explicar que a coalescência é dividida em três fases: a inicial, em que os objetos estão em órbita e a distância relativa entre eles começa a diminuir no processo de espiralação (*inspiral*); a intermediária, onde os BNs entram no processo de fusão (*merger*) e a final com a acomodação do objeto remanescente (*ring-down*). Vemos que, conforme a separação entre os BNs diminui, a velocidade relativa entre eles aumenta e quanto mais próximos os BNs, maiores são a frequência e a amplitude da onda.

Figura 2.5 - Sinal do evento GW150914 em Hanford, sua forma de onda prevista pela relatividade numérica, separação e velocidade relativa dos BNs.



Fonte: Abbott et al. (2016).

O sinal da primeira detecção, em cerca de 8 ciclos, teve um aumento na frequência de 35Hz para 150Hz, onde a amplitude foi máxima. Nas frequências mais baixas, cada evolução é caracterizada pela massa de *chirp* (ABBOTT et al., 2016):

$$\mathcal{M} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left[\frac{5}{96} \pi^{-8/3} f^{-11/3} \dot{f} \right]^{3/5} \quad (2.27)$$

onde f é a frequência observada e \dot{f} é a variação da frequência no tempo.

Um outro candidato a evento de ondas gravitacionais LVT151012 também foi regis-

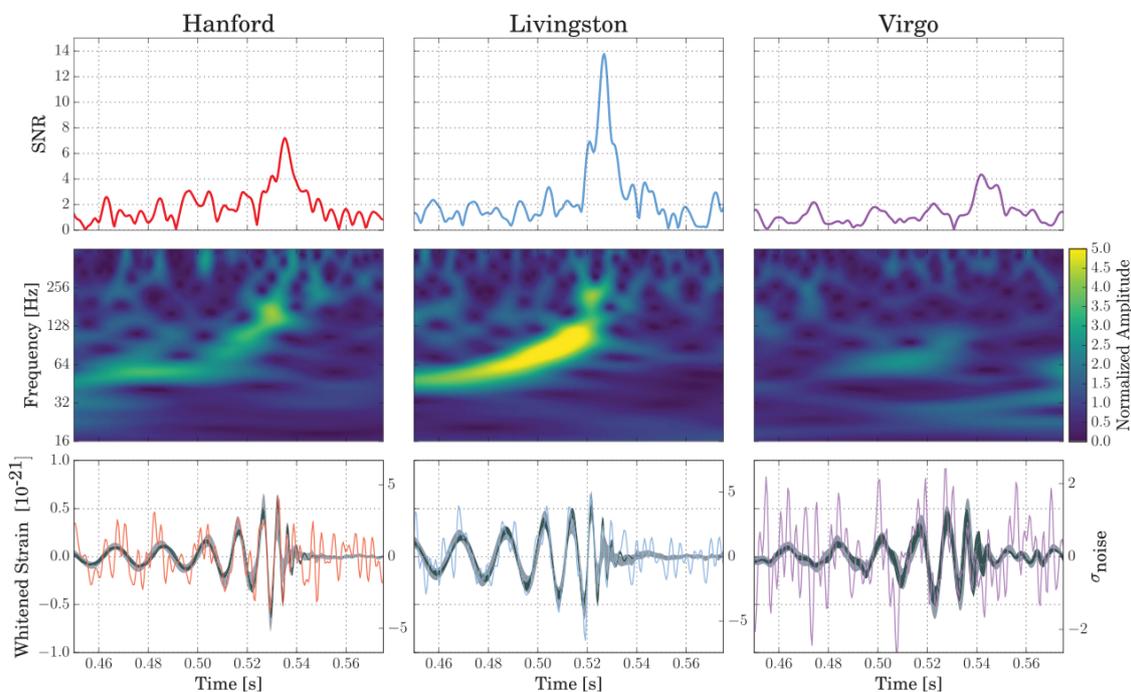
trado pelos dois detectores do LIGO, porém sua significância estatística foi baixa, com apenas 85% de chance de ser um evento de ondas gravitacionais, então a Colaboração LIGO decidiu por não classificá-lo como onda gravitacional.

Mais outras três detecções ocorreram: a GW151226 (ABBOTT et al., 2016b), a GW170104 (ABBOTT et al., 2017a) e a GW170608 (ABBOTT et al., 2017b), todas envolvendo a coalescência de buracos negros. Destacaremos a seguir uma outra detecção que aconteceu no dia 14 de agosto de 2017 e que teve um diferencial se comparada com as anteriores.

2.2.2.2 A primeira detecção tripla: GW170814

O evento GW170814 também consistiu na coalescência de dois BNs cujas massas foram $30_{-3.0}^{M_{\odot}}$ e $25.3_{-4.2}^{+2.8} M_{\odot}$. Contudo, o evento destacou-se por ser a primeira detecção tripla, isto é, o sinal não foi detectado apenas pelos dois observatórios do LIGO, mas também por um terceiro: o VIRGO, um outro interferômetro localizado na Itália. A Figura 2.6 apresenta os sinais detectados (na parte inferior) pelos três interferômetros.

Figura 2.6 - Sinal do evento GW170814 pelos dois observatórios LIGO e pelo VIRGO.

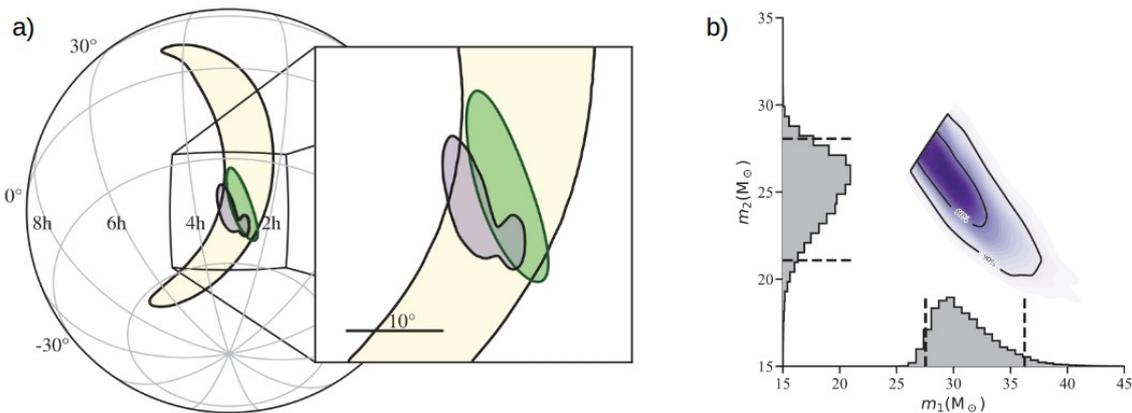


Fonte: Abbott et al. (2017b).

Na parte superior temos a razão sinal-ruído (SNR) do evento e no meio, a representação do sinal através de um espectrograma (gráfico de frequência por tempo, onde as cores representam a amplitude normalizada).

A confirmação do sinal com três detectores trouxe uma melhoria na localização da fonte no céu. A região de onde a fonte poderia estar reduziu de 1160 deg^2 para 60 deg^2 (ABBOTT et al., 2017b). A Figura 2.7 mostra na parte a) as possíveis regiões de localização do evento GW170814; a área em amarelo representa a localização da fonte se observada apenas pelos dois observatórios LIGO e com a inclusão do VIRGO a região reduz significativamente (em verde). A cor roxa apenas indica a localização depois de uma análise mais completa. As regiões apresentam 90% de confiança do evento estar ali e a indicação está em coordenadas equatoriais.

Figura 2.7 - Precisão na localização no céu com os dois detectores LIGO comparada com os três detectores juntos.



Fonte: Adaptada de Abbott et al. (2017b).

A parte b) da Figura 2.7 mostra a distribuição de massa para os BNs, onde os contornos de fora e dentro apresentam, respectivamente, 90% e 50% de confiança da combinação das massas estar ali. Note que a distribuição (em cinza) de cada massa não é gaussiana e por isso, os erros das massas para mais e para menos não são iguais.

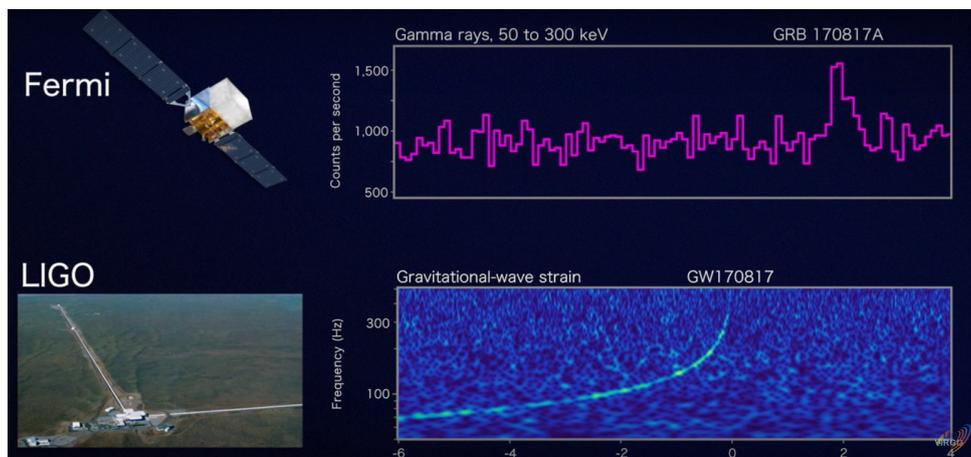
Mais uma detecção é importante destacar, ela ocorreu no dia 17 de agosto de 2017 e trouxe outra novidade: a coalescência de duas estrelas de nêutrons.

2.2.2.3 A primeira detecção envolvendo estrelas de nêutrons: GW170817

Os três observatórios, novamente, detectaram o sinal de ondas gravitacionais, mas agora o primeiro proveniente da espiralação envolvendo um par de estrelas de nêutrons. O sinal foi detectado com uma razão sinal-ruído combinada de 32.4 e uma taxa de falso alarme menor de 1 a cada 8.0×10^4 anos (ABBOTT et al., 2017c). A análise do sinal de OG emitido por esse evento apontou para um valor das massas individuais da binária entre $0.86 M_{\odot}$ e $2.26 M_{\odot}$, porém, assumindo que os objetos estão rotacionando mais devagar, ou seja, assumindo diferentes valores de spin, as massas podem estar entre $1.17 M_{\odot}$ e $1.60 M_{\odot}$ e independentemente do caso, há consistência com o que sabemos até hoje sobre estrelas de nêutrons.

Além do sinal ter sido detectado pelos três observatórios, houve uma outra fascinante novidade: a contrapartida eletromagnética. Esta já era esperada para um evento desse tipo, já que a fonte continha estrelas de nêutrons. E com isso, dezenas de detectores também identificaram a radiação eletromagnética vinda da mesma região, incluindo raios- γ , raios-X, ultravioleta, óptico, infravermelho e rádio. Em relação a detecção gravitacional, foi nessa ordem que os sinais foram surgindo e tudo isso durou mais de dez dias (ABBOTT et al., 2017). Com a fusão das ENs formou-se o que chamamos de quilonova e elementos muitos pesados foram ejetados pelo Universo. A primeira contrapartida eletromagnética foi em raios- γ que aconteceu cerca de 2s depois da detecção da onda gravitacional. Essa pequena explosão de raios- γ foi detectada pelo telescópio espacial Fermi GRB e uma ilustração do evento em relação ao tempo é mostrada na Figura 2.8.

Figura 2.8 - Pequeno *burst* de raios- γ cerca de 2s depois da detecção gravitacional.

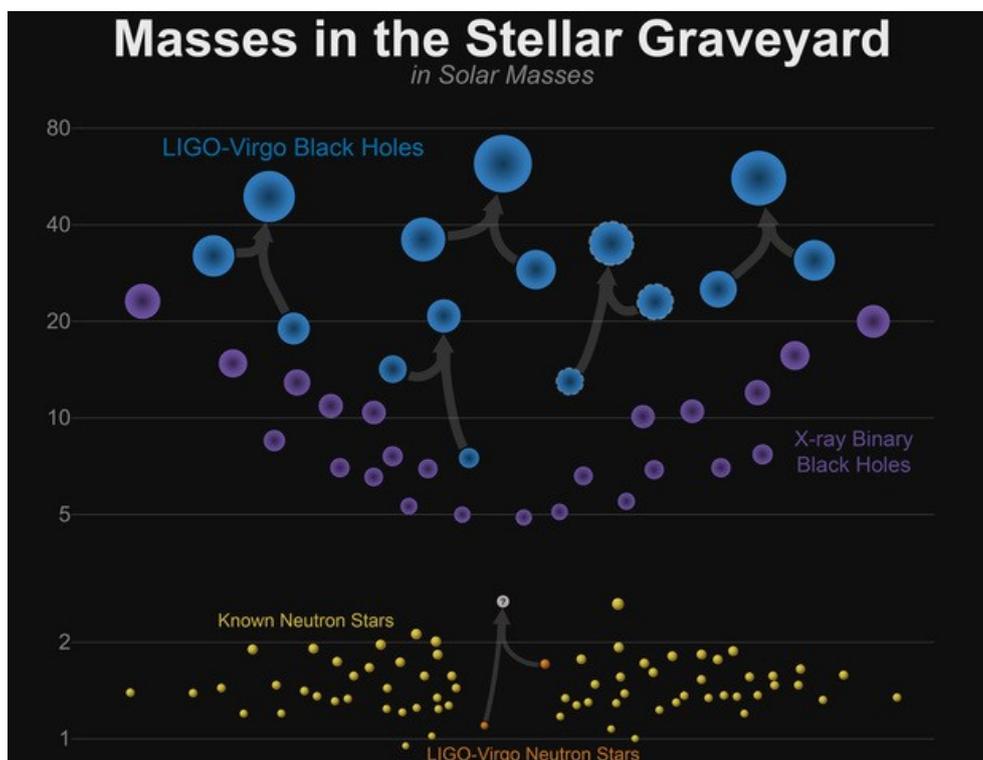


Fonte: Adaptada de Coincident detection with gravitational waves and gamma rays (2017).

É importante destacar que de uma coalescência de binárias de estrela de nêutrons, pode resultar uma outra estrela de nêutrons, mais pesada, ou um buraco negro. O remanescente vai depender das massas individuais iniciais, do quanto de energia vai ser liberada em forma de OGs no processo de coalescência e de características estruturais do objeto remanescente. Inclusive, no evento GW170817 surgiu essa grande questão: o remanescente formado foi uma outra estrela de nêutrons ou um buraco negro? A resposta é que não se sabe.

A Figura 2.9 mostra a distribuição de massas conhecidas de algumas ENs e alguns BNs. Em roxo há as massas medidas através das observações eletromagnéticas em binárias de BNs; em azul, as massas de BNs medidas com as detecções de OGs; em amarelo, as massas de ENs medidas com observações eletromagnéticas e em laranja, as massas encontradas no evento GW170817. Como citado anteriormente, o remanescente não foi classificado (em branco) e apesar de todas descobertas, ainda há muitas respostas a serem encontradas.

Figura 2.9 - Distribuição das massas de buracos negros e estrelas de nêutrons.

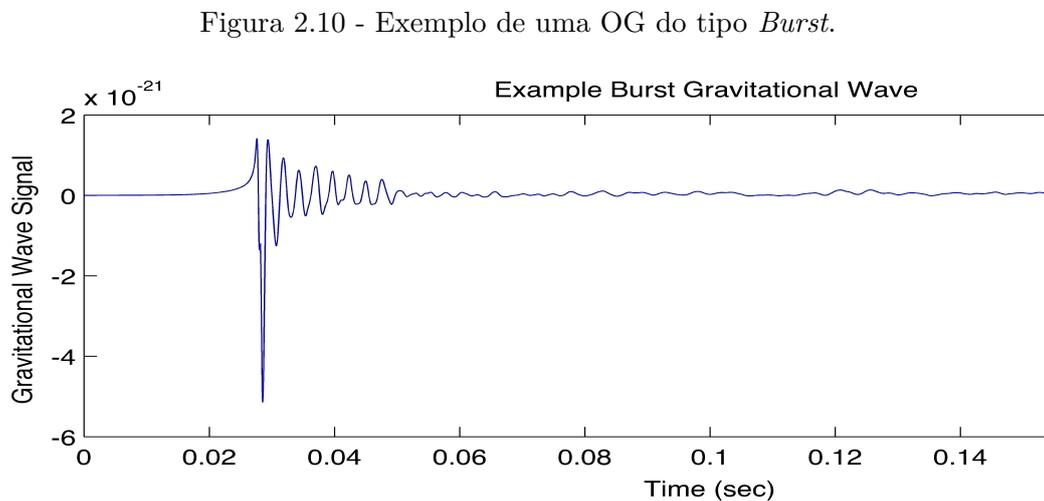


Fonte: Masses of Neutron Stars and Black Holes (2017).

As primeiras detecções foram fatores preponderantes à astrofísica de ondas gravitacionais. Depois delas, novos estudos estão sendo realizados para responder questões fundamentais sobre a natureza da matéria e do próprio espaço-tempo, e mais descobertas estão por vir.

2.2.3 Fonte impulsiva / *Burst*

Ondas gravitacionais do tipo *burst* têm curta duração, são produzidas por eventos inesperados e podem ter origens ainda não conhecidas. Não há uma previsão da forma de onda, como nos casos de fontes contínuas e de espiralação. A Figura 2.10 dá um dos vários exemplos de uma OG do tipo *burst*.



Entre as fontes impulsivas podemos citar supernovas, que por algum processo aconteceriam de forma axiassimétrica, deformando o núcleo denso no interior da estrela, ou ainda ejetando-o, e com isso emitindo um pulso de ondas gravitacionais.

