



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.02.13.48-TDI

## **COALESCÊNCIA DE BURACOS NEGROS DESDE OS ESTELARES AOS SUPERMASSIVOS: HORIZONTES DE DETECTABILIDADE E TAXAS DE EVENTOS**

Fabírcia de Almeida Pereira

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. José Carlos Neves de Araújo, aprovada em 20 de fevereiro de 2015.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3HSE8J2>>

INPE  
São José dos Campos  
2015

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**Membros:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Amauri Silva Montes - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espaciais (ETE)

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

Dr. Joaquim José Barroso de Castro - Centro de Tecnologias Espaciais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos  
(CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

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

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

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

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação  
(SID)

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

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

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

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



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.02.13.48-TDI

## **COALESCÊNCIA DE BURACOS NEGROS DESDE OS ESTELARES AOS SUPERMASSIVOS: HORIZONTES DE DETECTABILIDADE E TAXAS DE EVENTOS**

Fabírcia de Almeida Pereira

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelo Dr. José Carlos Ne-  
ves de Araújo, aprovada em 20 de  
fevereiro de 2015.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3HSE8J2>>

INPE  
São José dos Campos  
2015

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Pereira, Fabrícia de Almeida.

P414c Coalescência de buracos negros desde os estelares aos supermassivos: horizontes de detectabilidade e taxas de eventos / Fabrícia de Almeida Pereira. – São José dos Campos : INPE, 2015. xx + 77 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.02.13.48-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015.

Orientador : Dr. José Carlos Neves de Araújo.

1. Ondas gravitacionais. 2. Buracos negros. 3. Modelos de formação. 4. Horizontes de detectabilidade. 5. Taxas de eventos. I.Título.

CDU 524.882

---



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/).

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*

Dr. José Carlos Neves de Araújo



---

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

Dr. Cesar Augusto Costa



---

*Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP*

Dr. Rubens de Melo Marinho Junior



---

*Convidado(a) / ITA / SJC Campos - SP*

*Este trabalho foi aprovado por:*

*maioria simples*

*unanimidade*

Aluno (a): **Fabrcia de Almeida Pereira**

**São José dos Campos, 20 de Fevereiro de 2015**



*A meus pais e a minha avó, in Memoriam.*





## AGRADECIMENTOS

Agradeço a meus pais, Francisco e Diomeze e a minha avó, Rosa, *in Memoriam*, pelos ensinamentos de vida que me deram enquanto estiveram ao meu lado.

Ao meu noivo, Germano Jr., pela compreensão e paciência.

Ao Dr. José Carlos, pela orientação e todo aprendizado.

A todos os professores do INPE que contribuíram para o meu conhecimento em Astrofísica.

Aos queridos amigos do INPE, que tive o enorme prazer em conhecê-los.

À CAPES, pelo suporte financeiro.



## RESUMO

Desde a predição teórica das ondas gravitacionais (OGs), derivadas das equações de campo da Teoria da Relatividade Geral (TRG), surgiram grandes esforços para sua detecção direta. No entanto, apesar do avanço de detectores da radiação gravitacional e modelos teóricos que sugerem cenários propícios para a observação das ondas gravitacionais, ainda não houve a detecção desse sinal. Nesse aspecto, os objetivos deste trabalho são as estimativas dos horizontes de detectabilidade para os detectores interferométricos terrestres (LIGO, VIRGO, KAGRA e ET), espaciais (LISA, BBO, DECIGO e GEOGRAWI) e o experimento *Pulsar Timing Array* (PTA) e as estimativas das taxas de coalescência de binárias de buracos negros para esses interferômetros. Dessa forma, abordamos neste trabalho os buracos negros, desde massas estelares até supermassivos ( $\sim 10 - 10^9 M_{\odot}$ ), como candidatos a fontes astrofísicas emissoras da radiação gravitacional. Consideramos a coalescência de sistemas binários de buracos negros como um cenário bastante promissor para a detecção de ondas gravitacionais. Analisamos cada fase deste processo de coalescência, que são marcadas pela *inspiral*, fusão (*merger*) e *ringdown*, para obtermos as estimativas dos horizontes de detectabilidade. Para isso, foram utilizadas formas de onda analíticas para cada fase da coalescência. Adotamos ainda, vários modelos de formação para a evolução de binárias de buracos negros para a obtenção das taxas de eventos para alguns detectores. Os resultados obtidos para os horizontes de detectabilidade dos detectores espaciais forneceram alcances em *redshifts* muito altos, para os detectores terrestres, o que mostrou-se mais promissor foi o projeto ET, enquanto o experimento PTA apresentou-se em acordo com outros trabalhos da literatura. Quanto aos modelos de formação, os buracos negros de massas estelares (BNEs) mostraram maiores taxas de detecções em interferômetros terrestres, como aLIGO. Os buracos negros de massas intermediárias (BNMIs) necessitam de mais estudos, uma vez que os modelos apresentam-se imprecisos, enquanto os modelos de buracos negros supermassivos (BNSMs) apresentaram taxas mais promissoras para os detectores espaciais. A detecção direta das OGs proveniente de buracos negros em sua ampla faixa de massa poderá validar e/ou descartar vários modelos teóricos de formação existentes.