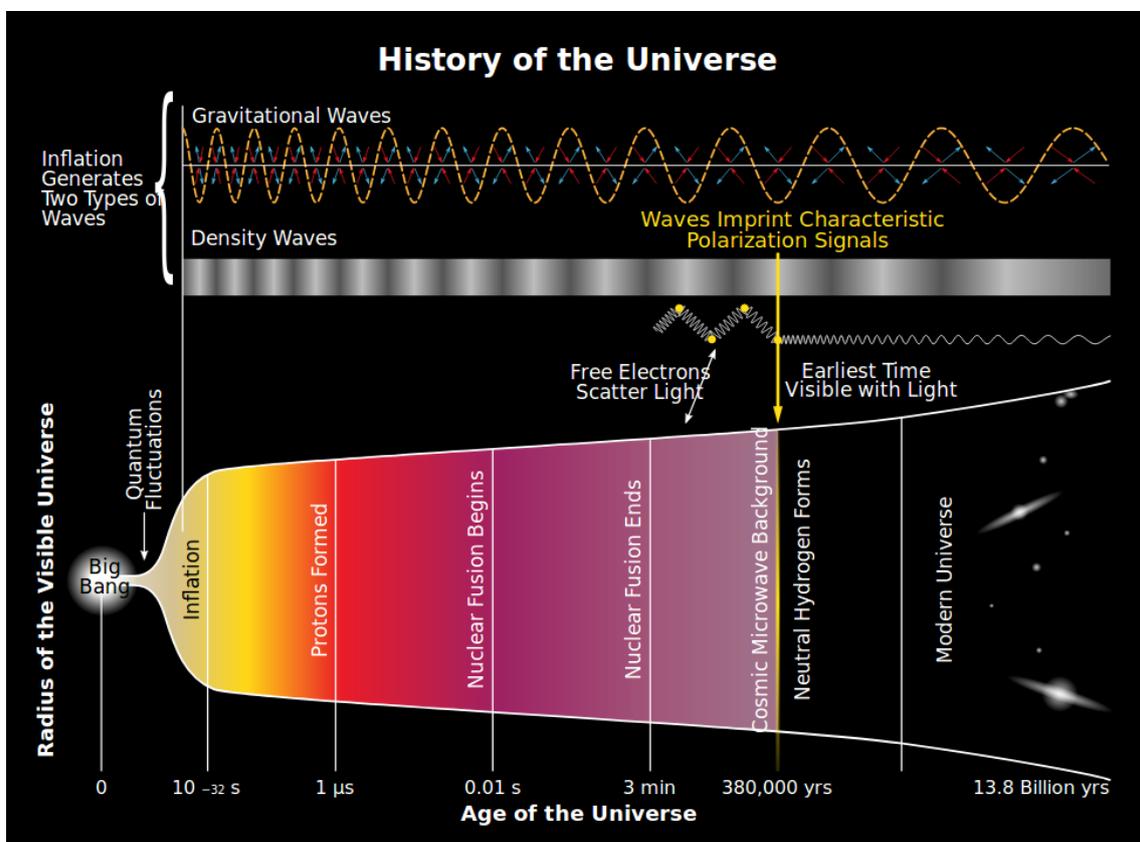
2.2.4 Fontes estocásticas

Há poucas fontes de OGs contínuas e de espiralação no Universo próximo capazes de gerar sinais significantes a ponto de serem detectáveis. Desta forma, não há a preocupação de passagem pela Terra de mais de um evento ao mesmo tempo, produzindo sinais confusos no detector ([SOURCES AND TYPES OF GRAVITATIONAL WAVES, 2018](#)). Porém, pequenas OGs passam pela Terra a todo instante, proveni-

entes de fontes distribuídas por todo o Universo, vindas de direções aleatórias; esses são os chamados sinais estocásticos.

Podemos dizer que o sinal estocástico é um ruído de fundo produzido pelo somatório das fontes existentes no Universo, cujos sinais chegam à Terra muito fracos. Há grande interesse na sua detecção, já que pequena parte desse sinal pode ter vindo do *Big Bang* (Figura 2.11). Se conseguirmos detectar sinais provenientes do *Big Bang*, poderemos voltar à história da origem Universo de forma nunca vista antes.

Figura 2.11 - Ondas Estocásticas vindas do Big Bang.



Fonte: History of the universe (2018).

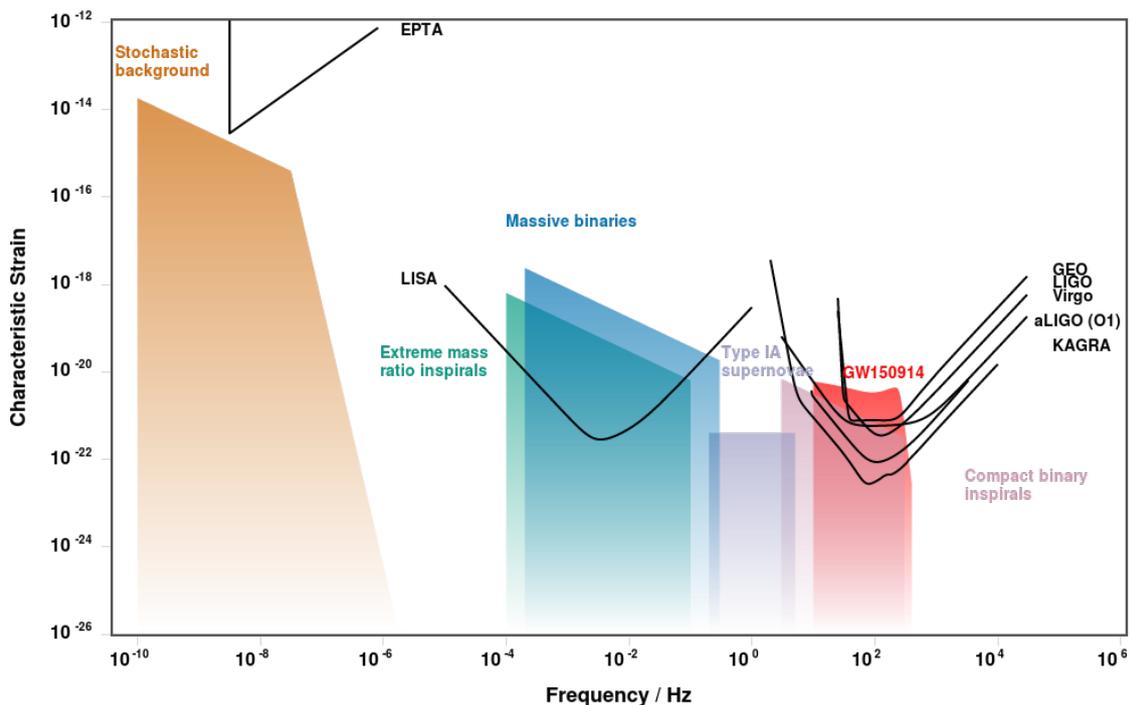
Agora que entendemos o que são e de onde vêm as ondas gravitacionais, temos a seguinte questão: Como detectá-las?

2.3 Alguns detectores de Ondas Gravitacionais

Desde a década de 60, a comunidade científica vem trabalhando na busca pela detecção de OGs. O pioneiro foi *Joseph Weber* que desenvolveu o primeiro detector e mostrou que as ondas gravitacionais poderiam ser detectadas através das medidas do tensor de Riemann (Equação 2.8) usando o movimento relativo de massas pontuais (WEBER, 1960).

Diferentes outros detectores foram construídos com bases de funcionamento diversas e, atualmente, como mencionado, temos um outro interferômetro (VIRGO) localizado em Cascina, na Itália, com braços de 3 km. A Figura 2.12 mostra a sensibilidade dele comparada a do LIGO/aLIGO e de alguns outros detectores de OGs como: GEO, KAGRA e LISA. Mostra também, as regiões em frequência e amplitude que alguns eventos astrofísicos encontram-se, permitindo saber a quais fontes cada detector é sensível.

Figura 2.12 - Curvas de sensibilidades de alguns detectores de OGs.



Fonte: Gravitational Wave Detectors and Sources (2016).

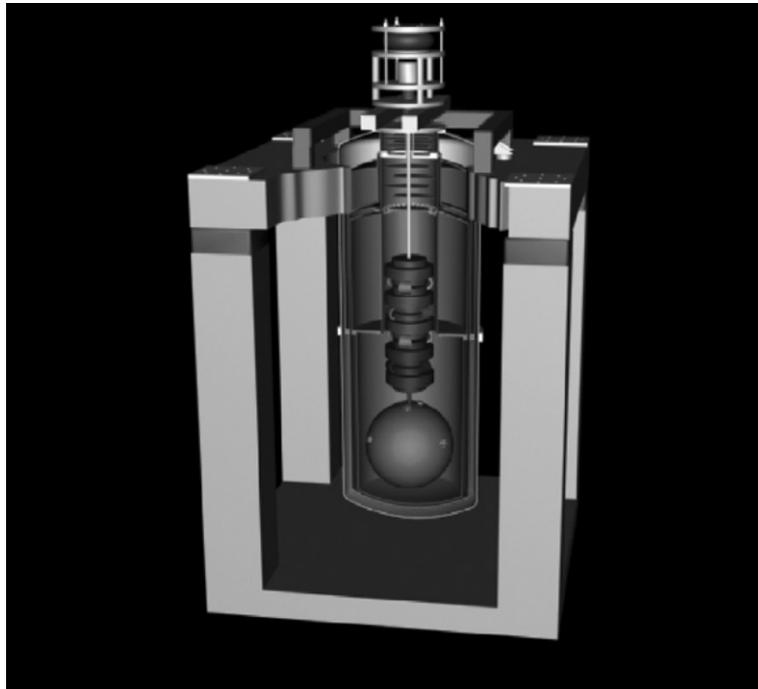
O aLIGO (*Advanced LIGO*) é a versão atual e com maior sensibilidade do LIGO; o GEO também é um interferômetro de braços curtos (600 m) e está localizado na

Alemanha; o KAGRA é um projeto cujo objetivo é construir no Japão um interferômetro de braços longos (3 km) com tecnologia criogênica, seu diferencial está em ser subterrâneo.

Um outro projeto com parceria da NASA junto com a ESA é construir o detector espacial LISA (Laser Interferometer Space Antenna) que tem o objetivo de ser sensível às frequências não detectáveis pelos instrumentos terrestres (LISA, 2018); tal informação pode ser vista pela Figura 2.12, a qual mostra que LISA é mais sensível às frequências menores. O detector espacial também terá como base de funcionamento a interferometria, porém terá três braços separados por um ângulo $\pi/3$ rad, formando um triângulo equilátero no espaço.

Há também um detector de massa ressonante brasileiro: o Mario Schenberg (OLIVEIRA; AGUIAR, 2016). Ele consiste numa antena esférica com 65 cm de diâmetro e é sensível a eventos de altas frequências, na faixa de 3.0 – 3.4 kHz. Atualmente não está funcionando e a Figura 2.13 mostra um diagrama esquemático do detector e seu sistema de isolamento.

Figura 2.13 - O detector brasileiro de ondas gravitacionais.



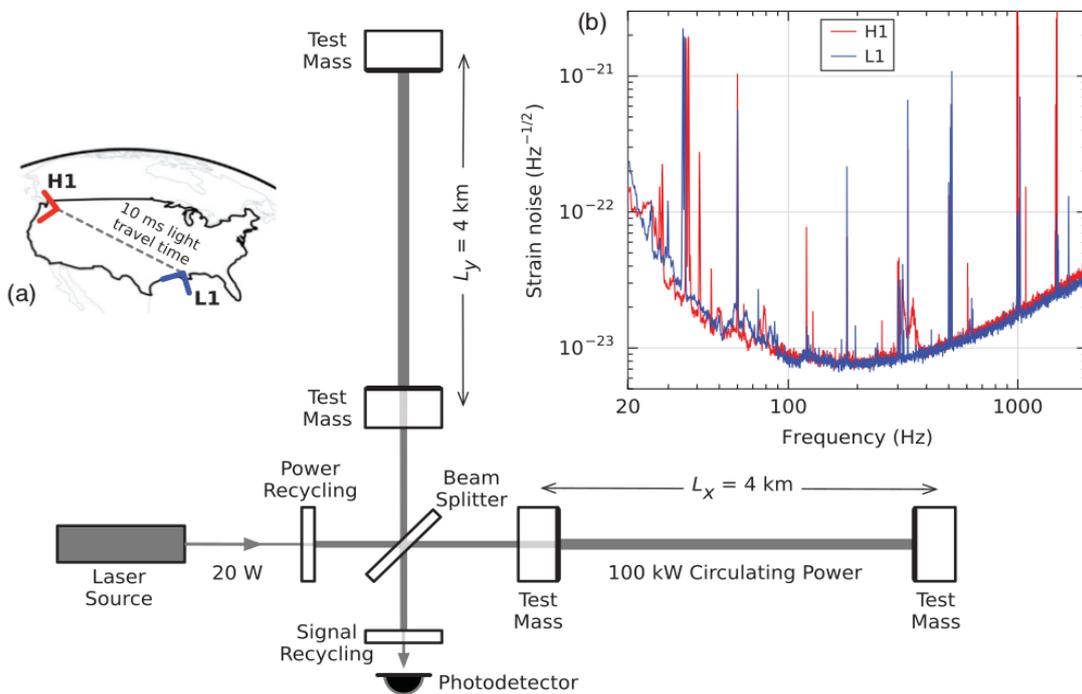
Fonte: Aguiar et al. (2005).

Discutiremos a seguir os principais aspectos do LIGO e seu funcionamento.

3 LIGO/aLIGO

O *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*, LIGO, agora operando em sua configuração avançada, aLIGO (advanced LIGO), formou o primeiro conjunto de observatórios a detectar as Ondas Gravitacionais e seu funcionamento é baseado no interferômetro de Michelson. Como citado no capítulo anterior, é formado por dois observatórios (LLO e LHO) e cada observatório possui seu interferômetro. O interferômetro é formado por dois braços perpendiculares entre si e há um espelho nas duas extremidades de cada braço, de forma que a distância entre os espelhos seja de $L_x = L_y = L = 4$ km. A Figura 3.1 esquematiza o detector, fora de escala.

Figura 3.1 - Orientação, sensibilidade e esquematização dos observatórios aLIGO.



Fonte: Abbott et al. (2016).

A parte (a) da Figura 3.1 indica a localização e a orientação dos braços dos dois interferômetros: o de Handford, H1 e o de Livingston, L1, separados por ~ 3000 km; também mostra que o tempo máximo que uma OG levaria para ir de um observatório ao outro é de 10 ms, caso ela respeite a TRG e tenha velocidade c .

A parte (b) mostra com detalhes a sensibilidade de cada um dos dois detectores no

período da primeira detecção, sua representação está no equivalente de amplitudes de OGs. Trata-se de um espectro estacionário e essa sensibilidade é limitada pela sobreposição de fontes de ruídos físicos como térmico, mecânico, sísmico, de pressão de radiação e inclui harmônicos de 60 Hz provenientes da rede elétrica, bem como os modos normais de oscilação dos cabos de sustentação (em torno de 500 Hz), conhecidos como “modos violino”.

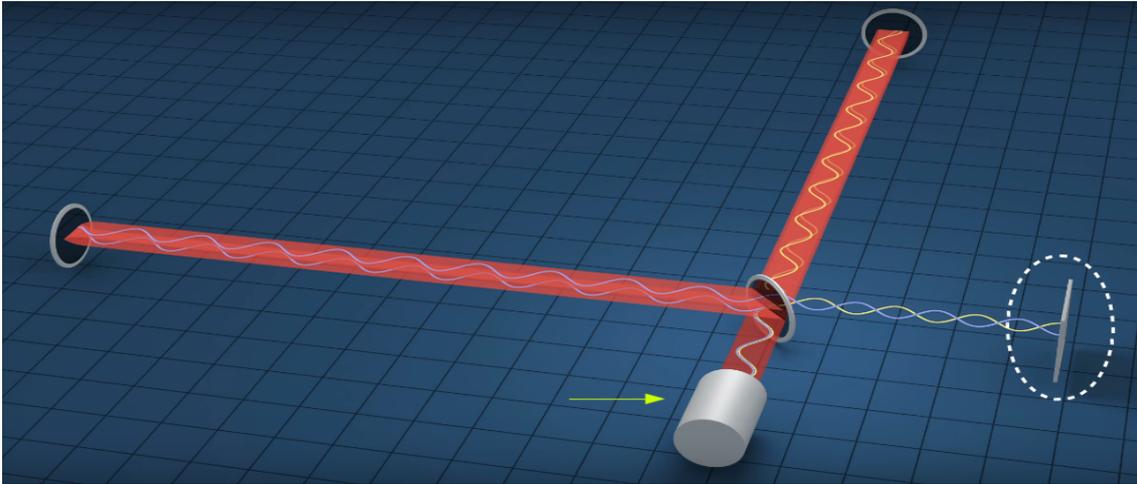
Há uma fonte de laser (direção \hat{x}) Nd:YAG de 20 W (no aLIGO) que emite um feixe de luz no comprimento de onda de 1064 nm (infravermelho próximo), esse feixe passa em uma cavidade de reciclagem que fornece um aumento de potência da luz do laser de 20 W para 700 W. Ao chegar no divisor de feixe, uma parte do laser é transmitida na direção \hat{x} e a outra é refletida na direção \hat{y} . Em ambas direções há os espelhos suspensos (massas de teste) que também amplificam a potência da luz para 100 kW, através de uma cavidade *Fabry-Pèrot*. No caso do LIGO, essa cavidade foi concebida de forma que o feixe refletido pelo espelho externo seja transmitido parcialmente (pelo espelho primário) ao divisor de feixes, mas também, refletido novamente para o espelho secundário que, por sua vez, reflete de volta; esse processo acontece várias vezes, fazendo com que a potência do feixe aumente consideravelmente.

Assim, quando os feixes de luz voltam em direção ao separador de feixes, ambos são direcionados a um fotodetector. De acordo com a TRG se os dois braços do interferômetro têm precisamente o mesmo comprimento, então, os dois feixes retornarão precisamente em fase (SAULSON, 2017).

Contudo, esse direcionamento é feito criando uma interferência destrutiva entre os dois feixes, de forma que nenhum sinal seja detectado. A Figura 3.2 representa essa situação de interferência destrutiva; nela, o feixe de luz está representado pela cor vermelha, o fotodetector encontra-se à direita circulado por pontilhados brancos e a fonte de laser indicada pela seta amarela. A direção de emissão do laser define a direção \hat{x} .

Se uma OG passar pelo detector, haverá alteração nos comprimentos dos braços do interferômetro. A passagem de uma onda faz com que um lado do braço aumente enquanto o outro diminua e vice-versa (devido ao efeito de polarização da OG). Se o braço do interferômetro varia de comprimento, então há diferença de fase entre os feixes de luz de forma que ao passar pelo divisor de feixes, não haja mais uma interferência destrutiva e sinais proporcionais à deformação das ondas gravitacionais chegam no detector de fótons. De onde vem essa leitura é o que chamamos de canal gravitacional.

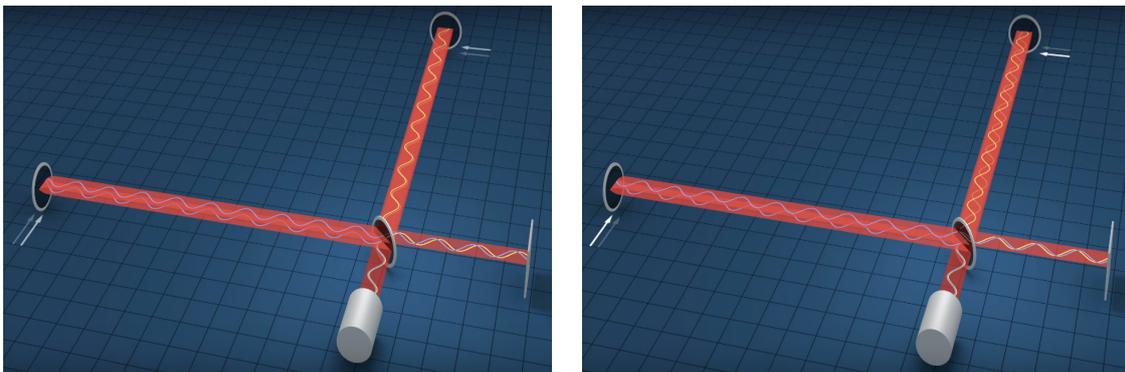
Figura 3.2 - Interferência destrutiva na montagem do LIGO.



Fonte: Adaptada de T.Pyle, Caltech/MIT/LIGO Lab (2016).

A Figura 3.3 apresenta a situação em que há a passagem de uma OG e a distância entre os espelhos extremos varia. A seta branca mais forte indica a posição “nova” do espelho e a mais clara, a posição de repouso ou inicial.

Figura 3.3 - Braços do interferômetro contraídos ou expandidos devido à passagem de OG.