# BLACK HOLES COALESCENCE FROM STELLAR MASS TO SUPERMASSIVE: DETECTABILITY HORIZON AND EVENT RATE

## ABSTRACT

Since the theoretical prediction of the gravitational waves (GWs), derived from the field equations of the General Relativity Theory (GRT), there have been great efforts for their direct detection. However, despite the progress of the detectors of gravitational waves and the theoretical models that suggest favorable scenarios for the observation of such waves, there has been so far no direct detection of this signal. In this respect, the aim of this work is to estimate: a) the horizons of detectability for terrestrial (LIGO, VIRGO, KAGRA and ET) and space (LISA, BBO, DECIGO and GEOGRAWI) interferometric detectors, and the Pulsar Timing experiment Array (PTA); and b) the coalescence rates of binary black holes for these interferometers and PTA. Thus, we consider in the present work the black holes, from stellar to supermassive ones ( $10 - 10^9 M_\odot$ ), as candidates for astrophysical sources of gravitational radiation. Thus, we consider that the coalescence of binary black hole systems is a very promising scenario for the detection of gravitational waves. We then analyze each phase of the coalescence process, which consists of inspiral, merger and ringdown, to obtain estimates of the horizons of detectability. To this end, analytical waveforms are used for each phase of coalescence. We also adopted various models of formation and evolution for the binary black holes for obtaining event rates for some detectors. The results obtained for the horizons of detectability for space-based detectors provide high redshifts ranges, for terrestrial detectors the most promising is the ET project, whereas for the PTA experiment the results are in accordance with other studies in the literature. Concerning the models of formation, black holes of stellar masses (BHSMs) show higher detection rates for terrestrial interferometers, such as ALIGO and ET. The black holes of intermediate masses (BHIMs) require further studies, since the present models are inaccurate, whereas models for supermassive black holes (BNSMs) present the most promising rates for space-based interferometers. The direct detection of GWs from black holes (stellar, intermediate and supermassive) can validate and/or discard several theoretical models of their formations.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Uma onda se propagando transversalmente na direção $z$ , causando efeitos que distorcem um anel de partículas em um plano $xy$ . A polarização <i>cross</i> difere de uma rotação de $45^\circ$ da polarização <i>plus</i> . . . . .	7
2.2 Esta figura mostra uma prova indireta da emissão de OGs por meio do pulsar binário PSR 1913 + 16 com período de 7,75 horas, que rendeu o prêmio nobel a Hulse e Taylor em 1993. . . . .	9
3.1 Esta imagem ilustra o processo de um interferômetro básico. . . . .	12
3.2 Observatórios LIGO em Livingston (LA), à esquerda e em Hanford (WA) ao centro e VIRGO na Itália, à direita. . . . .	13
3.3 Visões artísticas dos interferômetros subterrâneos: KAGRA no Japão (à esquerda) e ET (à direita). . . . .	14
3.4 Interferômetros terrestres: GEO 600 na Alemanha (à esquerda) e TAMA 300 no Japão (parte interna ao centro e à direita). . . . .	15
3.5 Imagem artística do eLISA (à esquerda) e configuração do LISA no espaço (à direita). . . . .	16
3.6 Ilustração básica da configuração triangular do DECIGO (à esquerda) e configuração do BBO no espaço (à direita). . . . .	16
3.7 Sensibilidades projetadas em função da frequência para as diferentes técnicas de detecção das OGs. . . . .	18
3.8 Sensibilidades projetadas em função da frequência, dadas as faixas de massas mais sensíveis para os diferentes tipos de detecção. . . . .	19
4.1 Forma de onda completa do sinal de OGs de dois BNs coalescendo como uma função do tempo. As diferentes técnicas de aproximações analíticas e numéricas e os intervalos de validade são indicados. A linha ondulada preta ilustra o regime próximo a fusão ( <i>plunge</i> ). Enquanto que a linha ondulada cinza mostra a fase <i>merger</i> onde é descrita pela Relatividade Numérica. . . . .	22
4.2 Curvas de sensibilidade para vários detectores terrestres. . . . .	27
4.3 Distância de luminosidade ( $D_L$ ) em função da massa do BN para a forma de onda completa do processo de coalescência para os detectores terrestres em suas configurações iniciais: iLIGO, iVIRGO, GEO600 e TAMA300, com $SNR = 8$ . . . . .	28

4.4	Distância de luminosidade ( $D_L$ ) alcançada em função da massa do BN para cada fase (inspiralação, fusão e <i>ringdown</i> ) para o detector iLIGO, com SNR = 8. Esse interferômetro detectaria qualquer emissão de OGS no intervalo de massa entre $\sim 10 - 500M_\odot$ . . . . .	29
4.5	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) como função da massa do BN das fases <i>merger</i> e <i>ringdown</i> para os detectores terrestres em suas configurações avançadas: aLIGO, aVIRGO e KAGRA, com SNR = 8. . . . .	30
4.6	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) como função da massa do BN para os detectores aLIGO (superior) e KAGRA (inferior), com SNR = 8. . . . .	31
4.7	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) alcançado como função da massa do BN utilizando a forma de onda completa para o futuro detector subterrâneo ET, com SNR = 8. . . . .	32
4.8	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para cada fase do processo de coalescência detectável pelo ET, com SNR = 8. . . . .	33
4.9	Curvas de sensibilidade para todos os futuros detectores espaciais. . . . .	34
4.10	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para a forma de onda completa para os detectores espaciais: BBO e DECIGO (superior); eLISA, LISA, e GEOGRAWI (inferior), com SNR 5 e 10. . . . .	35
4.11	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para cada fase do processo de coalescência para os detectores BBO (superior) e DECIGO (inferior), com SNR = 5. As distâncias alcançadas são praticamente as mesmas para esses detectores. . . . .	37
4.12	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para cada fase do processo de coalescência para o detector LISA (superior) e eLISA (inferior), com SNR = 5. . . . .	38
4.13	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para cada fase da coalescência de BNs com o detector GEOGRAWI, com SNR 5. . . . .	39
4.14	Máximo <i>redshift</i> ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para o experimento PTA para fase de inspiralação de BNSMs, com SNR=1. Para esse caso foi considerado um tempo de integração de 10 anos. . . . .	40
5.1	Caminho evolucionário para NGC 300 X-1. As colunas dos parâmetros $M_1$ , $M_2$ , $a$ , $T$ e $e$ acompanham a evolução do sistema. . . . .	43
5.2	Distância de luminosidade ( $D_L$ ) alcançada por cada detector na fase <i>inspiral</i> (com SNR=8), para o intervalo de massa chirp 10 - 25 $M_\odot$ , sendo 25 $M_\odot$ a massa chirp máxima alcançada por binárias como IC10 X-1. . . . .	44



5.3	Taxa de eventos detectáveis por ano em função da massa chirp de binárias de BNEs para as configurações iniciais dos detectores terrestres: iLIGO e iVIRGO. . . . .	45
5.4	Taxa de perda de massa (em massas solares por ano) de estrelas WR em função do tempo de vida da estrela para dois sistemas: IC10 X-1 e NGC300 X-1. No lado esquerdo temos a massa inicial da estrela e no lado direito a massa final da WR e a massa do BNE formado como resultado da evolução. Foram utilizadas, pelos autores, diferentes metacilidades para as estrelas. . . . .	46
5.5	No lado esquerdo, a imagem em óptico do aglomerado M22 mostrando a localização dos candidatos à BNEs. No lado direito, as duas imagens (superior e inferior) apresentam as fontes de rádio candidatas à companheira dos dois BNEs. Crédito da imagem M22-VLA1: Doug Matthews/Adam Block/NOAO/AURA/NSF. . . . .	47
5.6	Localização dos BNs (em cruces vermelhas) em um modelo de aglomerado com 12 bilhões de anos. . . . .	48
5.7	Taxa de coalescência por ano detectável pelo aLIGO para binárias formadas por dois BNEs com diferentes massas. . . . .	50
5.8	Galáxia M82 destacado o centro galáctico pelo círculo branco (à esquerda). E à direita uma ampliação do centro de M82 das duas fontes em raio-X, sendo M82 X-1 o candidato à BNMI e M82 X-2 um pulsar. Crédito: NASA/JPL-Caltech. . . . .	51
5.9	Taxa de coalescência por ano detectável pelo LISA na fase de inspiração, para binárias formadas por a) BNEs e BNMIS (à esquerda) e b) binárias de BNMIs com massas diferentes (à direita). . . . .	56
5.10	Taxa de coalescência por ano em função da massa total do BNMI para as fases <i>merger</i> e <i>ringdown</i> , adotando o Modelo HM de distribuição de galáxias e o modelo de crescimento hierárquico de BBNMIs para a formação de BNSMs. Assumimos SNR=8 para $D_L$ do aLIGO e ET. . . . .	59
5.11	Taxa de coalescência por ano detectável pelo BBO ou DECIGO para a fase <i>ringdown</i> . Adotamos o modelo de crescimento monopolístico de BBNMIs para a formação de BNSMs. Como esses detectores possuem horizontes semelhantes, suas taxas de eventos detectáveis são praticamente a mesma para esse modelo. Assumimos SNR=5 para $D_L$ do BBO e DECIGO. . . . .	60



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

OG	–	Onda Gravitacional
TRG	–	Teoria da Relatividade Geral
LIGO	–	Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory
iLIGO	–	Initial Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory
aLIGO	–	Advanced Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory
ET	–	Einstein Telescope
eLISA	–	Evolved Laser Interferometer Space Antenna
BBO	–	Big Bang Observatory
DECIGO	–	DECI-Hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory
GEOGRAWI	–	Geostationary Gravitational Wave Interferometer
PTA	–	Pulsar Timing Array
EPTA	–	European Pulsar Timing Array
NANOGrav	–	North American NanoHertz Observatory
PPTA	–	Parkes Pulsar Timing Array
IPTA	–	International Pulsar Timing Array
SKA	–	Square Kilometre Array
WR	–	Wolf-Rayet
EN	–	Estrela de Nêutron
BN	–	Buraco Negro
BBN	–	Binária de Buraco Negro
BNE	–	Buraco Negro com Massa Estelar
BNMI	–	Buraco Negro com Massa Intermediária
BNSM	–	Buraco Negro Supermassivo
SNR	–	Sinal-to-Noise Ratio



# SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 ONDAS GRAVITACIONAIS</b> . . . . .	<b>5</b>
2.1 Equações de Campo da Relatividade Geral . . . . .	5
2.2 Equação de Onda . . . . .	5
2.3 Radiação Gravitacional . . . . .	7
2.4 Fontes Emissoras de Ondas Gravitacionais . . . . .	9
<b>3 DETECTORES DE ONDAS GRAVITACIONAIS</b> . . . . .	<b>11</b>
3.1 Detectores de Massa Ressonante . . . . .	11
3.2 Detectores Interferométricos Terrestres . . . . .	11
3.3 Detectores Interferométricos Espaciais . . . . .	15
3.4 Experimento Pulsar Timing Array (PTA) . . . . .	17
<b>4 HORIZONTES DE DETECTABILIDADE</b> . . . . .	<b>21</b>
4.1 Processo de Coalescência . . . . .	21
4.1.1 Fase de Inspiração . . . . .	22
4.1.2 Fase Merger . . . . .	23
4.1.3 Fase Ringdown . . . . .	24
4.2 Curvas de Sensibilidade e Máximos Horizontes . . . . .	27
4.2.1 Detectores Interferométricos Terrestres . . . . .	27
4.2.2 Detectores Interferométricos Espaciais . . . . .	34
4.2.3 Experimento PTA . . . . .	40
<b>5 TAXAS DE COALESCÊNCIA</b> . . . . .	<b>41</b>
5.1 Modelos de Formação de BBNs . . . . .	41
5.1.1 Buracos Negros Estelares (BNEs) . . . . .	41
5.1.1.1 Evolução de Binárias com BNEs e Estrelas Wolf-Rayet . . . . .	41
5.1.1.2 Binárias de BNEs Habitando em Aglomerados Globulares . . . . .	46
5.1.2 Buracos Negros com Massa Intermediária (BNMIs) . . . . .	51
5.1.2.1 Evolução de Aglomerados com BNMIs . . . . .	51
5.1.2.2 Interações entre BNMIs . . . . .	54
5.1.3 Buracos Negros Supermassivos (BNSMs) . . . . .	56

5.1.3.1	Binárias de BNMI Formando BNSMs . . . . .	56
5.1.3.2	Sementes Primordiais de BNSMs . . . . .	61
<b>6</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS . . . . .</b>	<b>65</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>69</b>
	<b>APÊNDICE A - CURVAS DE SENSIBILIDADE . . . . .</b>	<b>75</b>
A.1	Expressões Analíticas para Curvas de Sensibilidade . . . . .	75

# 1 INTRODUÇÃO

As ondas gravitacionais (OGs) foram previstas pela Teoria da Relatividade Geral (TRG) de Einstein, em 1916. As OGs, seriam causadas pelo movimento acelerado de massas distorcendo o espaço-tempo e propagando-se à velocidade da luz. As OGs na TRG possuem natureza quadrupolar, não sendo possíveis os padrões monopolar (devido à Lei de Conservação de Massa) e dipolar (pois não existe massa negativa e devido à conservação de momento).