Fonte: Adaptada de T.Pyle, Caltech/MIT/LIGO Lab (2016).

E é dessa forma que o fotodetector percebe uma variação na intensidade da luz incidente, indicando uma possível passagem de OG. Os interferômetros citados anteriormente seguem o mesmo princípio básico de funcionamento.

As variações ΔL do comprimento L dos braços dos interferômetros são proporcionais à amplitude de deformação da onda, h (Equação 3.1).

$$\Delta L(t) = \delta L_x - \delta L_y = h(t)L \quad (3.1)$$

Para aprimorar cada vez mais sua performance o LIGO passou por diferentes melhorias e atualmente é chamado de aLIGO (advanced LIGO ou LIGO avançado). A sua sensibilidade aumentou significativamente e a Figura 2.12 mostra a sensibilidade inicial (LIGO) comparada com a atual (aLIGO).

O desenvolvimento dos observatórios LIGO iniciou-se na década de 90, os interferômetros possuíam uma sensibilidade na banda de frequência entre 40 – 2000 Hz e operaram de novembro de 2005 a setembro de 2007, corrida que ficou conhecida como *S5* (ABBOTT et al., 2009). Agora, após passar por aprimoramentos instrumentais e aumentar a sensibilidade, os detectores aLIGO constituíram os primeiros a detectarem as OGs.

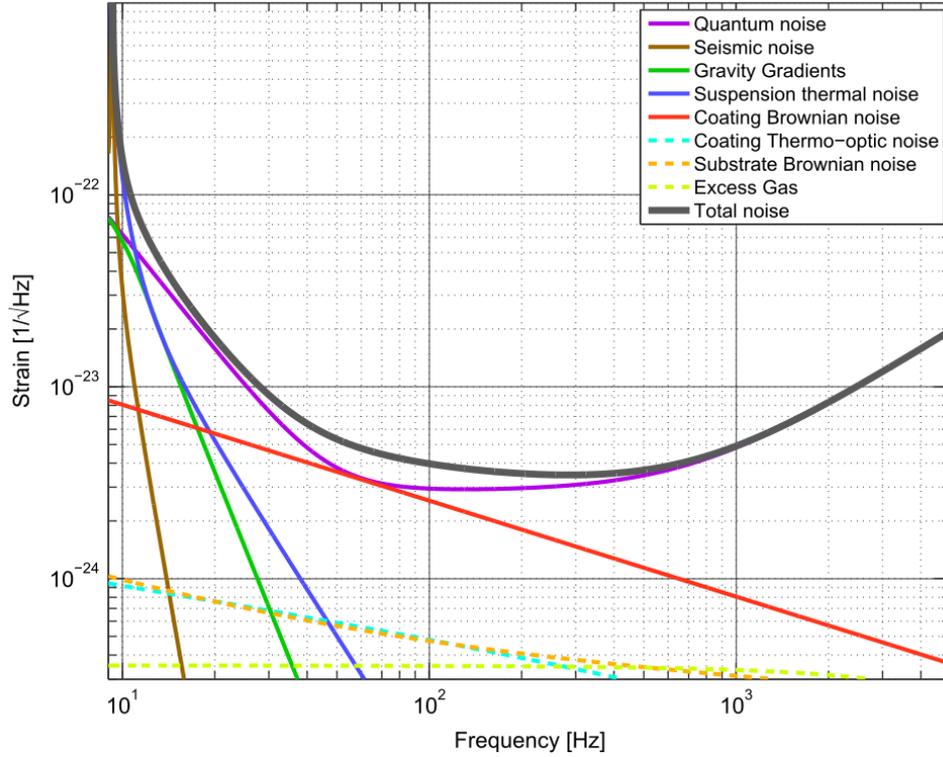
O aLIGO fez dois períodos de observações, ou corrida. O primeiro (O1) ocorreu entre os dias 12 de setembro de 2015 e 19 de janeiro de 2016; o segundo (O2) foi de 30 de novembro de 2016 a 25 de agosto de 2017. Portanto, concluímos que as detecções aconteceram somente na fase do aLIGO. Os observatórios ainda serão melhorados pretendendo chegar até a última versão: o LIGO *Voyager*; e já há trabalhos brasileiros estudando para contribuição do seu desenvolvimento (CONSTANCIOJR, 2017).

Como consequência da alta sensibilidade, os efeitos ambientais e instrumentais podem provocar movimentos nos espelhos, ou alterarem a quantidade de luz que chega ao fotodetector, desfazendo a interferência destrutiva e causando um transiente em forma de ruído que pareça ser uma OG; esses ruídos precisam ser estudados e para isso, precisamos entender os fatores que limitam a curva de sensibilidade do detector.

3.1 Ruídos do detector

A curva de sensibilidade de um detector, como o próprio nome já diz, mostra o quão sensível ele é em uma determinada banda de frequência. Ela é composta pela sobreposição das curvas de ruídos presentes que formam um espectro estacionário. A Figura 3.4 mostra a curva de sensibilidade do aLIGO e também o comportamento dos tipos de ruídos presentes.

Figura 3.4 - Curva de sensibilidade do aLIGO composta por principais tipos de ruídos.



Fonte: Aasi et al. (2015).

Existe um outro parâmetro que também avalia a sensibilidade do detector: o BNS *range*, que diz a que distância um sinal emitido pela coalescência de duas estrelas de nêutrons (com massas $1.4M_{\odot}$) é detectável com razão sinal-ruído de 8; no caso da curva da Figura 3.4 esse alcance é de 190 Mpc^1 (AASI et al., 2015). A seguir, discutiremos os principais tipos de ruídos dos interferômetros que formam esse espectro estacionário.

3.1.1 Ruído quântico

O ruído quântico engloba o ruído de Poisson (efeitos de flutuações estatísticas na taxa de chegada dos fótons detectados) e o ruído de pressão de radiação (devido às flutuações do número de fótons) (AASI et al., 2015).

3.1.1.1 Ruído de Poisson ou *Shot Noise*

Se emitirmos um feixe de luz num detector, esperaríamos que num mesmo intervalo de tempo chegassem a mesma quantidade de fótons, correto? Na verdade não, a

¹ $1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{13} \text{ km}$

detecção dos fótons segue uma distribuição de Poisson e a partir dela, podemos determinar a probabilidade de N fótons chegarem no detector num intervalo de tempo fixo τ (Equação 3.2). Trata-se de uma distribuição discreta e que depende apenas do número médio por intervalo de contagem \bar{N} . Tal distribuição cai na distribuição gaussiana se $\bar{N} \gg 1$.

$$p(N) = \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!} \quad (3.2)$$

A chegada de cada fóton é independente uma da outra e essas flutuações na quantidade de fótons (que chega num intervalo de tempo fixo) define esse tipo de ruído. Podemos definir, através da Equação 3.3, a densidade espectral de amplitude do ruído *shot noise*,

$$h_{shot}(f) = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{2\pi P_{in}}} \quad (3.3)$$

L é o comprimento do braço do interferômetro, $\hbar = h/2\pi$, onde h é a constante de Planck, λ é o comprimento de onda do feixe e P_{in} é a potência do laser no braço do detector.

3.1.1.2 Ruído de Pressão de Radiação

Quando a onda eletromagnética incide sobre um material, ela transfere momento. A variação de momento no tempo implica, pela 2ª Lei de Newton (Equação 3.4), na presença de uma força. Força a qual os espelhos (massas testes) dos observatórios LIGO estão sujeitos.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (3.4)$$

Dessa forma, flutuações nessas transferências de momento fazem com que os espelhos se movimentem e podem alterar a diferença de fase entre os feixes do laser, implicando na detecção de sinal no canal gravitacional.

Podemos definir a força de radiação média por área de uma onda eletromagnética sobre o espelho através da relação entre a potência média por área P e a velocidade da luz c (Equação 3.5) (GRIFFITHS, 2011),

$$F_{rad} = \frac{P}{c}. \quad (3.5)$$

É importante destacar que as flutuações na transferência de momentos ocorrem por causa do ruído de Poisson e podemos, portanto, definir para um interferômetro de Michelson a densidade espectral de amplitude do ruído de pressão de radiação através da Equação 3.6, onde m é a massa do espelho e f , a frequência da luz.

$$h_{pr} = \frac{1}{mf^2L} \sqrt{\frac{\hbar P_{in}}{2\pi^3 c \lambda}} \quad (3.6)$$

Por fim, podemos relacionar os ruídos de pressão de radiação e de Poisson através do ruído de leitura óptica,

$$h_{rlo}(f) = \sqrt{h_{shot}^2 + h_{pr}^2} \quad (3.7)$$

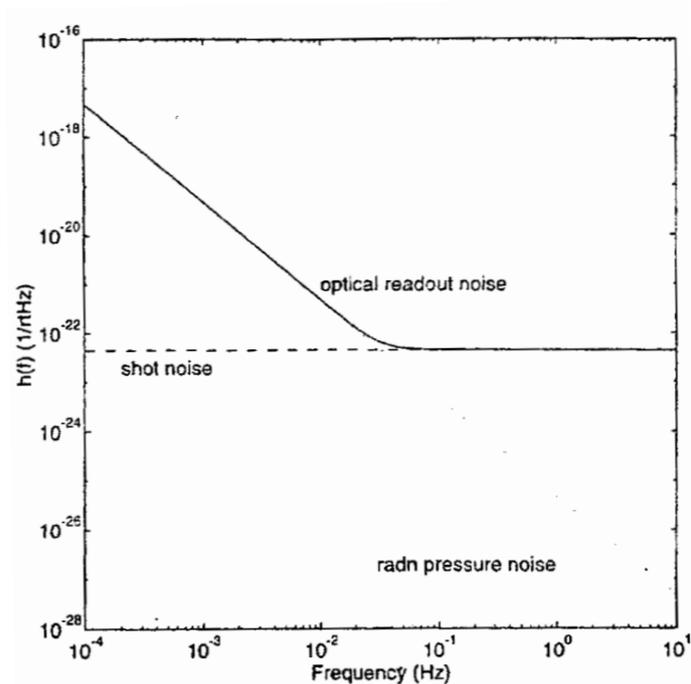
que tem predominância do ruído de pressão de radiação para frequências baixas (pois é proporcional a $1/f^2$) e do *shot noise* para frequências altas. A Figura 3.5 mostra essas dominâncias para um interferômetro de Michelson com massas testes de 10 kg distantes de 500 km do divisor de feixe; a fonte tem 5 W de potência.

3.1.2 Ruído térmico

Assim como o ruído quântico, o ruído térmico forma um limite importante na sensibilidade do detector. Quando a luz chega nas massas testes, ela percorre uma camada do revestimento do espelho antes de ser completamente refletida, essa camada não tem uma temperatura constante e flutuações termodinâmicas permitem mudanças aleatórias na fase da luz refletida por dois efeitos: a superfície do espelho desloca devido a expansão térmica do revestimento e o tamanho do percurso dentro do revestimento muda devido à temperatura e o índice de refração do revestimento. (HARRY et al., 2012)

Ao observarmos a Figura 3.4, notamos que o ruído térmico da suspensão (curva azul) é um limitante importante em baixa frequência na curva de sensibilidade. As massas testes estão suspensas e movimentos flutuantes em todo espelho como um pêndulo são chamados de ruídos térmicos de suspensão, tais movimentos são provenientes de forças térmicas flutuantes (HARRY et al., 2010).

Figura 3.5 - Ruído quântico.



Predominância do ruído de pressão de radiação para frequências baixas e do shot noise para frequências altas.

Fonte: Saulson (2017).

No geral, a geometria do sistema de suspensão minimiza os ruídos térmicos, porém mantendo um ruído na frequência do modo violino e um na forma alongamento vertical em frequência baixa de 9 Hz.

3.1.3 Ruído sísmico

Por fim, não menos importante, temos o ruído sísmico. Na Figura 3.4 podemos notar que tal tipo de ruído é o limitante na curva de sensibilidade para frequências ainda mais baixas (curva marrom). Esse tipo de ruído refere-se, basicamente, a movimentos nos espelhos provocados por vibrações terrestres, ventos, ondas oceânicas e também atividades humanas. Independente do local, sempre haverá um fundo para esse tipo de ruído e o instrumento utilizado para medir tais vibrações é o sismômetro.

Podemos definir um espectro de ruído padrão (SAULSON, 2017) como:

$$x(f) = \begin{cases} 10^{-7} \text{ cm}/\sqrt{\text{Hz}}, & \text{para } 1 \text{ a } 10 \text{ Hz} \\ 10^{-7} \text{ cm}/\sqrt{\text{Hz}}(10 \text{ Hz}/f)^2 & \text{para } f > 10 \text{ Hz}, \end{cases} \quad (3.8)$$

ele pode variar, mas é importante notarmos que sua amplitude é alta se comparada à da onda gravitacional ($10^{-21} \text{ cm}/\sqrt{\text{Hz}}$) e por isso, um bom atenuador deve ser utilizado nesses espelhos.

Esses principais tipos de ruídos compõem a curva de sensibilidade e formam o espectro estacionário do aLIGO, porém, há diferentes outros ruídos que acontecem por motivos aleatórios durante todo o tempo e para conseguirmos encontrar as OGs no meio deles, os dados devem ser criteriosamente analisados.

3.2 Análise de dados do aLIGO

Podemos dividir a análise de dados do LIGO em duas partes: a busca por OGs e a caracterização do detector.

3.2.1 Busca por Ondas Gravitacionais

A Relatividade Geral prevê que cada tipo de evento de binárias compactas possua sua própria assinatura e, através de métodos analíticos e numéricos, é possível encontrar sua forma de onda. Assim, para buscar por ondas gravitacionais nos dados, as equipes da LSC (LIGO Scientific Collaboration) usam *templates* de formas de ondas que são comparados com os dados. Os *templates* são gerados de acordo com o tipo de evento a partir de parâmetros específicos. Para uma fonte binária, spin individual, massa da primária, massa da secundária, plano de órbita são exemplos desses parâmetros e a combinação de eventos e diferentes valores de parâmetros oferecem cerca de 250 mil *templates* distintos (LIGO OPEN SCIENCE CENTER, 2017).

Com essas informações, procuram-se correlações entre as formas de ondas predeterminadas (*templates*) e os sinais detectados pelo LIGO. Isso é feito através de uma técnica conhecida como *matched filter*, (USMAN et al., 2016). Para cada *template* $h(t)$ e para cada sinal detectado $s(t)$ a análise calcula o quadrado da SNR (razão sinal-ruído) pela Equação 3.9 (ABBOTT et al., 2016a),

$$\rho^2(t) \equiv \frac{1}{\langle h|h \rangle} |\langle s|h \rangle(t)|^2 \quad (3.9)$$

onde,

$$\langle s|h \rangle(t) = 4 \int_0^\infty \frac{\tilde{s}(f)\tilde{h}^*(f)}{S_n(f)} e^{2\pi i f t} dt \quad (3.10)$$

$\tilde{s}(f)$ é a transformada de Fourier de $s(t)$ (Equação 3.11), $S_n(f)$ é a potência média da densidade espectral do detector ou a sensibilidade, como visto na Figura 3.4,

$$\tilde{s}(f) = \int_{-\infty}^\infty s(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad (3.11)$$

e o quadrado da razão sinal-ruído pelo *matched filter* é normalizado por

$$\langle h|h \rangle = 4 \int_0^\infty \frac{\tilde{h}(f)\tilde{h}^*(f)}{S_n(f)} e^{2\pi i f t} dt. \quad (3.12)$$

O valor do SNR (ρ) também pode ser reescrito,

$$\hat{\rho} = \begin{cases} \rho / \left[\left(1 + (\chi_r^2)^3 \right) / 2 \right]^{\frac{1}{6}} & \text{se } \chi_r^2 > 1 \\ \rho, & \text{se } \chi_r^2 \leq 1, \end{cases} \quad (3.13)$$

onde para cada máximo de ρ calcula-se uma estatística chi-quadrado χ_r^2 para testar se os dados em diferentes bandas de frequência são consistente com o *template* combinado (ABBOTT et al., 2016). Sinais que ocorrem com $\hat{\rho} < 5$ são descartados.

Essa técnica é aplicada individualmente em cada observatório e como resultado temos uma SNR para cada sinal combinado com um *template*. Conhecidas as SNR, faz-se um *ranking* definindo uma SNR mínima; todas as fontes com SNR maiores do que esse valor mínimo são separadas como *templates* favoráveis.

Separados os *templates* favoráveis, procura-se concordância temporal nos dois observatórios (LLO e LHO); isso é feito considerando que sinais semelhantes foram encontrados nos dois observatórios num intervalo de tempo de no máximo 15 ms (USMAN et al., 2016). Coincidências dentro desse intervalo de tempo podem acontecer nos dois observatórios, porém isso não é suficiente para afirmar que foi a passagem de uma OG, também é preciso uma concordância no espaço de parâmetros, ou seja, concordância nos valores de spin, massas individuais, entre outros. Se tudo estiver relacionado, temos sim, um **candidato** à Onda Gravitacional.

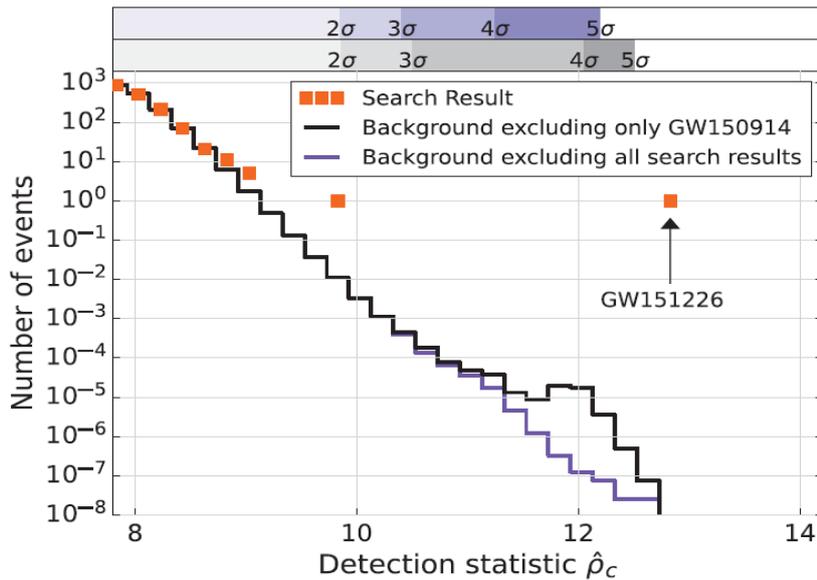
Dessa forma, se temos candidatos a OGs, eles são agora classificados relacionando todos detectores envolvidos através da densidade estatística $\hat{\rho}_c$; para o caso do aLIGO onde temos dois detectores, podemos definir, portanto,

$$\hat{\rho}_c = \sqrt{\hat{\rho}_1^2 + \hat{\rho}_2^2} \quad (3.14)$$

Resta apenas saber se o candidato é ou não uma OG. Para isso, é preciso responder a seguinte questão: Qual a probabilidade de toda essa “coincidência” acontecer aleatoriamente? Essa parte é trabalhosa; é necessário separar os sinais dos dois detectores, selecionar todos *templates* favoráveis e começar a “deslizar” os dados de um observatório sobre o outro, contando coincidências no espaço de parâmetros e no tempo (*TIME SHIFT*) (USMAN et al., 2016). Feito isso, encontramos a taxa de falso alarme e a verificação se aquele sinal foi ou não uma OG.