Diferentes técnicas são usadas para a detecção das OGs. Atualmente, existem alguns tipos de detectores, os de massa ressonante, com barras, como o Auriga e o Nautilus, ambos instalados na Itália e os que utilizam esferas, sendo desenvolvidos por dois grupos, o Mario Schenberg no Brasil e o MiniGRAIL na Holanda. Outro tipo de detector utiliza interferometria a laser semelhante ao experimento de Michelson-Morley. Destacamos os interferômetros terrestres, LIGO, VIRGO, KAGRA, ET, GEO600 e TAMA300, apresentando-se competitivos cientificamente. Há ainda projetos para interferômetros espaciais, como LISA, BBO, DECIGO e GEOGRAWI, todos ainda em fase de estudo.

Uma forma alternativa de detecção surge por meio do experimento *Pulsar Timing Array* (PTA). Este experimento utiliza o monitoramento de pulsares por radiotelescópios, conduzido pelos projetos, EPTA (FERDMAN et al., 2010), NANOGrav (JENET et al., 2009) e PPTA (MANCHESTER et al., 2012) formando juntos o IPTA (HOBBS et al., 2010). Futuramente também será construída uma rede de radiotelescópios dirigida pelo projeto SKA. O PTA poderá ser capaz de observar sistemas binários de buracos negros supermassivos (BNSMs) inspiralando, fundos estocásticos gerados pela população desses sistemas e fontes exóticas (JENET et al., 2009; SESANA et al., 2008; SESANA, 2013).

Algumas fontes astrofísicas candidatas à emissão de OGs, como objetos compactos (estrelas de nêutrons - ENs e buracos negros - BNs), compõem cenários bastante promissores para a detecção da radiação gravitacional. Um dos cenários mais esperados para essa detecção são os sistemas binários coalescendo, formados por EN-EN, BN-BN e EN-BN (RILES, 2013).

Para um estudo mais detalhado desses objetos compactos, as ENs são fontes mais complexas de serem estudadas, pois necessitam-se de mais informações sobre suas propriedades e equações de estado, já que suas regiões mais internas não são bem conhecidas. Além disso, o intervalo de massa das ENs é muito restrito, sendo em

torno de  $1,4M_{\odot}$ , dificultando a detecção de OGs por meio de alguns detectores específicos. Por sua vez, BNs são objetos de estudo mais simples, pois envolvem dois parâmetros: massa (M) e spin (a)<sup>1</sup>, e sua ampla faixa de massa se estende desde os estelares até os supermassivos ( $\sim 10 - 10^9 M_{\odot}$ ). Quanto à massa dos BNs, esta fornece cenários de formação e evolução distintos, possibilitando a análise de modelos teóricos mais promissores para futuras detecções de OGs. Dessa forma, considerando a simplicidade dos BNs, os escolhemos como nossos objetos de estudo neste trabalho.

Sistemas binários formados por BNs são observados somente por efeitos gravitacionais (quando não há significativa quantidade de energia eletromagnética sendo emitida), tais como lentes gravitacionais ou emissão de OGs oriundas da coalescência desses sistemas (BULIK; BELCZYNSKI, 2009). No entanto, este último mostra-se mais promissor, pois há emissão da radiação gravitacional durante todo o processo de coalescência<sup>2</sup>. Este processo é composto por três fases classificadas como: inspiralação, fusão (*merger*) e *ringdown*.

A primeira fase do processo de coalescência de um sistema binário composto por BNs é marcada pela inspiralação, possuindo órbitas da duração de séculos (em particular, para BNSMs) levando a uma fase que pode ser bastante longa. A aproximação pós-Newtoniana (PN) permite uma descrição da evolução dinâmica do sistema. Mas a medida que o sistema vai perdendo energia via emissão de OGs, esses BNs vão aproximando-se entrando em um regime chamado *plunge*, havendo o toque dos dois BNs, encontrando-se em uma instabilidade dinâmica até começar a fusão. As OGs emitidas nesta fase *merger* carregam informações sobre todo o processo altamente dinâmico. A fase *ringdown* resulta do produto final da fusão do sistema, contribuindo para um BN altamente perturbado produzindo oscilações dominadas pelo modo de vibração quase-normal.

Muitos modelos envolvendo a formação de BNs em sua larga faixa de massa são discutidos na atualidade, porém ainda há muitos problemas em aberto. A teoria de evolução estelar aponta a formação de BNs com massa estelar (BNEs, com até  $40 M_{\odot}$ ) a partir do colapso do núcleo de estrelas massivas. Outros processos, como acreção de objetos compactos (por exemplo, ENs), e ainda a fusão de binárias de

---

<sup>1</sup>São discutidos na literatura, os três parâmetros dos BNs que são, massa, spin e carga. No entanto, por simplicidade neste trabalho consideramos BNs sem carga e com spin nulo.

<sup>2</sup>O processo de coalescência de uma binária ocorre em um tempo bastante longo, para algumas binárias formadas por BNSMs esse tempo pode chegar próximo do tempo de Hubble, cerca de  $\sim 10^9$  anos.



ENs (BENs), podem resultar no surgimento de um BNE (PACHECO, 2010).