No caso da primeira detecção, GW150914, a taxa de falso alarme foi estimada menor que 1 evento a cada 203.000 anos (num conjunto de dezesseis dias de dados), correspondendo a uma significância maior que 5.1σ (ABBOTT et al., 2016).) A Figura 3.6 mostra o gráfico do número de eventos pela estatística de detecção $\hat{\rho}_c$.

Figura 3.6 - Estatística de eventos.



Fonte: Abbott et al. (2016b).

Na curva preta, há o *background* incluindo todos os eventos candidatos (representados em laranja), exceto GW150914. Na curva roxa, também há o *background* sem quaisquer candidatos a OGs; tudo abaixo da curva roxa representa eventos aleatórios e é desse tipo de gráfico que sai a taxa de falso alarme de um determinado evento.

Para o caso de fontes contínuas, é preciso fazer a integração no tempo, já que a dispersão do espectro diminui com a raiz quadrada do número de amostras; analisa-se nesses casos uma banda de frequência fina por vez no espectro de dados e talvez precisemos de anos para detectar fontes desse tipo. Também é realizada a demodulação de efeitos Doppler causados pela rotação ($T = 1$ dia) e translação ($T = 1$ ano) da Terra.

3.2.2 Caracterização do Detector

A Terra é sistema dinâmico, muitos fatores colaboram para que os espelhos suspensos se movam ou para que qualquer outra parte do interferômetro não funcione da forma desejada. Com isso, além do ruído de fundo que forma o espectro estacionário, outros tipos de ruídos, não estacionários, com causas aleatórias, também aparecem no detector. Para identificar tais fontes de ruídos, milhares de sensores ou canais auxiliares como termômetros, fotodiodos, magnetômetros, sismômetros e outros, estão monitorando o observatório o tempo todo; dessa forma, se acontecer um sinal intenso no canal gravitacional no mesmo instante que um sensor registrou algum transiente, esse sinal pode ser descartado, auxiliando na remoção de falsos candidatos.

Tais sensores compõem sistemas de monitoramento dos observatórios. A Figura 3.7 apresenta a distribuição de canais no sistema ambiental *Physical and Environmental Monitor* (PEM), no LHO. Podemos notar que em tal sistema, há sensores de temperatura, microfones, acelerômetros e outros ligados diretamente ao monitoramento ambiental. Como exemplos de outros sistemas podemos citar o *Suspension* (SUS) que controla a posição de ópticas suspensas, o *Alignment Sensing and Control* (ASC) que controla as posições dos espelhos (6 graus de liberdade), o *Pre-Stabilized Laser* (PSL) que estabiliza a fonte de laser, entre outros.

Se naquele espectro estacionário do detector acontece algum sinal de significância excedente, podemos defini-lo como transiente. Um sinal de onda gravitacional, por exemplo, é um transiente e transientes que têm causas instrumentais ou ambientais são definidos como *glitches*.

Os sinais de ondas gravitacionais são extraídos de uma grande quantidade de *glitches* que poluem o canal gravitacional e podem, inclusive, ter características semelhantes às das OGs. Para estudar esses ruídos é preciso controlar os instrumentos e o ambiente; por isso, os parâmetros que definem os transientes são gravados, não apenas para o canal gravitacional, mas também para os canais auxiliares.

Dessa forma, os canais auxiliares devem ser monitorados e para isso, os *event trigger generators* (ETGs) são utilizados. ETGs tratam-se de algoritmos que varrem os dados na busca por transientes. Inicialmente, o ETG usado era o OMEGA e a ideia de aplicá-lo no monitoramento de vários canais auxiliares fez como que fosse adaptado para o Omicron. Para isso, o código inicialmente escrito em MATLAB foi reescrito em C++ e algumas modificações foram feitas para torná-lo mais rápido (OMICRON, 2018). Atualmente, o principal ETG utilizado pelo grupo de caracterização do detector (*detchar*) é o OMICRON (POWELL et al., 2017).

3.2.3 O Omicron

Omicron é basicamente um algoritmo desenvolvido pelas colaborações Virgo e LIGO para detectar e caracterizar eventos transientes de detectores de ondas gravitacionais (ROBINET, 2016). Eventos estabelecidos pelo *Omicron* recebem parâmetros como tempo GPS (de ocorrência do sinal), frequência de pico, razão sinal ruído (SNR), amplitude, frequência central, duração e largura de banda e seu funcionamento baseia-se na Transformada Q.

3.2.3.1 A transformada Q

O Omicron busca por excesso de potência nos dados dos canais auxiliares através da transformada Q; uma decomposição no tempo-frequência é usada onde o sinal $x(t)$ é projetado sobre uma base de janela sinusoidal complexa (ROBINET, 2016),

$$X(\tau, \phi, Q) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\omega(t - \tau, \phi, Q)e^{-2i\pi\phi t} dt \quad (3.15)$$

X mede a amplitude média do sinal e a fase dentro da região tempo-frequência chamada *tile*, centrada num tempo τ , numa frequência ϕ cuja forma e área são determinadas pelo fator de qualidade Q ; w é a janela escolhida que, no caso, é Gaussiana,

$$\omega(t - \tau, \phi, Q) = \frac{W_g}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_t^2}(t - \tau)^2\right] \quad (3.16)$$

onde W_g é um fator de normalização e σ_t^2 , a variância: $\sigma_t^2 = \frac{Q^2}{8\pi^2\phi^2}$.

A Equação 3.15 pode ser reescrita de uma forma alternativa através da transformada de Fourier (Equação 3.11):

$$X(\tau, \phi, Q) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x}(f + \phi) \tilde{\omega}^*(f, \phi, Q) e^{+2i\pi f\tau} df. \quad (3.17)$$

Tal método de estudar o sinal por janelas também é chamado de transformadas *wavelet* que consiste em decompor o sinal detectado no canal em faixas de frequências para analisá-las, permitindo a representação tempo-frequência dos dados (KLIMENKO et al., 2004).

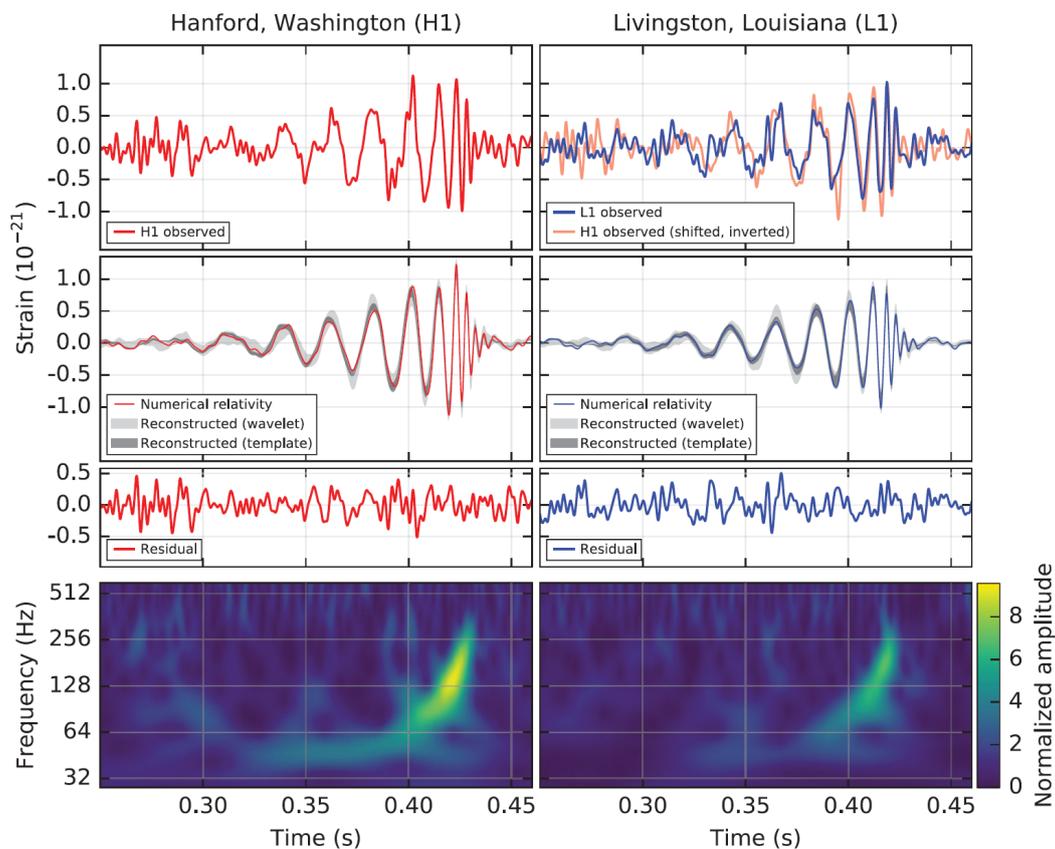
Antes da aplicação da transformada Q, os dados são “branqueados”, isto é, normalizados através da densidade do espectro de potência de ruído, possibilitando encontrar o valor do SNR e da amplitude do transiente. Com isso, podemos entender a Figura 3.8 que apresenta o sinal da GW150914 tanto em Hanford quanto em Livingston.

Através da ferramenta *wavelet*, cada banda de frequências é separada, permitindo criar um espectrograma, apresentado na parte inferior da Figura 3.8. Ele apresenta a frequência em relação ao tempo e a cor indica a amplitude normalizada. As OGs desse tipo de evento têm uma forma característica e, por sua aparência no espectrograma, recebe o nome de *chirp*.

A parte superior da Figura 3.8 mostra os sinais detectados. Logo abaixo, em vermelho, há o sinal previsto pela relatividade numérica; em cinza claro está o sinal reconstruído via *wavelet* e em cinza escuro o *template* reconstruído e refinado pela Teoria da Relatividade Geral. Por fim, podemos encontrar o ruído que é apresentado na terceira parte dessa figura.

Por conta da enorme quantidade e a dificuldade em conhecer as causas desses transientes, um subgrupo de trabalho do LIGO criou uma plataforma online, *Gravity Spy*, que classifica *glitches* em classes morfológicamente semelhantes no gráfico de frequência por tempo.

Figura 3.8 - Sinais da GW150914.



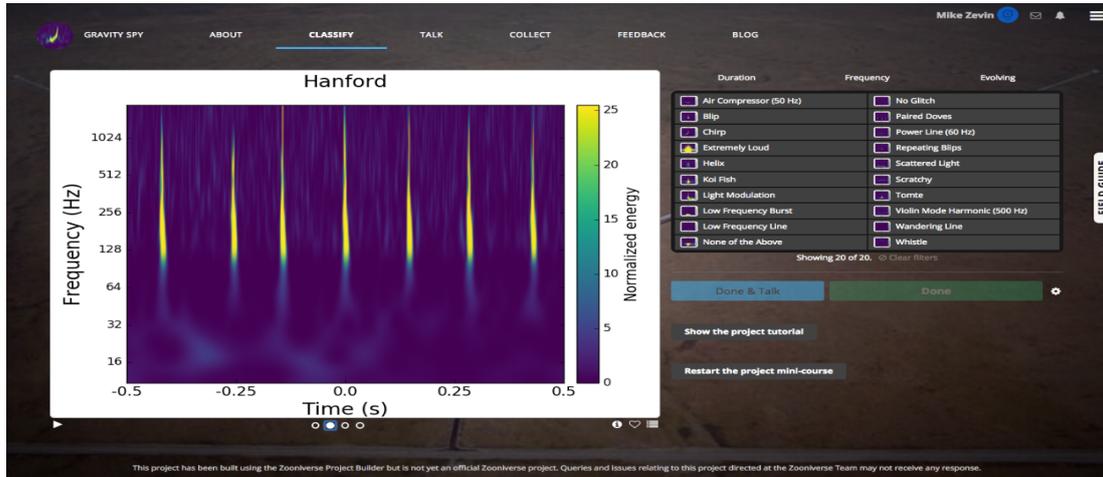
Fonte: Abbott et al. (2016).

3.2.4 Gravity Spy

Através da plataforma *Zooniverse* (ZOOONIVERSE, 2018), é possível acessar o ambiente *Gravity Spy* (GRAVITY SPY, 2018). Mesmo os *glitches* aparecendo de forma aleatória no detector, o estudo mostrou que alguns deles sempre surgem com aparências similares no plano tempo-frequência e foi daí que um subgrupo de pesquisadores teve a ideia de agrupar transientes em classes de morfologias semelhantes, através desse ambiente. A Figura 3.9 apresenta a interface da classificação do *Gravity Spy*.

Por causa da enorme quantidade de *glitches* que atingem os detectores constantemente, a categorização é aberta ao público e até o momento, o ambiente possui mais de 11.000 voluntários e já teve mais 2.700.000 de classificações (GRAVITY SPY, 2018). Como o *glitch* é classificado por morfologia, ele recebe um nome de acordo com sua aparência. O Gravity Spy classifica os transientes e identifica, criando uma coluna de legenda (com o nome do *glitch*) na tabela gerada pelo OMICRON.

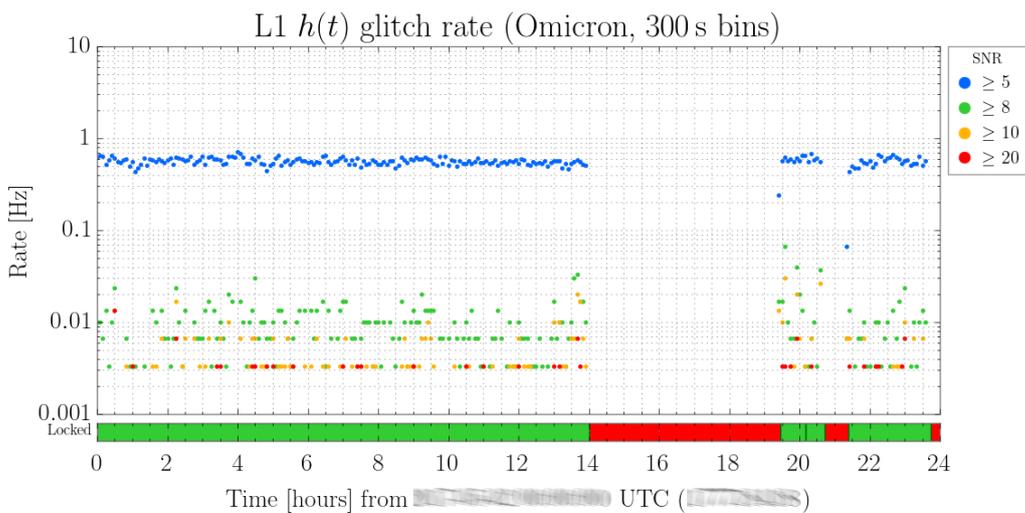
Figura 3.9 - Representação da interface de classificação do Gravity Spy.



Fonte: Zevin et al. (2017).

Segundo os pesquisadores desse ambiente, os *glitches* apresentam-se em diferentes taxas de ocorrência. A maior taxa é da ordem de quatro ocorrências por segundo nos detectores, em tempos isolados. A Figura 3.10 mostra a taxa de ocorrência de *glitches* em função do tempo no observatório de Livingston; cada cor representa o valor de SNR para determinado ruído.

Figura 3.10 - Taxa de *glitches* em relação ao tempo e SNR.



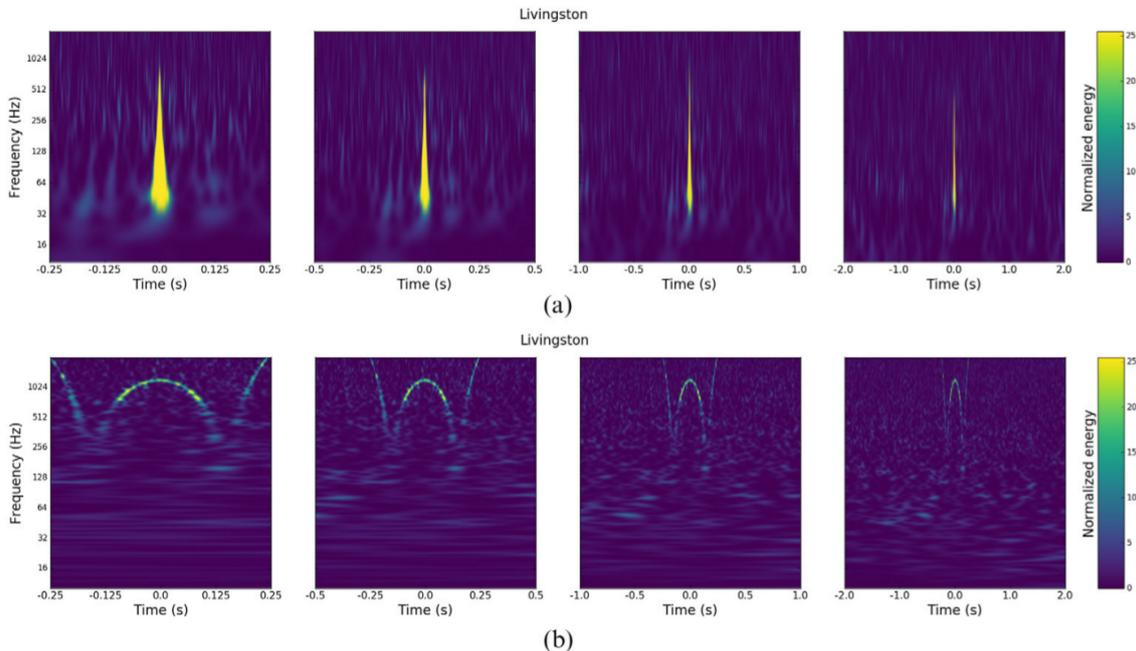
Fonte: L1 network summary (2017).

Note que na Figura 3.10 há regiões sem *glitches* (representadas em vermelho no tempo, eixo horizontal). Isso significa que esses tempos foram vetados, ou seja, impedidos para a busca de OGs, pois algum canal auxiliar deve ter apresentado um ruído significativo nesses intervalos de tempo, eliminando a possibilidade de tratarem-se de ondas gravitacionais.

Há transientes com causas conhecidas, mas também desconhecidas. Por exemplo, o *glitch* denominado *blip*, apresentado pela Figura 3.11 a) acontece em ambos observatórios e sua origem é incerta, podendo até ter mais de uma. Acredita-se que uma das possíveis causas seja a reflexão por alguma partícula de poeira que se desprende do teto no tubo do laser, mas ainda nada foi confirmado.

Por outro lado, o transiente *whistle* (parte b) da Figura 3.11 tem sua origem conhecida. Também ocorre nos dois observatórios e aparece em forma de “W” ou “V” e é causado por sinais de radiofrequência vindos de osciladores controlados por voltagem no LIGO (ZEVIN et al., 2017).

Figura 3.11 - Espectrogramas de *Glitches*.



A parte a) mostra um exemplo de glitch com causa desconhecida, tal ruído é denominado Blip e a parte b) apresenta o Whistle, cuja causa é conhecida.

Fonte: Zevin et al. (2017).

Diversos outros *glitches* podem ser encontrados no ambiente do *Gravity Spy*. Inclusive, há coleções deles, informações sobre em quais observatórios ocorrem e se suas causas são ou não conhecidas. Esses tipos de ruídos, em geral, não acontecem periodicamente e essas classificações possibilitam a extração de ruídos dos dados que, conseqüentemente, permitem que OGs de eventos astrofísicos menos intensos sejam mais significantes nos detectores.