Observações indicam que no centro de quase todas as galáxias (se não todas) habita um BNSM com  $\geq 10^6 M_\odot$  (REINES et al., 2014). Essas observações estão em concordância com alguns modelos teóricos quando se referem ao processo de formação destes objetos compactos. Tais modelos propõem que o crescimento de sementes primordiais via acreção de matéria leva a formação desses objetos. As sementes com  $100 M_\odot$  são possivelmente formadas por estrelas primitivas bastante massivas (FILLOUX et al., 2011). Enquanto grandes sementes, com  $\sim 10^3 M_\odot$ , formam-se de fusões de binárias de BNMIIs (MATSUBAYASHI et al., 2004).

Outra hipótese sugere que sucessivas coalescências após a fusão de galáxias levam à subsequente formação de um BNSM (PACHECO, 2010), ou ainda de um sistema binário de BNSMs (MAYER et al., 2007). No processo de fusão do par de galáxias, há uma grande quantidade de gás sujeito a instabilidade dinâmica, que pode ocasionar entre outros fatores, um acréscimo na massa do BN (SESANA, 2013). Outra possibilidade é o processo de coalescência de binária de BNs (possivelmente com massa intermediária, BNMI) levando a formação de um BNSM ( $\sim 10^6 - 10^9 M_\odot$ ) e, conseqüentemente, a emissão de OGs.

No entanto, há ainda muitas controvérsias entre o intervalo que compreende BNEs e BNSMs. Algumas observações apontam que aglomerados estelares densos fornecem subsídios para a existência de BNMIIs entre  $\sim 10^2 - 10^4 M_\odot$ . Simulações feitas por Matsubayashi et al. (2004) sugerem que BNMIIs, formados de estrelas massivas em aglomerados densos, podem habitar o centro de galáxias devido a fricção dinâmica desses aglomerados. Sucessivas coalescências de binárias de BNMIIs (BBNMIIs) poderiam levar a formação de BNSMs ( $> 10^6 M_\odot$ ).

Para a estimativa da taxa com que ocorre a coalescência de binárias, alguns fatores devem ser levados em consideração, como o *redshift* da fonte, a frequência emitida, o horizonte de detectabilidade e o modelo adotado para a formação dos BNs. Nesse aspecto, os objetivos deste trabalho são as estimativas dos horizontes de detectabilidade (para uma dada razão sinal-ruído e espectro de energia apropriado para cada fase de coalescência) para os detectores terrestres (LIGO, VIRGO, KAGRA e ET), espaciais (LISA, BBO, DECIGO e GEOGRAWI) e o experimento PTA e as estimativas das taxas de eventos de BBNs (já que essa taxa é função da massa e *redshift* do BN) para esses detectores interferométricos. Para isso, foram utilizadas formas de ondas analíticas para cada uma das fases de coalescência.

Para a obtenção dessas taxas consideramos vários modelos de formação de BNs, desde massas estelares até supermassivos e a coalescência de binárias de BNs (BBNs) cobrindo todo esse intervalo de massa. A escolha de diversos cenários de crescimento de BNs, fornece um amplo quadro de estimativas das taxas de eventos observáveis por detectores atuais e futuros.

Sendo assim, distribuimos esta dissertação da seguinte maneira: no Capítulo 2, apresentamos as Equações de Campo e em seguida obtemos a equação de onda, logo após mostramos as principais fontes emissoras de OGs. O Capítulo 3 foi destinado à descrição de detectores de massa ressonante, interferométricos terrestres e espaciais, e experimento PTA, respectivamente.

No Capítulo 4 descrevemos as fases do processo de coalescência de uma binária de BNs. Apresentamos as curvas de sensibilidade para os detectores terrestres (LIGO, VIRGO, KAGRA, ET, GEO 600 e TAMA 300), espaciais (LISA, BBO, DECIGO e GEOGRAWI) e experimento PTA e em seguida estimamos os horizontes de detectabilidade desses interferômetros e da técnica PTA.

No Capítulo 5, apresentamos uma revisão sobre os principais modelos de formação de BNs, fazendo uma comparação entre as taxas de coalescência estimadas na literatura com as obtidas por nós para diversos detectores. Por fim, no Capítulo 6, discutimos os resultados obtidos nas estimativas dos horizontes de detectabilidade dos detectores atuais e futuros e dos modelos mais promissores para futuras detecções de OGs.

## 2 ONDAS GRAVITACIONAIS

Neste capítulo são apresentadas as equações de campo e em seguida é obtida a equação de onda. Tomaremos para isto, a abordagem feita por D’Inverno (1992). Por fim, apresentamos algumas fontes candidatas à emissão de OGs.

### 2.1 Equações de Campo da Relatividade Geral

As equações de campo obtidas por Einstein podem ser escritas como:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi \frac{G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

onde  $G_{\mu\nu}$  é o tensor de Einstein, que descreve a curvatura do espaço-tempo, a quantidade  $\kappa = 8\pi G/c^4$  representa a constante de acoplamento (obtida a partir do limite Newtoniano) e  $T_{\mu\nu}$  é o tensor de energia-momento, que define a composição da matéria e energia que causam a curvatura do espaço-tempo. Esta expressão possui dez equações diferenciais acopladas, de segunda ordem e não lineares.

Podemos reescrever a Equação (2.1) da seguinte forma:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi \frac{G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

onde  $R_{\mu\nu}$  é o tensor de curvatura de Ricci (ou simplesmente tensor de Ricci) e  $R$  é o escalar de curvatura de Ricci. Dessa forma, tomaremos estas quantidades para obtermos a equação de onda que será apresentada a seguir.

### 2.2 Equação de Onda

A linearização das equações de campo ocorre pela aproximação de campo fraco, considerando que a fonte de OGs está suficientemente longe:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2.3)$$

onde  $\eta_{\mu\nu}$  é o tensor métrico do espaço-tempo plano de Minkowski e  $h_{\mu\nu}$  representa uma pequena perturbação, sendo  $|h_{\mu\nu}| \ll 1$ .