A Tabela 3.1 mostra os *glitches* classificados durante a primeira corrida (O1) do aLIGO; na primeira coluna há o nome do *glitch* e na segunda, quantas vezes tal transiente aconteceu em ambos observatórios, incluindo a sua porcentagem em relação ao total; finalmente, na terceira e quarta coluna, quantos foram detectados pelo LLO e LHO, respectivamente.

Tabela 3.1 - Quantidade de *glitches* classificados durante a primeira corrida do aLIGO.

Grupo de ruído	Total	Livingston	Hanford
Air compressor	54 (0.7%)	0 (0.0%)	54 (1.1%)
Blip	1869 (24.2%)	374 (12.7%)	1495 (31.4%)
Chirp	65 (0.8%)	32 (1.1%)	33 (0.7%)
Extremely loud	453 (5.9%)	187 (6.3%)	266 (5.6%)
Helix	279 (3.6%)	276 (9.4%)	3 (0.1%)
Koi Fish	829 (10.7%)	250 (8.5%)	579 (12.1%)
Light Modulation	573 (7.4%)	5 (0.2%)	568 (11.9%)
Low frequency burst	652 (8.4%)	473 (16.0%)	179 (3.8%)
Low frequency line	452 (5.9%)	371 (12.6%)	81 (1.7%)
None of the above	189 (2.4%)	36 (1.2%)	153 (3.2%)
No glitch	84 (1.1%)	64 (2.2%)	20 (0.4%)
Paired doves	30 (0.4%)	0 (0.0%)	30 (0.6%)
Power line	54 (0.7%)	0 (0.0%)	54 (1.1%)
Repeating blips	454 (5.9%)	180 (12.6%)	274 (1.7%)
Scattered light	453 (5.9%)	59 (2.0%)	394 (8.3%)
Scratchy	354 (4.6%)	259 (8.8%)	95 (2.0%)
Tomte	116 (1.5%)	46 (1.6%)	70 (1.5%)
Violin mode harmonic	178 (2.3%)	0 (0.0%)	178 (3.7%)
Wandering line	44 (0.6%)	0 (0.0%)	44 (0.9%)
Whistle	305 (4.0%)	303 (10.3%)	2 (0.0%)

Fonte: Zevin et al. (2017).

Infelizmente, essas classificações por morfologia são feitas manualmente, e o reconhecimento desses grupos de *glitches* é fundamental para a qualidade de dados. O

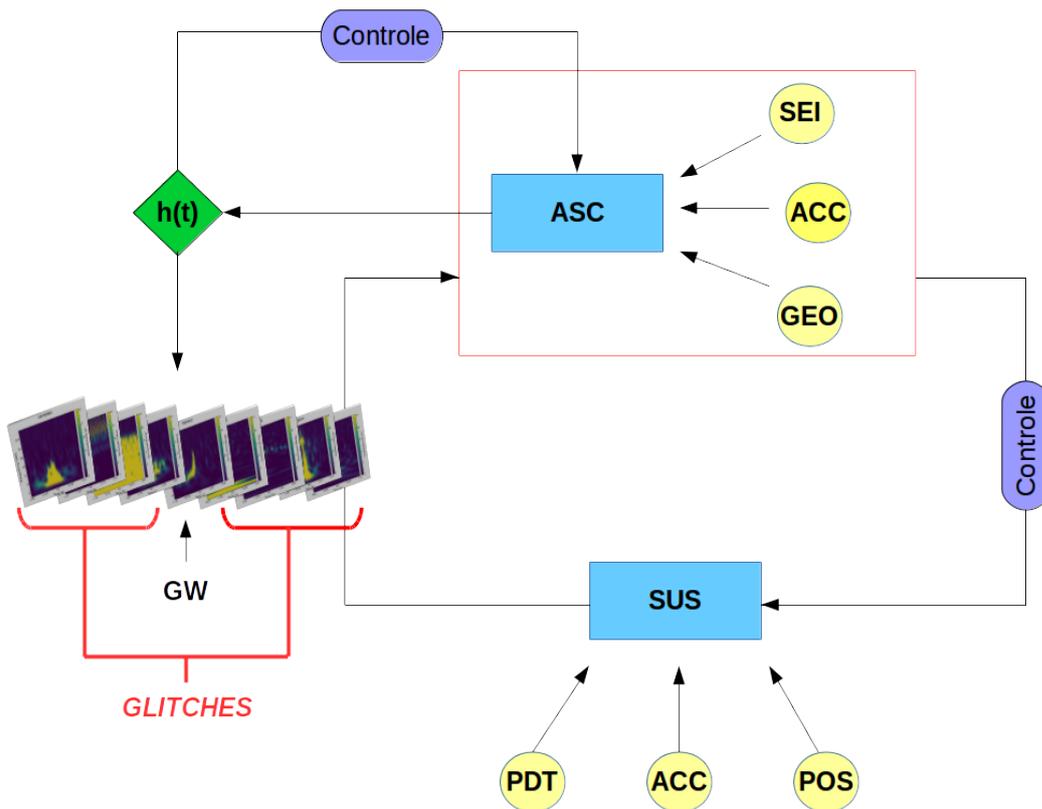
nosso trabalho é basicamente estudar determinados grupos, para que, futuramente, possamos automatizar o processo de classificação.

Apesar da separação, a caracterização do detector está sempre conectada à busca por OGs; afinal, não é necessário passar todos aqueles *templates* em instantes que os canais auxiliares já verificaram ser um período ruidoso. Por exemplo, a busca por ondas gravitacionais não é realizada durante a ocorrência ou acomodação de um terremoto que é registrado acima de um limiar pelos sismômetros.

4 ANÁLISE DE DADOS E RESULTADOS

Como citado anteriormente, o interferômetro possui diferentes sistemas de controle e alguns deles são conectados ao canal gravitacional. Independentemente do tipo de atuação, para cada sistema, há um conjunto de canais auxiliares monitorando. A Figura 4.1 apresenta um fluxograma que ilustra como os sistemas de controle se conectam. Nessa ilustração, para facilitar, consideramos apenas o sistema de alinhamento, ASC (*Alignment Sensing and Control*) e o subsistema que controla ópticas suspensas - SUS (*Suspension*). O ASC é controlado por canais (em amarelo) e está conectado ao canal gravitacional (em verde) de forma a atenuar flutuações de alinhamento. Dentro do ASC, há o subsistema de suspensão que, por sua vez, também é monitorado por outros canais.

Figura 4.1 - Exemplo de Fluxograma do sistema de alinhamento e suspensão que são controlados por canais auxiliares.



Fonte: Produção do autor.

Diversos transientes aparecem, aleatoriamente e esporadicamente, no canal gravitacional. Encontrar os que são ondas gravitacionais no meio de tantos outros que vêm de causas ambientais ou instrumentais (*glitches*) é uma tarefa árdua. Tal desafio incentivou nosso trabalho que pretende, futuramente, diminuir a quantidade de *glitches* no canal gravitacional, $h(t)$, fazendo com que sinais de ondas gravitacionais tornem-se mais significantes.

Transientes não acontecem apenas no canal gravitacional, mas também, em parte dos canais auxiliares. Isso significa que determinada classe de transiente percorre um caminho, sendo registrada pelos canais auxiliares, até chegar ao canal gravitacional. Dessa forma, se conhecermos todos os canais que essa classe percorre, poderemos buscar por concordâncias temporais do sinal entre o canal $h(t)$ e os canais auxiliares, ordenar (no tempo) e descobrir a origem do transiente.

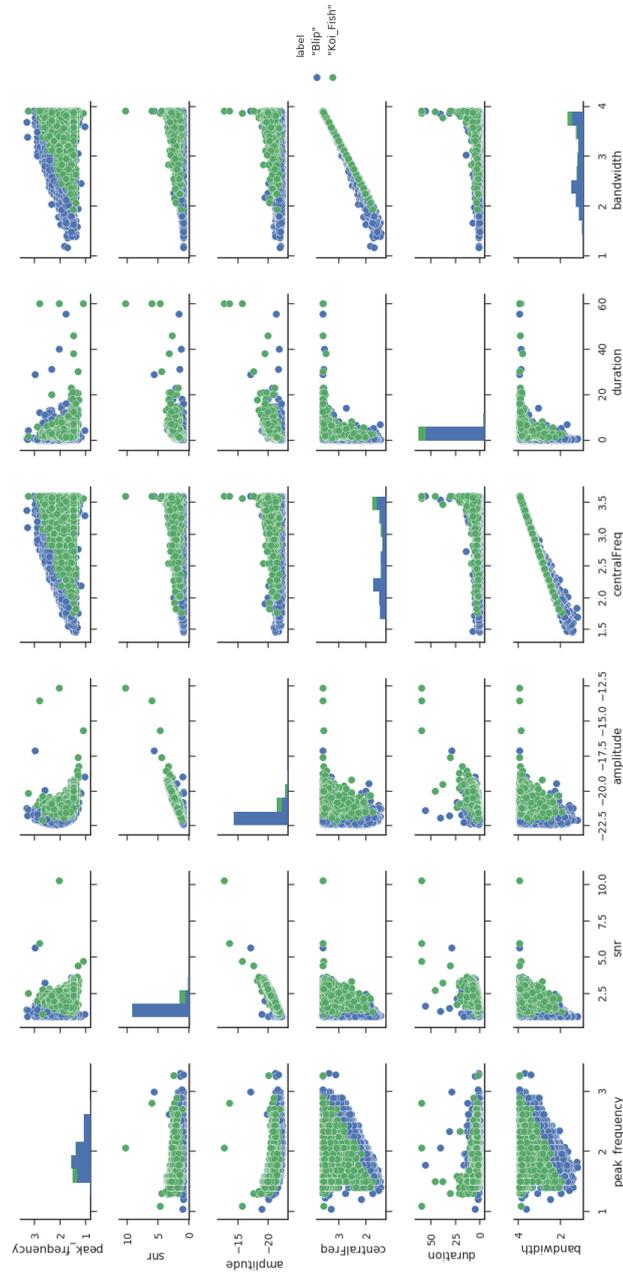
O Gravity Spy classifica o *glitch* apenas no canal gravitacional e para estendermos a classificação para os canais auxiliares, é possível caracterizar as classes de acordo com as informações que temos. Até o momento, foram feitos estudos de caracterização apenas nos canais auxiliares dos sistemas. O objetivo deste trabalho é caracterizar e buscar os grupos de transientes tanto nos canais dos sistemas quanto dos subsistemas.

Para tal caracterização utilizaremos, portanto, os parâmetros oferecidos. Temos acesso às tabelas de dados (geradas pelo OMICRON) dos sinais detectados tanto pelo o canal gravitacional quanto por alguns canais auxiliares, uma vez que os ETGs também rodam sobre alguns deles que, atualmente, compõem um conjunto com cerca de 2000 canais auxiliares monitorados.

Conforme a explicação do OMICRON, as tabelas de dados são disponibilizadas com parâmetros como: qual observatório, tempo GPS que o sinal ocorreu, frequência de pico, SNR, duração, entre outros. A Figura 4.2 mostra uma matriz com o comportamento de dois grupos de ruídos (*Blip* e *Koi Fish*) relacionando parâmetro por parâmetro.

De acordo com o exemplo da Figura 4.2 há claramente uma relação linear entre os parâmetros largura de banda e frequência central do ruído; tal análise evita que usemos certas relações entre tais parâmetros, já que poderiam ser redundantes. Esses dados foram retirados da segunda corrida do observatório de Hanford.

Figura 4.2 - Estudo dos comportamentos de dois transientes de acordo com os parâmetros das tabelas oferecidas pelo OMICRON.



Matriz que relaciona parâmetro por parâmetro de dois *glitches*: **Blip**, em azul e **Koi Fish**, em verde. Há relação entre os parâmetros como frequência de pico, razão sinal-ruído(SNR), amplitude, duração, frequência central e largura de banda do transiente. A diagonal apresenta um histograma referente a cada um desses parâmetros.

Fonte: Produção do autor.

Portanto, temos informações dos sinais incidentes no detector. Para começarmos a entendê-los, contamos com algumas ferramentas disponíveis na biblioteca de algoritmos do LIGO: LALSuite (LIGO Algorithm Library Suite) que, inclusive, auxilia o grupo de caracterização do detector, Detector Characterization ou *DetChar*. Estes estudam a qualidade de dados, como vetá-los e obter informações de diagnóstico (LSC-VIRGO DATA ANALYSIS WHITE PAPER, 2011).

Um pacote importante para nosso trabalho foi o GWpy; sua criação foi influenciada pelo pacote *astropy* (DUNCAN MACLEOD, 2013) e também foi desenvolvido em *Python*. Uma utilidade básica do *GWpy* é a leitura e o acesso das tabelas de dados do OMICRON que encontram-se no formato *xml*. O nosso trabalho, portanto, foi feito baseado na linguagem de programação *Python*.

É possível acessar os tempos GPS em que um específico grupo de *glitch* (já classificado via Gravity Spy) foi detectado no canal gravitacional. Primeiramente, baseamos na ideia de que cada classe de *glitches* ocupa uma região ou um lugar geométrico diferente no espaço de parâmetros, isto é, podemos utilizar combinações dos parâmetros que caracterizem bem as diferentes classes de transientes.

Fizemos diferentes testes que mostraram o comportamento dos *glitches* e utilizamos os dados já classificados pelo GS para verificar se a combinação dos parâmetros estava sendo bem utilizada. A Figura 4.3 mostra uma delas, onde há a relação entre duração do ruído, frequência central e W . W é conhecido como *tile distance* e pode ser definido pela Equação 4.1.

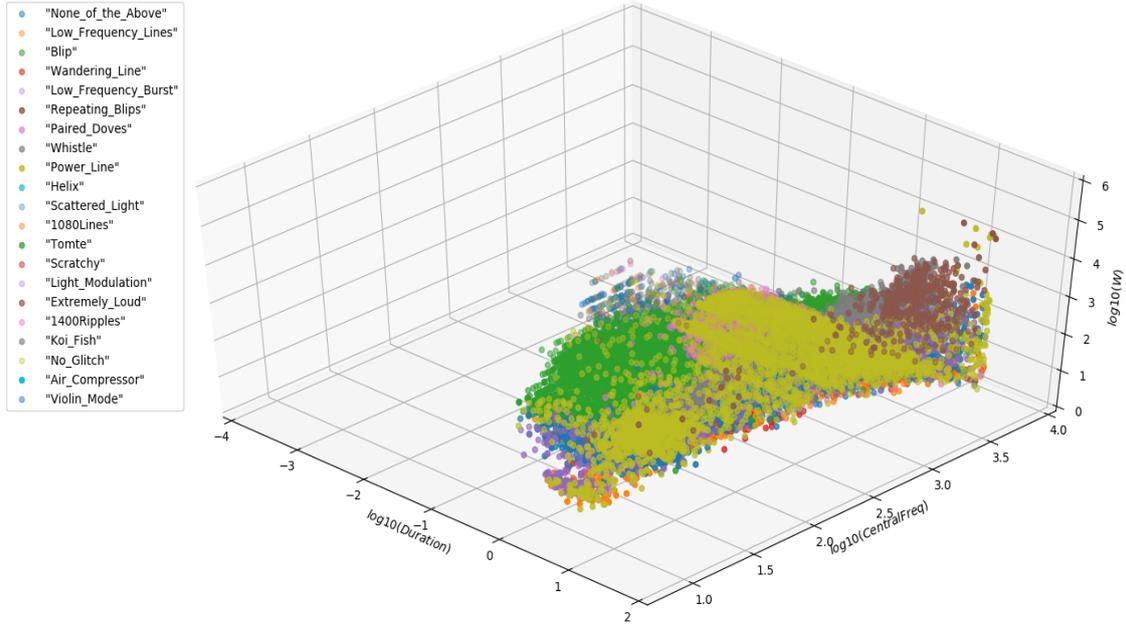
$$W = \sqrt{\left(\frac{2\Delta f}{I_d\Lambda^2}\right)^2 + \left(\frac{2}{I_{bw}\Lambda^2\Delta f}\right)^2} \quad (4.1)$$

Os termos Δf e Λ representam a largura de banda e a razão sinal ruído, respectivamente. O valor I_d é um parâmetro de inflação aplicado à duração e tem unidade de Δf . A duração foi definida como o inverso da largura de banda e I_{bw} representa o parâmetro de inflação aplicado à Δf que tem unidade inversa a esta de modo que, W torna-se adimensional. O *tile distance* foi selecionado a partir do estudo realizado por Chatterji, membro da LSC, que mostrou tratar-se de um bom parâmetro de caracterização de transientes (CHATTERJI, 2005).

Cada cor representa o *glitch* já classificado pelo Gravity Spy. Podemos ver que o agrupamento das cores implica que alguns grupos estão aparentemente caracterizados,

porém os pontos estão muito aglomerados e por isso, precisamos procurar melhores combinações para deixar esses grupos mais separados, pois um sinal aleatório teria que estar numa posição de identificação com confiabilidade alta.

Figura 4.3 - Dados de alguns transientes do aLIGO classificados pelo Gravity Spy.



Fonte: Produção do autor.

Mudanças de variáveis e de coordenadas também foram feitas; uma delas foi utilizando coordenadas esféricas que podem ser definidas pela Figura 4.4. Tal definição permite obter as seguintes relações:

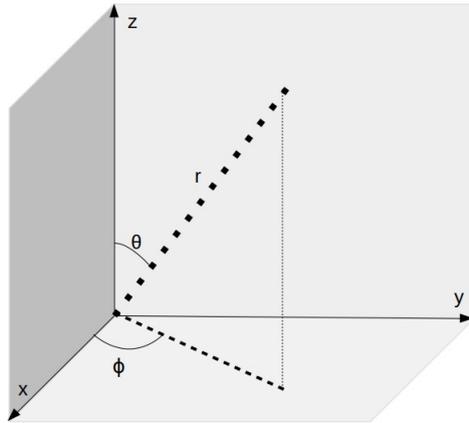
$$x = r \sin(\theta) \cos(\phi), \quad y = r \sin(\theta) \sin(\phi), \quad z = r \cos(\theta) \quad (4.2)$$

ou simplesmente,

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad \theta = \arctan \frac{y}{x}, \quad (4.3)$$

$$\phi = \arccos \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \quad (4.4)$$

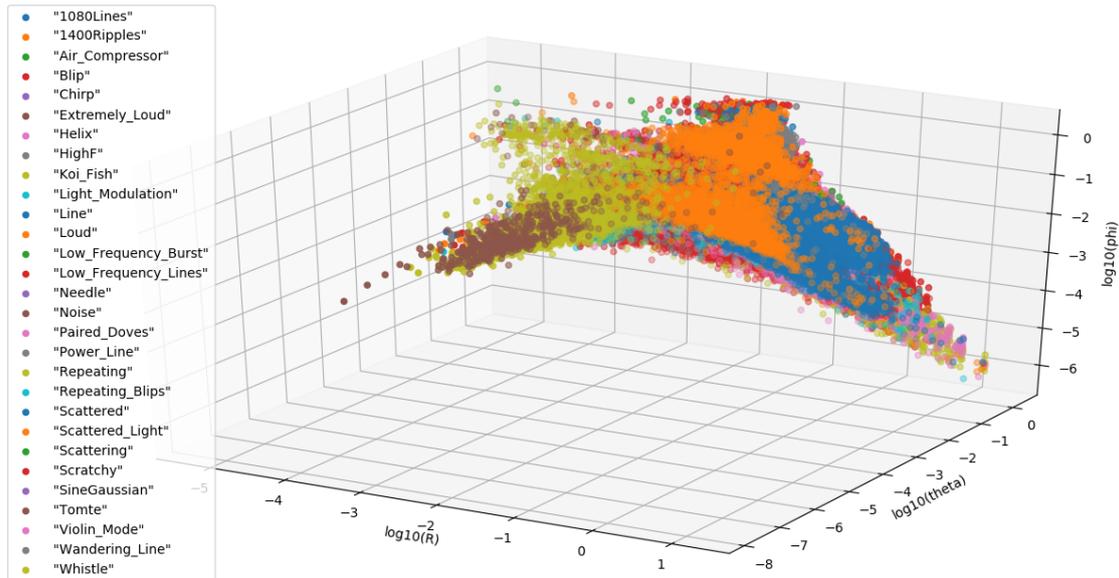
Figura 4.4 - Definição das coordenadas esféricas.



Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.5 apresenta o resultado utilizando as coordenadas esféricas em R , θ e ϕ . Neste caso, atribuímos os seguintes valores: $R = W$, $\theta = \arctan\left(\frac{f_c}{W}\right)$ e $\phi = \arccos\left(\frac{\Delta T}{\Delta f}\right)$; f_c é a frequência central, Δf a largura de banda e ΔT a duração do transiente.

Figura 4.5 - Glitches classificados e relacionados em coordenadas esféricas.



Fonte: Produção do autor.

O resultado claramente apresenta aglomerações, apesar de aparentar separar bem as cores. Mesmo utilizando métodos como PCA (Principal Component Analysis), LDA (Linear Discriminant Analysis) e K-means clustering, não houve mudanças significativas nas aglomerações e foi daí, a ideia de usar a técnica de Machine Learning.

4.0.1 Inteligência Artificial, Machine Learning

Um computador pode, por exemplo, vencer o campeão mundial de xadrez processando e descartando as piores jogadas calculadas; pode também argumentar afirmações humanas ou até mesmo auxiliar numa cirurgia medicinal. A ideia base da Inteligência Artificial, IA, é a inferência lógica, ou seja, a máquina tira conclusões a partir de uma premissa. Em um programa computacional comum, fazemos as mudanças necessárias de parâmetros para adaptar o algoritmo ao problema de interesse e para isso, é preciso o uso do homem; claro que a intenção, na verdade, é que a máquina faça tudo sozinha e foi daí a ideia de criar dentro da IA, o *Machine Learning*, ML.

Machine Learning trata-se de um estudo em que a máquina usa o algoritmo com a habilidade de adquirir seu próprio conhecimento por extração de padrões dos dados (*input*) e oferece como saída (*output*) previsões para determinadas situações. De acordo com o livro *Adaptive Computation and Machine Learning Series* (GOODFELLOW et al., 2016), ML é essencialmente uma forma de aplicar estatística com ênfase no uso de computadores para estimar funções complexas que dão as respostas dos problemas que estamos interessados. Em poucas palavras, a IA é um conceito amplo de máquinas capazes de executar tarefas numa maneira que consideramos inteligente e *Machine Learning* é a atual aplicação da IA de dar às máquinas acesso aos dados, deixar com que elas aprendam sozinhas e façam previsões.

Quando falamos em armazenar, obter uma inferência estatística e principalmente quantificar uma informação, nos remetemos rapidamente à TI, Teoria de Informação. Esta tem como “medidor” de informação a entropia que dá a incerteza média de uma variável discreta aleatória. Dessa forma podemos definir a entropia de uma variável K , cuja função de massa de probabilidade é $p_k = P[K = k]$, pela Equação 4.5 ou simplesmente como a média ponderada das entropias dos eventos. Note que a base logarítmica é 2, pois está representada em *bits* de informação. Num caso particular de dois eventos, a entropia é zero quando $p_k = 0$ ou $p_k = 1$, pois haverá certeza em um dos casos; se os eventos forem equiprováveis, entraremos no caso de máxima entropia, máxima incerteza; esses conceitos podem ser estendidos para duas variáveis (X, Y) em entropia conjunta ou entropia condicional.

$$H(K) = - \sum_k p_k \log_2 p_k \quad (4.5)$$

No conceito de OGs, uma aplicação ideal seria fornecer à máquina dados de diferentes transientes e ela responder simplesmente se trata-se de ruídos ou de ondas gravitacionais. No entanto e, primeiramente, devemos conhecer bem e saber caracterizar os ruídos e, para isso, utilizaremos o algoritmo t-SNE, que está dentro do ML e que é capaz de separar dados utilizando busca de padrões.

4.0.1.1 t-SNE

Um algoritmo bem conhecido no ML e que foi utilizado no nosso trabalho é o t-NSE (*t-distributed stochastic neighbor embedding*). A ideia base do t-NSE é, a partir das informações de entrada multidimensional, reduzir o número de variáveis aleatórias para variáveis principais. Dessa forma, os objetos similares são modelados por pontos de dados próximos e diferentes, por pontos de dados distantes. Essa determinação de distância é feita pelo conceito de probabilidade da similaridade entre objetos.

Num conjunto de N objetos, as distâncias no espaço de pontos de dados multidimensionais são transformadas em probabilidades, centrando um ponto aleatório gaussiano isotrópico no ponto de dados i , calculando a densidade do ponto j sob esta gaussiana e normalizando, obtém-se a probabilidade condicional $p_{j|i}$, calculada pelo t-SNE e dada pela Equação 4.6 (MAATEN, 2009); \mathbf{x}_i representa o vetor posição do ponto de dados i e assim sucessivamente.

$$p_{j|i} = \frac{\exp(-\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|^2/2\sigma_i^2)}{\sum_{k \neq i} \exp(-\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_k\|^2/2\sigma_i^2)} \quad (4.6)$$

Essa probabilidade condicional $p_{j|i}$ é simétrica e podemos definir uma $p_{ij} = \frac{p_{j|i} + p_{i|j}}{2N}$ como similaridade entre um ponto de dados i e outro j . Isso implica que pontos próximos têm p_{ij} relativamente altos e vice-versa. O valor σ é tomado de forma que a perplexidade de cada distribuição P_i seja igual e $p_{i|i}$ seja nula. A perplexidade é um parâmetro livre que pode ser pensado como número de vizinhos efetivos (MAATEN; HINTON, 2008). De forma análoga, são calculadas as similaridades no espaço latente, fornecidas pela Equação 4.7.

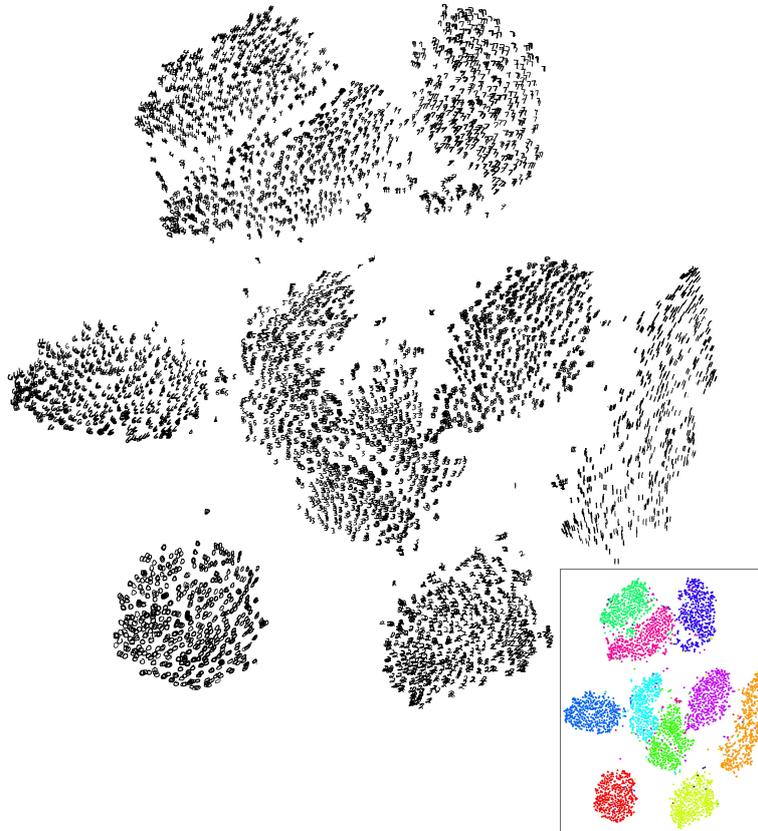
$$q_{j|i} = \frac{\exp(-\|\mathbf{y}_i - \mathbf{y}_j\|^2)}{\sum_{k \neq i} \exp(-\|\mathbf{y}_i - \mathbf{y}_k\|^2)} \quad (4.7)$$

As localizações dos pontos y_i são feitas pela minimização da divergência (*Kullback–Leibler*) da distribuição Q a partir da P (Equação 4.8). Divergência *Kullback–Leibler* (também chamada de entropia relativa) é a medida de quanto a distribuição de probabilidade da primeira diverge da segunda. Definimos C como função custo. O objetivo a partir de agora é minimizá-la. Note que há uma semelhança com a Equação 4.5 de entropia.

$$C = \sum_i KL(P_i||Q_i) = \sum_i \sum_j p_{j|i} \log \frac{p_{j|i}}{q_{j|i}} \quad (4.8)$$

A Figura 4.6 apresenta um exemplo de como seria a aplicação do t-SNE; os grupos são separados pelos parâmetros que, nesse caso, são conhecidos e identificados pela cor. O t-SNE foi utilizado, mostrando que atua bem na separação (em distâncias) dessas cores ou desses grupos.

Figura 4.6 - Representação do uso do t-SNE.



Fonte: Maaten e Hinton (2008).

A perplexidade é definida pela Equação 4.9,

$$Perp(P_i) = 2^{H(P_i)} \quad (4.9)$$

onde $H(P_i)$ é a entropia aplicada à distribuição de probabilidade P_i , ou seja, a Equação 4.5 torna-se a Equação 4.10.

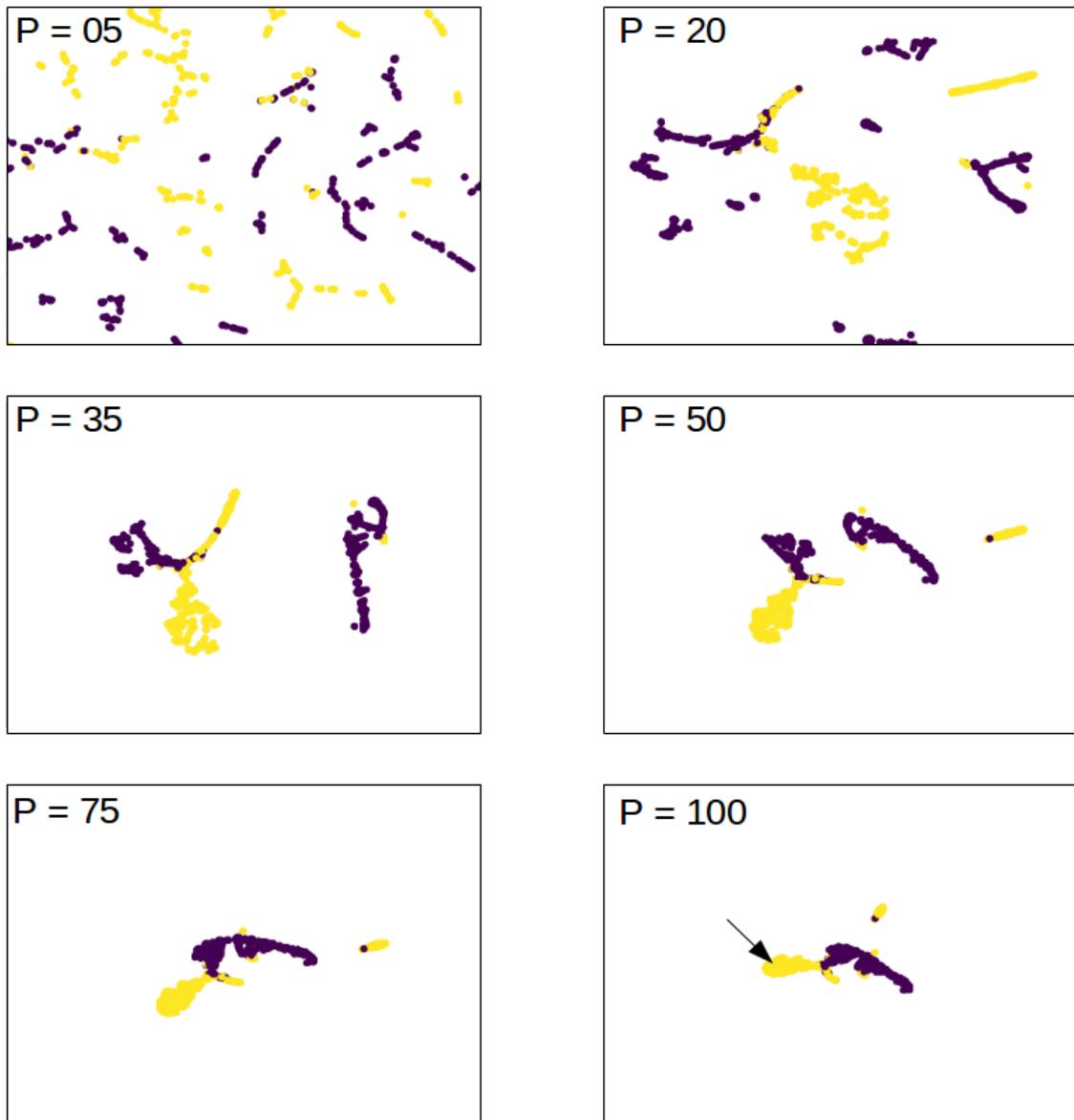
$$H(P_i) = - \sum_j p_{j|i} \log_2 p_{j|i}. \quad (4.10)$$

Para aplicação do ML, definimos cada transiente como um objeto e cada parâmetro como uma dimensão. Como tínhamos muitos parâmetros caracterizando o *glitch* e visualizá-los em tantas dimensões não é trivial, aplicamos o ML para reduzir o número de parâmetros em duas dimensões, facilitando a visualização. A aplicação do t-SNE foi feita para os dados do LIGO e a Figura 4.7 apresenta o resultado obtido para duas classes: *Power Line* e *Koi Fish*; também mostra, na prática, como é o comportamento dos pontos variando a perplexidade em seis valores 5, 20, 35, 50, 75 e 100. Note que o aumento no valor da perplexidade acarreta no aumento da densidade de cada grupo dentro do espaço projetado, separando os grupos de transientes utilizados no exemplo.

Este último método, na verdade, mostrou um bom resultado apenas para dois grupos de *glitches*, já que a partir de um valor para a perplexidade, a cor roxa ficou visivelmente bem separada da amarela. É claro que há interseções e por isso, um trabalho estatístico deve ser feito. Um sinal aleatório que fosse, por esse método, posicionado na seta (vide Figura 4.7), teria, com certeza, uma probabilidade maior de ser do tipo *Power Line*.

Depois de tentativas do entendimento, pensamos por qual motivo esses parâmetros não estariam sendo suficientes para caracterizar mais classes e a resposta foi encontrada: a classificação feita pelo Gravity Spy utiliza um processo de *clustering* nas informações do *glitch*, isto é, um transiente que acontece no canal é representado por apenas um ponto e ao utilizarmos dados do ruído já classificado, perdemos informações.

Figura 4.7 - Aplicação do algoritmo t-SNE nos dados classificados pelo Gravity Spy.



Aplicação do t-SNE para duas classes de transientes: *Koi Fish* (roxo) e *Power Line* (amarelo). A imagem também mostra a separação desses dois grupos, mostrando como a variação da perplexidade influencia na prática.

Fonte: Produção do autor.

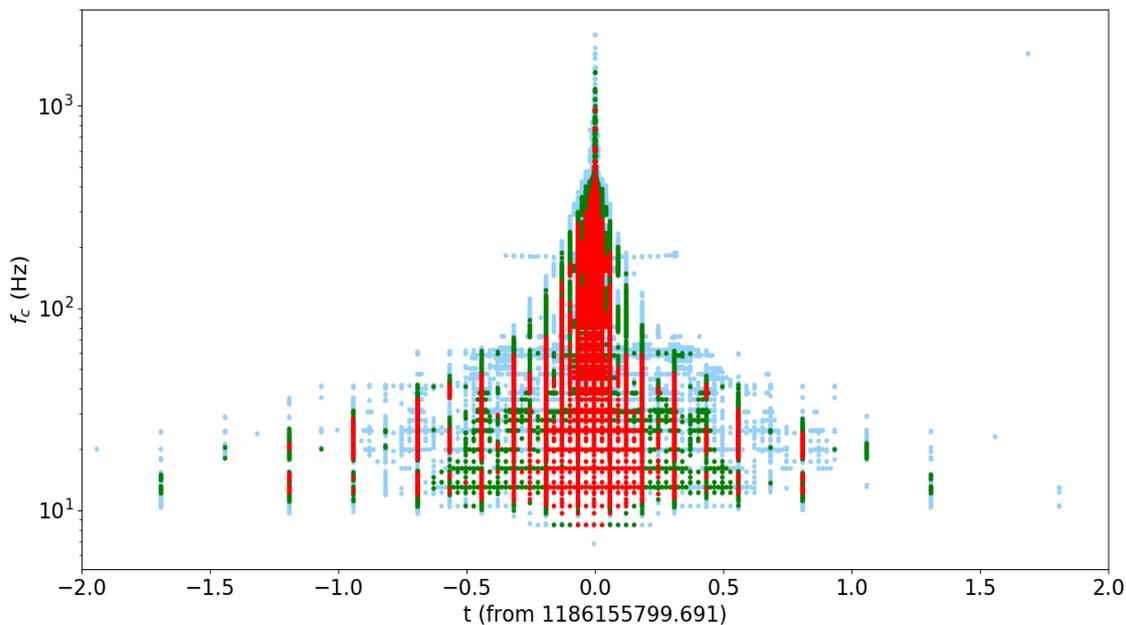
Foi daí a ideia de usar os dados diretos do canal gravitacional, sem passar pela classificação do Gravity Spy, já que este representa os transientes apenas pelo ponto mais significativo no espaço Tempo-Frequência-EnergiaNormalizada (espaço denominado espectrograma). A energia normalizada está diretamente ligada ao valor da razão

sinal-ruído do transiente (ZEVIN et al., 2017).

Utilizamos os tempos GPS dos transientes classificados e acessamos a tabela original do canal gravitacional (em formato *root*) para irmos exatamente no instante que o transiente aconteceu; tal tabela encontra-se na nuvem de computadores do LIGO.

Depois, definimos um intervalo de tempo de ± 2 s do instante principal e recriamos o transiente em tempo, frequência e SNR. A imagem referente à recriação está representada na Figura 4.8. Os valores de estão representados em três cores: azul ($\text{SNR} < 10$), verde ($10 \leq \text{SNR} < 20$) e vermelho ($\text{SNR} \geq 20$).

Figura 4.8 - Koi Fish recriado diretamente do canal gravitacional.

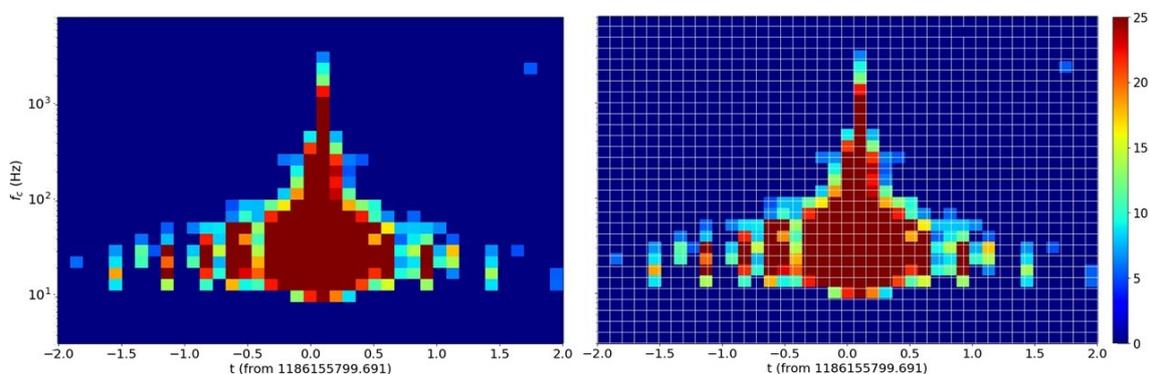


Reconstrução do *glitch* no tempo (eixo horizontal), frequência (eixo vertical) e SNR (cor de cada ponto).

Fonte: Produção do autor.

Dividimos a Figura 4.8 em 1200 caixas e para cada caixa selecionamos o valor mais significativo para a SNR. Com esses valores, criamos o que denominamos de glitchgrama. O glitchgrama para a classe do Koi Fish está representado na parte a) da Figura 4.9.

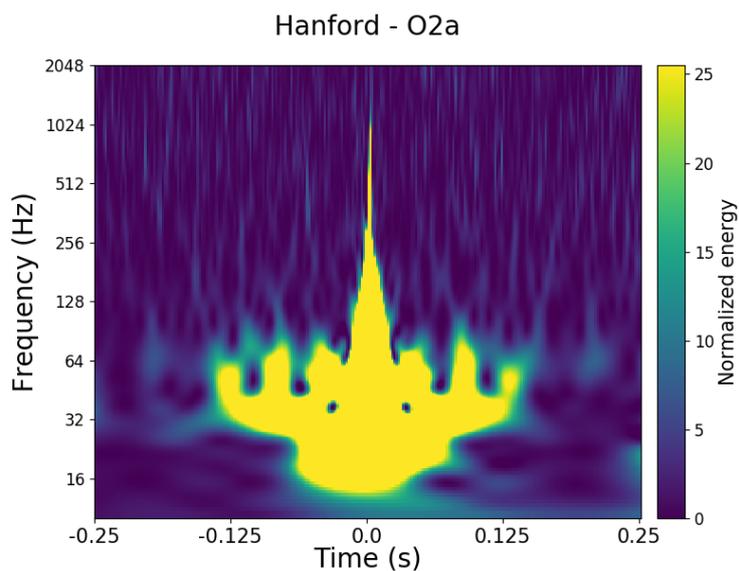
Figura 4.9 - Koi Fish na representação de *glitchgrama*.



Fonte: Produção do autor.

Por comparação, a Figura 4.10 mostra o espectrograma, isto é, a imagem utilizada para a classificação visual feita pelo Gravity Spy. Como podemos notar, o glitchgrama tem uma resolução menor, o que não prejudicou a classificação do transiente pela morfologia, e sim, permitiu que o algoritmo fosse rápido do ponto de vista computacional.

Figura 4.10 - Koi Fish na representação de espectrograma, classificado pelo gravity spy.

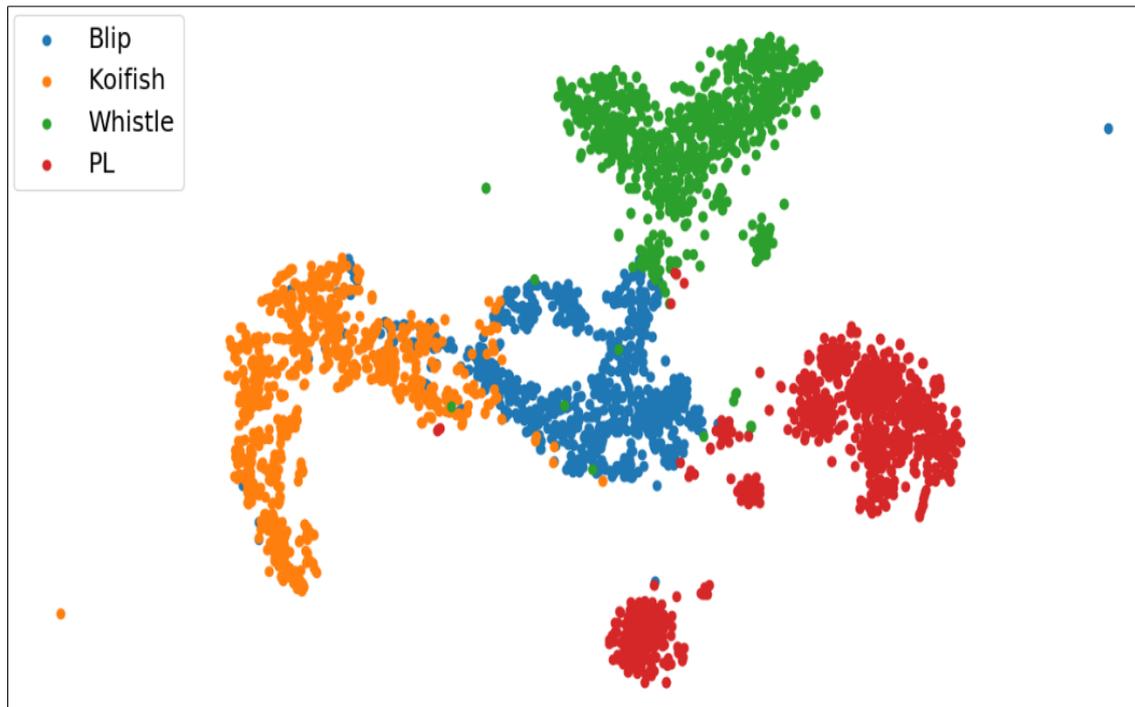


Fonte: Gravity Spy (2018).

O algoritmo t-SNE que utilizamos foi adaptado do pacote *scikit-learn* (SKLEARN, 2017), desenvolvido em Python. Cada glitchgrama serviu como entrada no programa e para isso, o glitchgrama foi transformado numa matriz de dados (30×40), vide Figura 4.9 parte b); cada elemento dessa matriz indicou o valor da SNR que foi retirado da imagem original (Figura 4.8).

Fizemos isso para diferentes tempos e para quatro grupos de transientes já classificados: *Blip*, *Koi Fish*, *Power Line* e *Whistle*. Conforme citado, utilizamos o tempo em que o GS encontrou um *glitch* e criamos o glitchgrama. Também, utilizamos a legenda que o Gravity Spy utilizou nas classificações para verificar se o método foi eficiente; o t-SNE buscou por padrões nessas matrizes e o resultado é apresentado pela Figura 4.11.

Figura 4.11 - Aplicação do t-SNE para quatro grupos de *glitches* utilizando os glitchgramas como entrada no algoritmo.



Ao acessar diretamente os dados do canal gravitacional, recriamos o transiente na forma de um glitchgrama e executamos a busca por padrões para quatro grupos de *glitches*: o *Blip* (azul), o *Koi Fish* (laranja), o *Whistle* (verde) e o *Power Line* (vermelho). A separação dos grupos é boa, indicando que o t-SNE é um bom método para classificação de transientes.

Fonte: Produção do autor.

Cada cor representa uma classe de *glitch* já classificada e como podemos ver, o método foi muito eficiente para separação das classes, já que agrupa bem as cores. Infelizmente, há intersecções; um dos motivos para elas é que há classes diferentes com morfologias semelhantes, o que corresponderia a pontos próximos neste espaço multidimensional.

O *blip* e o *koi fish*, por exemplo, são muito parecidos e há suposições que o *koi fish* seja uma subclasse do *blip*. Inclusive, na Figura 4.11 é possível verificar cores azuis (*blip*) localizadas na região de maior concentração das laranjas (*koi fish*) e vice-versa. Essas intersecções são inevitáveis e por isso, uma análise estatística deve ser feita para encontrar um limiar de identificação entre os dois grupos. Este fato corrobora com a tese de que o *koi fish* seja na verdade um *blip* muito intenso, ou seja, com altos SNRs.

Na continuidade do trabalho, durante o doutorado, cada região será definida por probabilidades; dessa forma, se algum transiente estiver em determinada localização no espaço multidimensional, poderemos informar a probabilidade dele pertencer a uma classe específica.

A cor vermelha, que representa os transientes da classe *Power Line*, apresenta subgrupos, o que era esperado. Isso trouxe uma confirmação do bom uso do algoritmo já que tal ruído acontece devido a rede elétrica do LIGO que tem pico na frequência de 60 Hz e sinais em seus harmônicos (120 Hz, 180 Hz, etc.) são presentes nos dados. No fim, a aplicação de Machine Learning utilizando glitchgramas como entrada no algoritmo t-SNE apresentou os resultados esperados e as cores (grupos) foram bem separadas.

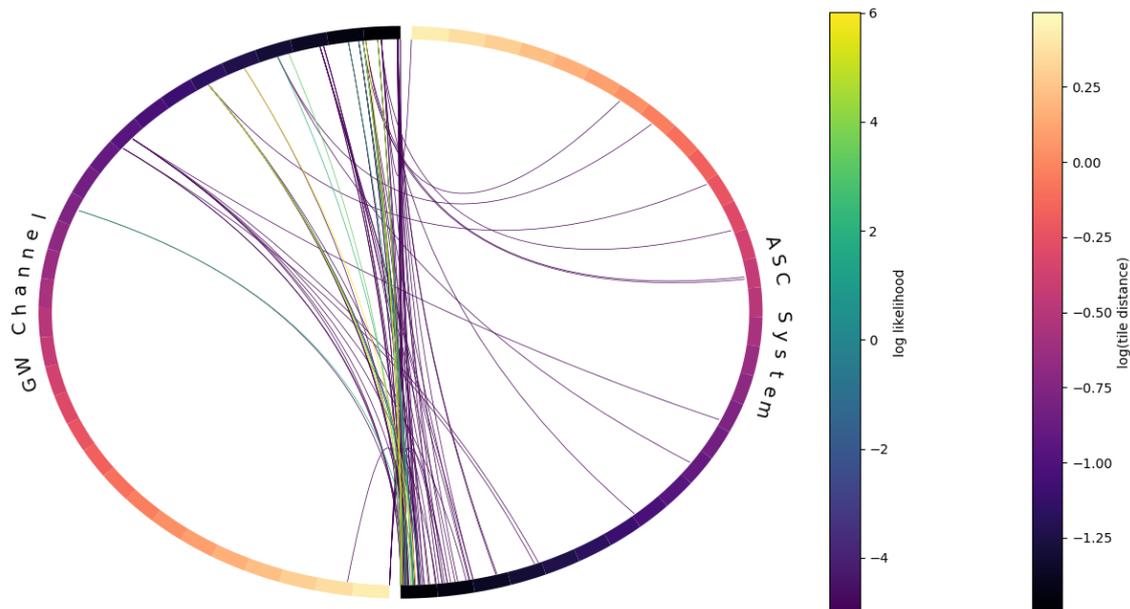
Para saber quais grupos de *glitches* aparecem em determinado canal auxiliar, criamos um diagrama de cordas que está representado na Figura 4.12. Primeiramente, escolhemos o transiente *koi fish* para estudar. Utilizamos os tempos GPS em que transientes desse grupo aconteceram no canal gravitacional e, buscamos, definindo um intervalo de tempo δt , por coincidências temporais entre o canal gravitacional e um canal aleatório do sistema de alinhamento ASC. A partir dos parâmetros do sinal, calculamos o *tile distance* tanto no canal gravitacional quanto para o canal auxiliar.

Buscamos por coincidências aleatórias do parâmetro W entre o canal gravitacional e o canal escolhido criando um *background*, ou seja, uma função de probabilidade de sinais com mesmo valor de W acontecerem aleatoriamente no tempo. Feito isso,

calculamos uma razão de probabilidades entre a coincidência do parâmetro acontecer naquele intervalo δt e a coincidência de acontecer aleatoriamente. Tal razão é definida como verossimilhança (do inglês *likelihood*). Se o valor da verossimilhança é próxima a um, significa que a probabilidade do evento acontecer naquele intervalo de tempo é a mesma de uma coincidência aleatória; quanto maior seu valor, menor o indício de aleatoriedade.

Na Figura 4.12, as cores das bordas curvadas indicam o valores de W e as cores das linhas de conexão indicam os valores da verossimilhança. As relações entre os diferentes valores de W e a verossimilhança nos dão ideia de como o espaço de parâmetros de ambos os canais se relacionam.

Figura 4.12 - Diagrama de cordas para Koi Fish relacionando o canal gravitacional e o canal auxiliar do sistema ASC.



O diagrama de cordas relaciona dois objetos através de um parâmetro. No caso, estamos relacionando o canal gravitacional com um canal auxiliar do sistema de alinhamento através do parâmetro W (tile distance). Cada meio círculo representa um canal; a cor da borda circular indica os valores de W e a cor das linhas o valor da verossimilhança.

Fonte: Produção do autor.

No diagrama de cordas, estamos, basicamente, conectando os valores do *tile distance* dos eventos do canal gravitacional com os do canal auxiliar naquele intervalo de tempo δt . Estamos mais interessados nas linhas que conectam valores semelhantes

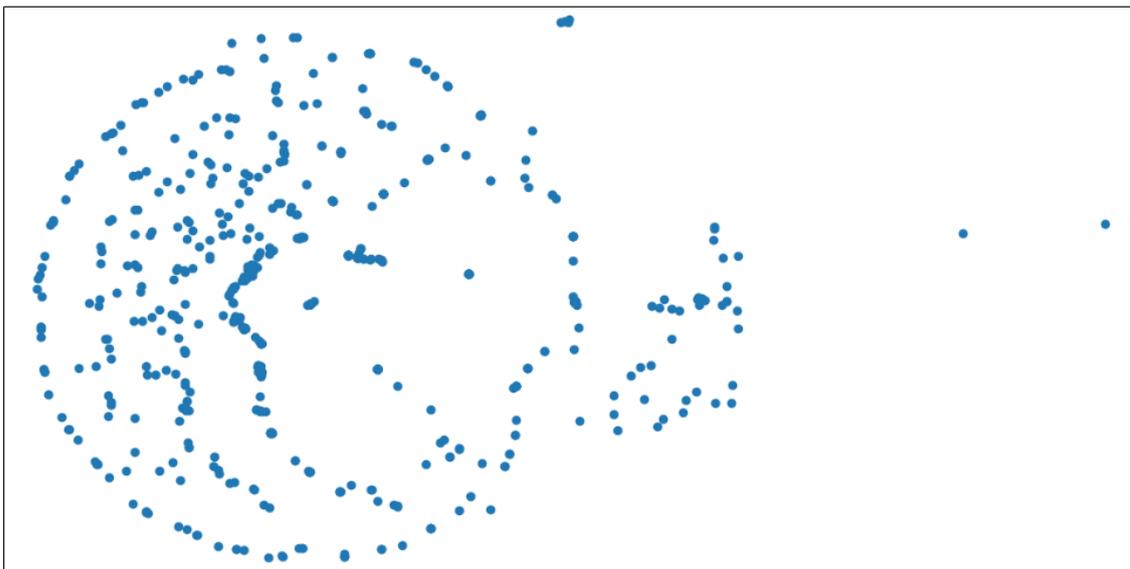
de W , pois, a princípio, indicam eventos parecidos (já que W trata-se de um bom parâmetro de caracterização).

Como podemos notar, há mais linhas de conexões entre W semelhantes nas bordas extremas, de cor roxa; contudo, a maioria das linhas que conectam tem cores escuras e isso significa que, apesar de terem acontecido num intervalo de tempo próximo, a coincidência tende a ser aleatória. Ao contrário, eventos no intervalo de tempo com W semelhantes e alta verossimilhança (indicada pela linha amarela ou verde) tendem a ser não aleatórios.

A classe *koi fish* provavelmente não acontece continuamente nesse canal auxiliar, pois o diagrama de corda indicou que a probabilidade de acontecer um transiente com tal característica é consistente com a aleatoriedade.

Por fim, algoritmo t-SNE rodou num outro canal auxiliar do mesmo sistema ASC em busca de morfologias semelhantes e agrupamentos; o resultado está apresentado na Figura 4.13. Podemos ver que há uma aglomeração da maioria dos transientes à esquerda o que indica prováveis eventos aleatórios; no entanto, há indícios de um pequeno subgrupo à direita que merece ser investigado.

Figura 4.13 - Algoritmo t-SNE aplicado a um canal aleatório do sistema de alinhamento ASC.



Fonte: Produção do autor.

Agora, resta utilizar o auxílio dos diagramas de cordas para buscar por canais que apresentam valores altos de verossimilhança e rodar o algoritmo do t-SNE para verificar a possibilidade de agrupamentos. Se conseguirmos encontrar os canais auxiliares em que determinado grupo de *glitch* acontece e ordenar todos temporalmente, poderemos definir uma métrica, isto é, um caminho para a classe de *glitch* escolhida, interligando os sistemas e subsistemas do LIGO.

Estamos integrando o algoritmo de forma a acoplá-lo às bibliotecas LAL e com isso, poderemos executá-lo em todos os canais auxiliares disponíveis e monitorados pelo Omicron.

Portanto, estabelecemos a técnica necessária para essa classificação, cumprindo desta forma os objetivos iniciais deste trabalho. Assim, construímos a metodologia necessária para estender este estudo a todos os canais auxiliares e traçar caminhos de entradas dos transientes no canal gravitacional. Com isso, poderemos fornecer *insights* aos instrumentalistas, que melhorarão a sensibilidade dos detectores, aumentando a possibilidade de detecção de eventos de ondas gravitacionais cada vez mais fracos.

5 CONCLUSÕES

A primeira detecção da radiação gravitacional aconteceu em 14 de setembro de 2015 e inaugurou a astronomia de ondas gravitacionais. Até o momento, já foram detectados eventos envolvendo tanto buracos negros quanto estrelas de nêutrons. A amplitude de tais oscilações no espaço-tempo é muito pequena e por isso, detectores para essa finalidade devem ser sensíveis e precisos. O LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) foi o primeiro experimento que conseguiu detectar diretamente as ondas gravitacionais e é capaz de medir variações de comprimento da ordem de 10^{-18} m.

Como o LIGO possui essa alta sensibilidade, fenômenos ambientais, atividades humanas e oscilações instrumentais podem causar um transiente no canal gravitacional, isto é, um sinal cuja significância excede o nível estacionário da sensibilidade do detector. Se o transiente tem causa instrumental ou ambiental, ele é denominado *glitch*. Um estudo de parte da colaboração científica do LIGO descobriu que alguns desses *glitches* (que ocorrem aleatoriamente) acontecem mais de uma vez, de maneira independente, no espaço tempo, frequência e energia normalizada. Dessa forma, alguns deles passaram a ser classificados morfologicamente nesse espaço.