Essa aproximação simplifica o cálculo do tensor de Riemann, que é escrito assim<sup>1</sup>:

$$R_{\nu\rho\sigma}^{\mu} = \Gamma_{\nu\sigma,\rho}^{\mu} - \Gamma_{\rho\nu,\sigma}^{\mu} + \Gamma_{\rho\lambda}^{\mu}\Gamma_{\sigma\nu}^{\lambda} - \Gamma_{\sigma\lambda}^{\mu}\Gamma_{\rho\nu}^{\lambda}, \quad (2.4)$$

onde os símbolos de Christoffel assumem a seguinte forma na aproximação linear:

$$\Gamma_{\beta\gamma}^{\alpha} = \frac{1}{2}(h_{\beta,\gamma}^{\alpha} + h_{\gamma,\beta}^{\alpha} - h_{\beta\gamma,\alpha}), \quad (2.5)$$

substituindo (2.5) em (2.4), e desconsiderando os termos de segunda ordem em  $h_{\mu\nu}$ , temos:

$$R_{\nu\rho\sigma}^{\mu} = \frac{1}{2}(h_{\sigma,\nu\rho}^{\mu} - h_{\nu\sigma,\rho}^{\mu} - h_{\rho,\nu\sigma}^{\mu} + h_{\rho\nu,\sigma}^{\mu}). \quad (2.6)$$

Dessa forma, dado que:

$$R_{\nu\sigma} = \eta^{\mu\rho} R_{\mu\nu\rho\sigma}, \quad (2.7)$$

pela contração dos índices  $(\mu, \rho)$ , obtemos o tensor de curvatura de Ricci:

$$R_{\nu\sigma} = \frac{1}{2}(h_{\sigma,\nu\mu}^{\mu} - h_{\nu\sigma,\mu}^{\mu} - h_{,\nu\sigma} + h_{\nu,\mu\sigma}^{\mu}). \quad (2.8)$$

Por meio da contração do tensor de Ricci, encontramos ainda o escalar de curvatura de Ricci:

$$R = h^{\mu\nu}{}_{,\mu\nu} h_{,\sigma}^{\sigma}. \quad (2.9)$$

De modo que, substituindo (2.8) e (2.9) em (2.2), obtemos as equações de campo linearizadas:

$$h_{\mu\alpha,\nu}^{\alpha} - h_{\mu\nu,\alpha}^{\alpha} - h_{,\mu\nu} + h_{\alpha\nu,\mu}^{\alpha} - \eta_{\mu\nu} h_{\alpha\beta,\alpha}^{\alpha\beta} + \eta_{\mu\nu} h_{,\alpha}^{\alpha} = 16\pi \frac{G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.10)$$

---

<sup>1</sup>Assumiremos os índices depois da vírgula como derivadas parciais.

Definimos:

$$\bar{h}_{\mu\alpha} \equiv h_{\mu\alpha} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\alpha}h, \quad (2.11)$$

e para encontrarmos uma forma mais compacta das equações de Einstein, tomaremos o *gauge* de Lorentz  $\bar{h}^{\mu\alpha},_{\alpha} = 0$ . Sendo assim, a equação (2.10) se reduz a:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi \frac{G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.12)$$

onde o símbolo  $\square$  é o operador D'Alembertiano e pode ser representado como:  $\square = \eta^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \equiv \nabla^2 - \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ . A expressão 2.12 representa a equação de onda.

### 2.3 Radiação Gravitacional

Definimos as OGs, como oscilações no espaço-tempo que se propagam à velocidade da luz  $c$  em uma dada direção e frequência. Estas ondas são geradas a partir da aceleração de massas. A TRG prevê apenas dois estados de polarização para as OGs:  $h_+$  (*plus*) e  $h_\times$  (*cross*), (ver Figura 2.1).

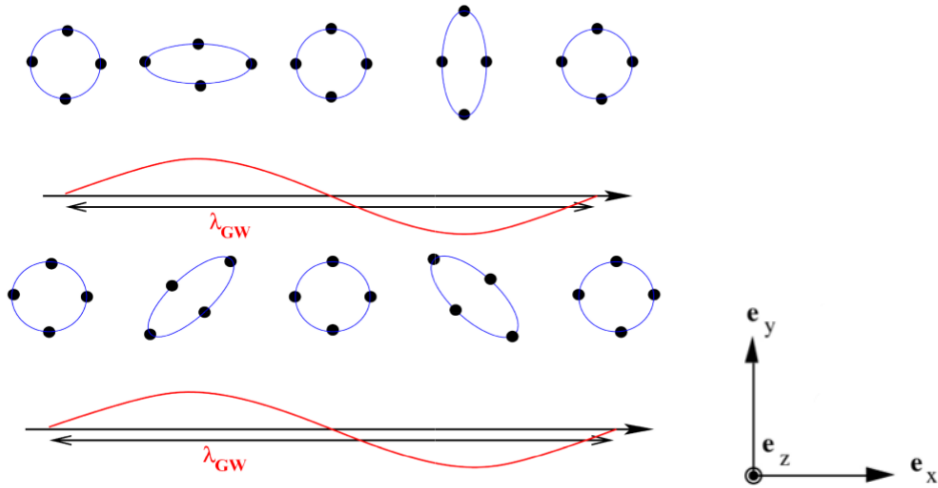


Figura 2.1 - Uma onda se propagando transversalmente na direção  $z$ , causando efeitos que distorcem um anel de partículas em um plano  $xy$ . A polarização *cross* difere de uma rotação de  $45^\circ$  da polarização *plus*.

Ressaltamos que não existe o padrão monopolar, devido à Lei de Conservação de Massa, nem dipolar, pois não existe massa negativa e devido a conservação do

momento. A OG possui no mínimo natureza quadrupolar. Definindo o momento de quadrupolo, temos (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009):

$$\mathcal{Q}_{ij} = \int \rho x_i x_j d^3x, \quad (2.13)$$

onde  $\rho$  é a densidade de massa. Logo, podemos inferir a amplitude da onda utilizando a aproximação de quadrupolo:

$$h_{ij} = \frac{1}{r} \frac{G}{c^4} \frac{d^2 \mathcal{Q}_{ij}}{dt^2}, \quad (2.14)$$

onde  $r$  é a distância da fonte, e o fator  $G/c^4$  ( $\sim 10^{-43} \text{kg}^{-1} \text{s}^2/\text{m}$ ) evidencia que a amplitude do sinal dessas ondas é muito pequena, necessitando que a variação de  $\mathcal{Q}$  seja bem grande (originado por objetos compactos) para ter efeitos detectáveis.

Como um exemplo, a frequência característica da radiação emitida por fontes compactas com massa  $M$  é dada por (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009):

$$f_0 \simeq 10^4 \left( \frac{M_\odot}{M} \right) \text{Hz}. \quad (2.15)$$

Já para sistemas binários em rotação, a potência irradiada via OGs, pode ser escrita da seguinte forma:

$$L = \frac{32G\omega_{orb}^6}{5c^5} \left( \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 r^4, \quad (2.16)$$

onde  $L$  é a luminosidade,  $\omega_{orb}$  é a velocidade orbital do sistema,  $M_1$  e  $M_2$  são as massas das componentes da binária e  $r$  é a separação entre as componentes.

Embora nenhuma detecção direta da radiação gravitacional tenha sido obtida até o presente momento, uma evidência indireta relacionada com o pulsar binário PSR 1913+16, monitorado durante muitos anos por Russell Hulse e Joseph Taylor, mostrou um decréscimo no período orbital do sistema, resultante da perda de energia e momento angular via emissão de OGs, que concorda plenamente com as previsões da TRG, como pode ser visto na Figura 2.2.

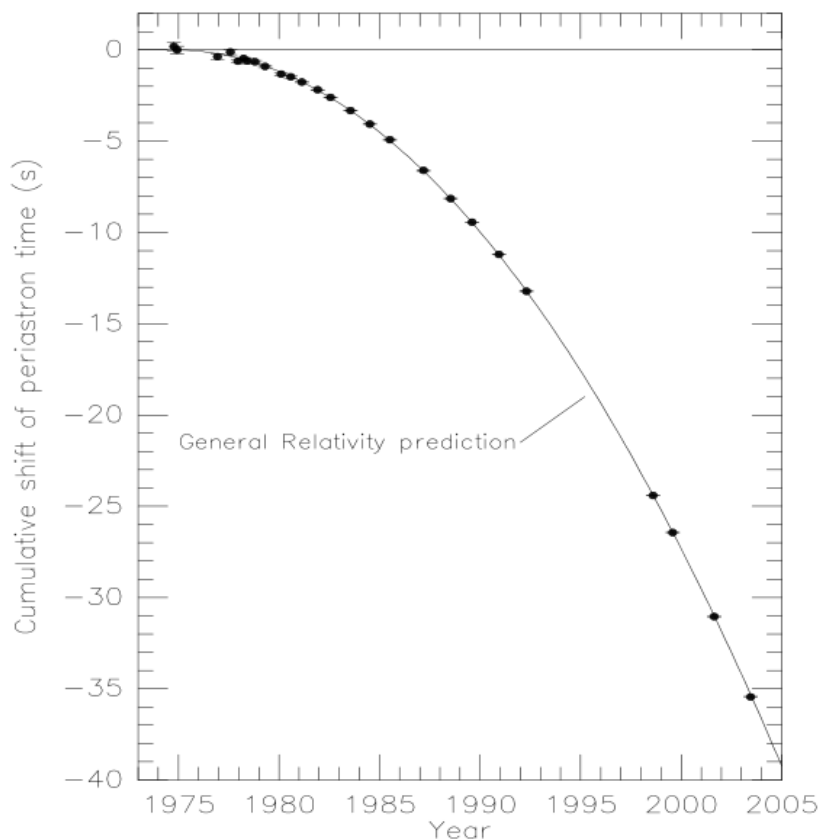


Figura 2.2 - Esta figura mostra uma prova indireta da emissão de OGs por meio do pulsar binário PSR 1913 + 16 com período de 7,75 horas, que rendeu o prêmio nobel a Hulse e Taylor em 1993.

Fonte: Weisberg e Taylor (2004)

## 2.4 Fontes Emissoras de Ondas Gravitacionais

A faixa de frequência onde espera-se detectar as OGs é bem larga ( $\sim 10^{-18} - 10^4$  Hz), e dentro deste intervalo há várias fontes astrofísicas bastante promissoras para esta detecção. Podemos classificá-las como periódicas, impulsivas e *chirp*. Alguns cenários envolvendo fontes periódicas são: sistemas binários de objetos compactos inspirando, como estrelas de nêutrons duplas (EN-EN), buracos negros duplos (BN-BN) ou ainda EN-BN. Como também, ENs em rotação (ou vibração) e BNs vibrando (RILES, 2013).

Para o caso de fontes impulsivas, temos a fusão ou choque de objetos compactos (EN-EN, BN-BN e EN-BN) e o colapso de estrelas compactas explodindo em um evento de supernova (tipo II). Entretanto, estes eventos de supernova exibem uma

taxa de ocorrência na nossa Galáxia muito baixa, sendo um a cada 30 anos. Já o chamado *chirp*, há um aumento de amplitude e frequência com o tempo, ocorrendo nas etapas finais da vida de binárias de objetos compactos, considerado uma etapa intermediária entre a periódica e impulsiva (ARAÚJO, 2013; RILES, 2013). A radiação da energia perdida pelo movimento orbital da binária causa o encolhimento da órbita. Esse encolhimento pode fazer as OGs aumentarem em frequência com o tempo (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009).

Ressaltamos ainda, fundos estocásticos de origem cosmológica, provenientes de OGs primordiais, ou seja, dos instantes iniciais do Universo, e de origem astrofísica, produzidos por uma superposição de fontes individuais, por exemplo, por populações de objetos compactos (SESANA et al., 2008). Outra categoria de candidatos à emissão de OGs, são as fontes exóticas, como cordas cósmicas que são defeitos topológicos, que podem ter sido formadas durante uma fase de transição de quebra de simetria no início do Universo (DAMOUR; VILENKIN, 2000).