Infelizmente, alguns desses transientes não têm causas conhecidas, o que inspirou este trabalho que teve como objetivo caracterizar algumas das classes. Métodos relacionando atributos dos transientes foram executados, contudo, um melhor resultado foi apresentado utilizando a técnica t-SNE (t-Distributed Stochastic Neighbor Embedding) que está dentro do aprendizado de máquina (Machine Learning) e consequentemente, dentro da Inteligência Artificial.

Como mencionado, o algoritmo t-SNE apresentou um resultado satisfatório para classificação de transientes nos detectores LIGO. Ele consiste em reduzir a quantidade de parâmetros em parâmetros principais e consequentemente, agrupar pontos de dados similares, usando busca por padrões nos dados. Utilizamos os dados já classificados pelo Gravity Spy para confirmar se o método foi bem aplicado e o resultado foi bom; existiram intersecções de alguns transientes, porém já era esperado. Por isso, um próximo passo para continuidade deste projeto é criar regiões de probabilidades de forma que cada uma indique a chance de um transiente pertencer àquela região/classe.

A utilização de parâmetros dos dados classificados pelo Gravity Spy não foi suficiente para uma boa classificação, pois esse utiliza apenas um ponto para representar

o *glitch*, o que pode fazer com que percamos informações. Por isso, há também uma possibilidade de alguns transientes não terem sido classificados adequadamente por ele, podendo ser um motivo para as intersecções; alguns transientes de classes diferentes têm morfologias semelhantes, o que talvez, possa ter sido um outro fator colaborativo.

Para execução do trabalho, usamos os tempos GPS em que o Gravity Spy encontrou classes de ruídos e recriamos, a partir desse tempo, o transiente em duração, frequência e razão sinal-ruído. Para isso, utilizamos os dados do canal gravitacional, que encontram-se na nuvem dos computadores do LIGO. Dividimos a imagem recriada em 1200 caixas e selecionamos para cada caixa o valor de razão sinal-ruído mais significativo, refazendo a imagem com menor resolução e criando o que chamamos de *glitchgrama*.

Cada *glitchgrama* foi transformado em uma matriz de dados 30×40 que foi utilizada como entrada no algoritmo do t-SNE e que foi a base para uma boa classificação dos transientes. O projeto vai ser estendido no doutorado, aplicando o algoritmo para mais classes de transientes e o objetivo principal será aplicar o aprendizado de máquina para ensinar o computador a fazer previsões, dessa forma, ao receber um transiente aleatório, o computador saberá dizer a qual classe de ruído esse sinal pertence. A máquina aprende cada vez mais à medida que mais dados são inseridos, dessa forma com os *glitches* bem agrupados, um dado de entrada qualquer poderá ser identificado e classificado, através da entrada de dados estruturados.

Para auxiliar na descoberta dos canais auxiliares em que determinado grupo de transiente acontece, utilizaremos o diagrama de cordas. Os diagramas indicam as probabilidades dos eventos acontecerem com mesmo valor de parâmetros no canal gravitacional e no canal auxiliar escolhido. Essas probabilidades são baseadas nas análises de estatísticas de verossimilhança.

Organizando temporalmente os canais envolvidos com o transiente, encontraremos o caminho que cada um desses conjuntos de ruídos percorre até chegar ao canal gravitacional, isto é, encontramos a métrica envolvida e, saberemos inclusive, a origem de tal classe.

Conhecida a origem desse transiente, poderemos gerar novos *data quality flags*¹ e sugerir ajustes e reparos no interferômetro; com isso, menos sinais ruidosos aparecerão

¹marcações de intervalos de tempo em um banco de dados que indicam a ocorrência de determinados transientes em canais auxiliares.

no canal gravitacional.

Um objetivo no futuro também será a utilização do Deep Learning, DL. Este está dentro da filosofia de Machine Learning e conseqüentemente, dentro da IA. A sua base está nas redes neurais e na ideia de utilizar diferentes camadas de inspeção que buscam por características dos dados de entrada. Como, por exemplo, postagens no aLIGO logbook poderão servir de entrada no algoritmo para ajudar a classificar os *glitches*, pois ajustes na instrumentação podem aumentar ou diminuir suas taxas de ocorrência.

O DL poderá ser usado para estudar as imagens dos transientes, através dos *glitch-gramas*. No DL, a imagem passará por várias etapas de identificação, por exemplo, a primeira poderia ser avaliar as posições de início da imagem, a segunda, os contornos (definir se a imagem de interesse é retangular ou curva) e assim por diante. A quantidade de camadas pode variar conforme a necessidade. Dentro dessas camadas também é possível incluir dados não estruturados, diferentemente do ML; isso seria o equivalente a informar algum acontecimento incomum no observatório. Tanto o estudo no ML quanto no DL relacionam-se com operações de álgebra linear, das transcrições de parâmetros e de imagens em vetores ou matrizes.

Trabalhos feitos até o momento, relacionam no máximo dois canais de um mesmo sistema; queremos achar relações de percurso dos grupos entre diferentes sistemas e subsistemas. Assim, não atribuiremos sua causa apenas a um sistema, mas sim, aos subsistemas que o compõe.

Outra consequência possível desse trabalho será a diminuição da incidência de concordância entre os detectores que gera a curva que limita a detecção para uma determinada significância estatística. À medida que mais e mais transientes forem identificados como *glitches*, a ocorrência de coincidências entre eventos de baixa significância, em ambos detectores, diminui e, conseqüentemente, eventos de OGs aparecerão mais significantes.

Por fim, conhecendo-se bem cada grupo, poderemos analisar os transientes e seus coincidentes nos canais auxiliares, organizar temporalmente e criar uma rede de conexões. Assim, ao selecionar um grupo de *glitch*, haverá linhas conectando os canais auxiliares em que esse tipo de transiente acontece, também, linhas conectando as possíveis causas e consequências daquele ruído; saber como e por qual motivo ele acontece no detector de OGs fazem com que possamos sugerir melhorias para eliminá-lo.

Com a continuação desse projeto, colaboraremos com esse excitante período da Ciência contemporânea, onde a Astronomia de Ondas Gravitacionais se desenvolve e novos conhecimentos sobre o Universo começam a ser explorados.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AASI, J.; ABBOTT, B.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ABERNATHY, M.; ACKLEY, K.; ADAMS, C.; ADAMS, T.; ADDESSO, P.; ADHIKARI, R. et al. Advanced ligo. **Classical and quantum gravity**, v. 32, n. 7, p. 074001, 2015. [31](#)

ABBOTT, B.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ABERNATHY, M.; ACERNESE, F.; ACKLEY, K.; ADAMS, C.; ADAMS, T.; ADDESSO, P.; ADHIKARI, R. et al. Gw150914: First results from the search for binary black hole coalescence with advanced ligo. **Physical Review D**, v. 93, n. 12, p. 122003, 2016. [35](#)

_____. Gw151226: Observation of gravitational waves from a 22-solar-mass binary black hole coalescence. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 24, p. 241103, 2016. [19, 37](#)

_____. First search for gravitational waves from known pulsars with advanced ligo. **The Astrophysical Journal**, v. 839, n. 1, p. 12, 2017. [14](#)

ABBOTT, B.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ACERNESE, F.; ACKLEY, K.; ADAMS, C.; ADAMS, T.; ADDESSO, P.; ADHIKARI, R.; ADYA, V. et al. Gw170608: observation of a 19 solar-mass binary black hole coalescence. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 851, n. 2, p. L35, 2017. [19](#)

ABBOTT, B.; ABBOTT, R.; ADHIKARI, R.; AJITH, P.; ALLEN, B.; ALLEN, G.; AMIN, R.; ANDERSON, S.; ANDERSON, W.; ARAIN, M. et al. Ligo: the laser interferometer gravitational-wave observatory. **Reports on Progress in Physics**, v. 72, n. 7, p. 076901, 2009. [30](#)

ABBOTT, B.; ABBOTT, R.; ADHIKARI, R.; ANANYEVA, A.; ANDERSON, S.; APPERT, S.; ARAI, K.; ARAYA, M.; BARAYOGA, J.; BARISH, B. et al. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. **Astrophysical Journal Letters**, v. 848, n. 2, p. L12, 2017. [21](#)

ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ABERNATHY, M.; ACERNESE, F.; ACKLEY, K.; ADAMS, C.; ADAMS, T.; ADDESSO, P.; ADHIKARI, R. et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Physical review letters**, v. 116, n. 6, p. 061102, 2016. [1, 2, 17, 18, 27, 36, 37, 42](#)

ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ACERNESE, F.; ACKLEY, K.; ADAMS, C.; ADAMS, T.; ADDESSO, P.; ADHIKARI, R.; ADYA, V. et al.

Gw170104: observation of a 50-solar-mass binary black hole coalescence at redshift 0.2. **arXiv preprint arXiv:1706.01812**, 2017. 19

_____. Gw170814: a three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. **Physical review letters**, v. 119, n. 14, p. 141101, 2017. 19, 20

_____. Gw170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 16, p. 161101, 2017. 21

AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L.; BARROSO, J.; BORTOLI, F.; CARNEIRO, L.; CASTRO, P.; COSTA, C.; COSTA, K.; ARAUJO, J. D.; LUCENA, A. D. et al. The brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: progress and plans. **Classical and Quantum Gravity**, v. 22, n. 10, p. S209, 2005. 26

ARAUJO, J. C. D.; COELHO, J. G.; COSTA, C. A. Gravitational waves from pulsars and their braking indices: the role of a time dependent magnetic ellipticity. **The Astrophysical Journal**, v. 831, n. 1, p. 35, 2016. 15

BUONANNO, A. Gravitational waves. **arXiv preprint arXiv:0709.4682**, 2007. 9

CASEY REED/PENN STATE UNIVERSITY. **Artist's depiction of a super dense and compact neutron star**, Penn State University. 2009. Disponível em: <<https://www.ligo.caltech.edu/WA/page/gw-sources>>. Acesso em: out. de 2017. 13

CHATTERJI, S. K. **The search for gravitational wave bursts in data from the second LIGO science run**. Tese (Doutorado) — Massachusetts Institute of Technology, 2005. 50

COINCIDENT DETECTION WITH GRAVITATIONAL WAVES AND GAMMA RAYS. **GW170817 - The first observation of gravitational-waves from a binary neutron star inspiral**. 2017. Disponível em: <<https://www.ligo.org/detections/GW170817.php>>. Acesso em: mar. de 2018. 21

CONSTANCIOJR, M. **Contribuições ao desenvolvimento do Multi-Nested Pendula para isolamento vibracional criogênico do LIGO Voyager**. 157 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2017. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/05.17.13.03>>. Acesso em: 18 abr. 2018. 30

COSTA, C. A. **Simulação da resposta do detector Mario Schenberg a ondas gravitacionais oriundas de fontes astrofísicas**. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, (INPE), 2005. 11

D'INVERNO, R. **Introducing Einstein's relativity**. USA: Oxford University Press, 1992. 8

DUNCAN MACLEOD. **What is GWpy?** 2013. Disponível em: <<https://gwpy.github.io/docs/stable/overview.html>>. Acesso em: fev. de 2018. 50

GOODFELLOW, I.; BENGIO, Y.; COURVILLE, A. **Deep learning (adaptive computation and machine learning series)**. [S.l.: s.n.], 2016. 800 p. 53

GRAVITATIONAL WAVE DETECTORS AND SOURCES. 2016. Disponível em: <<http://rhcole.com/apps/GWplotter/>>. Acesso em: mar. de 2018. 25

GRAVITY SPY. **Help scientists at LIGO search for gravitational waves, the elusive ripples of spacetime**. 2018. Disponível em: <<https://www.zooniverse.org/projects/zooniverse/gravity-spy/>>. Acesso em: fev. de 2018. 42, 59

GRIFFITHS, D. J. **Eletrodinâmica**. [S.l.]: Pearson Addison Wesley, 2011. 32

HARRY, G.; BODIYA, T. P.; DESALVO, R. **Optical coatings and thermal noise in precision measurement**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2012. 33

HARRY, G. M.; COLLABORATION, L. S. et al. Advanced ligo: the next generation of gravitational wave detectors. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 8, p. 084006, 2010. 33

HISTORY OF THE UNIVERSE. 2018. Disponível em: <<http://bicepkeck.org/media/History-of-the-Universe-BICEP2>>. Acesso em: jan. de 2018. 24

HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **The Astrophysical Journal**, v. 195, p. L51–L53, 1975. 15

INSPIRAL GRAVITATIONAL WAVES. **Introduction to LIGO Gravitational Waves**. 2017. Disponível em:

<<http://www.ligo.org/science/GW-Inspiral.php>>. Acesso em: mar. de 2018. 23

JU, L.; BLAIR, D.; ZHAO, C. Detection of gravitational waves. **Reports on Progress in Physics**, v. 63, n. 9, p. 1317–1427, 2000. ISSN 0034-4885. 10

KENYON, I. R. **General relativity**. USA: Oxford University Press, 1990. 11, 13, 15

KEPLER, S. O. **Astronomia e astrofísica**. Porto Alegre: Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2014. 14

KLIMENKO, S.; YAKUSHIN, I.; RAKHMANOV, M.; MITSELMAKHER, G. Performance of the waveburst algorithm on ligo data. **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, n. 20, p. S1685, 2004. 41

L1 NETWORK SUMMARY. 2017. Disponível em: <<https://ldas-jobs.ligo-la.caltech.edu/~detchar/summary/>>. Acesso em: dez. de 2017. 43

LIGO OPEN SCIENCE CENTER. **Binary black hole signals in LIGO open data**. 2017. Disponível em: <https://losc.ligo.org/s/events/GW150914/LOSC_Event_tutorial_GW150914.html>. Acesso em: dez. de 2017. 35

LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION, VIRGO COLLABORATION. **The LSC-Virgo white paper on gravitational wave data analysis**. [S.l.], 2011. 182 p. 50

LISA. **A different frequency range from different objects**. 2018. Disponível em: <<https://lisa.nasa.gov/>>. Acesso em: mar. de 2018. 26

MAATEN, L. V. D.; HINTON, G. Visualizing data using t-sne. **Journal of Machine Learning Research**, v. 9, p. 2579–2605, 2008. 54, 55

MAATEN, L. van der. Learning a parametric embedding by preserving local structure. **RBM**, v. 500, n. 500, p. 26, 2009. 54

MAGGIE TSE, VINCENT ROMA, TERRA HARDWICK. **PEM Channel Info**. 2013. Disponível em: <<http://pem.ligo.org/channelinfo/index.php>>. Acesso em: dez. de 2017. 2, 39

MASSES OF NEUTRON STARS AND BLACK HOLES. **GW170817 - The first observation of gravitational-waves from a binary neutron star inspiral**. 2017. Disponível em: <https://www.ligo.org/detections/GW170817/images-GW170817/Mass_plot_black_no_gap.jpg>. Acesso em: mar. de 2018. 22

OLIVEIRA, N. F.; AGUIAR, O. D. The Mario Schenberg gravitational wave antenna. **Brazilian Journal of Physics**, v. 46, n. 5, p. 596–603, 2016. 26

OMICRON. **GWOLLUM's friend: Omicron**. 2018. Disponível em: <<http://virgo.in2p3.fr/GWOLLUM/v2r2/index.html?Friends/omicron.html>>. Acesso em: jan. de 2018. 40

POWELL, J.; TORRES-FORNÉ, A.; LYNCH, R.; TRIFIRÒ, D.; CUOCO, E.; CAVAGLIÀ, M.; HENG, I. S.; FONT, J. A. Classification methods for noise transients in advanced gravitational-wave detectors ii: performance tests on advanced ligo data. **Classical and Quantum Gravity**, v. 34, n. 3, p. 034002, 2017. 40

PRIX, R. Gravitational waves from spinning neutron stars. In: **Neutron stars and pulsars**. [S.l.: s.n.], 2009. p. 651–685. 14

ROBINET, F. Omicron: an algorithm to detect and characterize transient events in gravitational-wave detectors. 2016. 40

SATHYAPRAKASH, B. S.; SCHUTZ, B. F. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. **Living Reviews in Relativity**, v. 12, n. 1, p. 2, 2009. 12

SAULSON, P. R. **Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors**. USA: Syracuse University Press, 2017. 1, 7, 10, 12, 28, 34

SKLEARN. **sklearn.manifold.TSNE**. 2017. Disponível em: <<http://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.manifold.TSNE.html>>. Acesso em: nov. de 2017. 3, 60

SOURCES AND TYPES OF GRAVITATIONAL WAVES. 2018. Disponível em: <<https://www.ligo.caltech.edu/page/gw-sources>>. Acesso em: jan. de 2018. 23

SPACETIME CURVATURE. **Space in Images**. 2015. Disponível em: <http://www.esa.int/spaceinimages/Images/2015/09/Spacetime_curvature>. Acesso em: fev. de 2018. 5

TAYLOR, J. H.; WEISBERG, J. M. A new test of general relativity-gravitational radiation and the binary pulsar psr 1913+ 16. **The Astrophysical Journal**, v. 253, p. 908–920, 1982. 1

THE NOBEL PRIZE IN PHYSICS 1993. 2014. Disponível em: <https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1993/index.html>. Acesso em: mar. de 2018. 16

T.PYLE, CALTECH/MIT/LIGO LAB. **Most precise ruler ever constructed**. 2016. Disponível em: <<https://www.ligo.caltech.edu/video/ligo20160211v6>>. Acesso em: fev. de 2018. 29

USMAN, S. A.; NITZ, A. H.; HARRY, I. W.; BIWER, C. M.; BROWN, D. A.; CABERO, M.; CAPANO, C. D.; CANTON, T. D.; DENT, T.; FAIRHURST, S.; KEHL, M. S.; KEPPEL, D.; KRISHNAN, B.; LENON, A.; LUNDGREN, A.; NIELSEN, A. B.; PEKOWSKY, L. P.; PFEIFFER, H. P.; SAULSON, P. R.; WEST, M.; WILLIS, J. L. The pycbc search for gravitational waves from compact binary coalescence. **Classical and Quantum Gravity**, v. 33, n. 21, p. 215004, 2016. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/33/i=21/a=215004>>. 35, 36, 37

WEBER, J. Detection and generation of gravitational waves. **Physical Review**, v. 117, n. 1, p. 306, 1960. 25

WEISBERG, J. M.; NICE, D. J.; TAYLOR, J. H. Timing measurements of the relativistic binary pulsar psr b1913+ 16. **The Astrophysical Journal**, v. 722, n. 2, p. 1030, 2010. 16

WEISBERG, J. M.; TAYLOR, J. H. Relativistic binary pulsar b1913+ 16: Thirty years of observations and analysis. **arXiv preprint astro-ph/0407149**, 2004. 15

ZEVIN, M.; COUGHLIN, S.; BAHADINI, S.; BESLER, E.; ROHANI, N.; ALLEN, S.; CABERO, M.; CROWSTON, K.; KATSAGGELOS, A. K.; LARSON, S. L. et al. Gravity spy: integrating advanced ligo detector characterization, machine learning, and citizen science. **Classical and Quantum Gravity**, v. 34, n. 6, p. 064003, 2017. 2, 43, 44, 45, 58

ZOONIVERSE. **People-powered research**. 2018. Disponível em: <<https://www.zooniverse.org/>>. Acesso em: fev. de 2018. 42