Entre todas as fontes mencionadas acima, as que compõem cenários bastante promissores para a detecção de OGs são os objetos compactos. Sem contar que essas fontes, como ENs e BNs emitem em um amplo intervalo de frequência, devido à diferentes massas e distâncias<sup>2</sup>. Por isso, vários detectores tem passado por aperfeiçoamentos com a finalidade de detectar a radiação gravitacional emitida dos diversos cenários de evolução dessas fontes. Escolhemos para este trabalho, em particular BNs, devido à sua ampla faixa de massa, desde estelares até supermassivos e, além disso, são objetos simples de serem estudados, sendo descritos por dois parâmetros, massa e spin. O cenário envolvido aqui refere-se ao processo de coalescência de sistemas formados por tais objetos.

---

<sup>2</sup>Em alguns casos, ENs e BNs encontram-se a distâncias cosmológicas, sendo levado em conta o *redshift* da fonte. Estes efeitos cosmológicos acarretam à emissão de OGs, frequências mais baixas ( $< 10^{-1}$  Hz)



### 3 DETECTORES DE ONDAS GRAVITACIONAIS

#### 3.1 Detectores de Massa Ressonante

Com um trabalho pioneiro, Joseph Weber na década de 1960 construiu um experimento para a detecção de OGs, chamado detector de massa ressonante. Este detector se constitui basicamente, em um transdutor que converte as vibrações mecânicas da barra (após a chegada da OG) em sinais elétricos que são amplificados e enviadas as informações para um sistema de gravação. Esta amplificação ocorre quando a frequência característica da OG é próxima da frequência de ressonância da barra (THORNE, 1987).

A partir do primeiro detector construído, muitas melhorias aconteceram no que se refere ao isolamento da barra dos ruídos indesejáveis. Desde então, surgiram técnicas de resfriamento para minimizar esses ruídos, proporcionando avanços tecnológicos no instrumento. Além do detector de massa ressonante de Weber, outros tiveram bastante destaque no final de 1990 como Allegro, Auriga, Explorer, Nautilus e Niobe, chegando a resultados muito bons ( $\sim 10^{-21}\text{Hz}^{-1/2}$ ), porém atuando em uma banda de frequência estreita ( $\sim 1 - 30$  Hz), o que comprometia outras faixas de frequência (RILES, 2013).

Todas as antenas em barras possuíam parâmetros semelhantes, como massa da barra, acima de 2200 Kg, composição de alumínio e resfriamento a temperatura da ordem de poucos Kelvin, exceto o Niobe que possuía menor massa de todas, com 1500 kg, composição de nióbio e era resfriado a uma temperatura de 5 K. Atualmente, somente o Auriga e o Nautilus estão ativados. Temos ainda detectores que utilizam esferas, onde destacam-se o Mario Schenberg no Brasil e o MiniGRAIL na Holanda. O detector Schenberg possui uma antena esférica composta por uma liga de CuAl(6%) com diâmetro de 65 cm, massa de 1150 kg e pretende-se resfriá-lo a uma temperatura menor ou próxima de 2 K. Enquanto o MiniGrail possui um diâmetro de 68 cm, massa de 1400 kg e composição da antena semelhante ao Schenberg. Ambos os detectores podem observar eventos em altas frequências em uma faixa entre 2,7 – 3,4 kHz (AGUIAR, 2011).

#### 3.2 Detectores Interferométricos Terrestres

Outra forma de detecção é por meio de interferometria a laser, semelhante ao experimento de Michelson-Morley. O detector interferométrico consiste basicamente na emissão de um feixe de laser que ao chegar em um divisor de feixes separa-o em

direções perpendiculares para cada braço do detector encontrando um espelho ao final, onde são refletidos e coletados por um fotodetector (ver Figura 3.1).

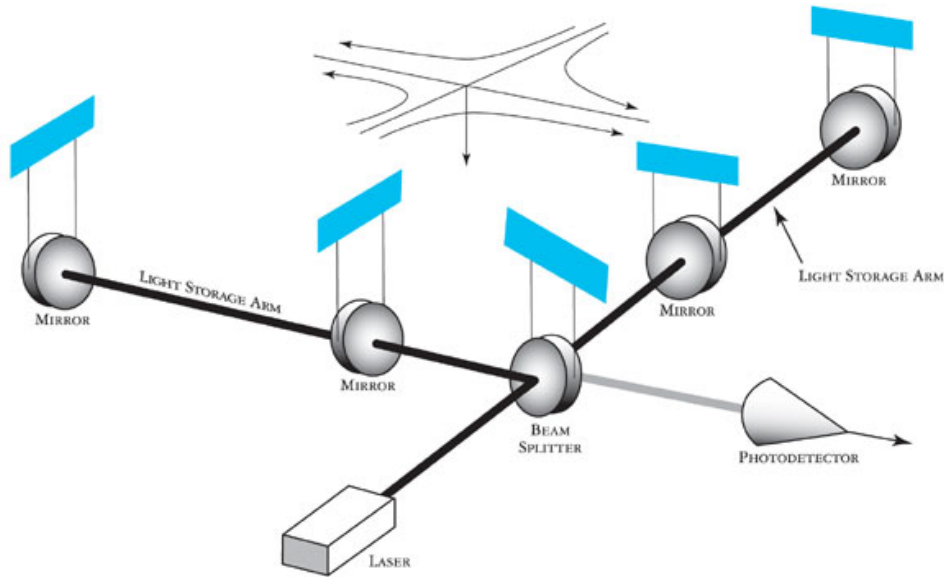


Figura 3.1 - Esta imagem ilustra o processo de um interferômetro básico.

Fonte: LIGO Scientific Collaboration (2014)

Os detectores interferométricos terrestres, são:

- a) *Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory* (LIGO) possuindo 4 km de braço com dois detectores em locais distintos, um em Hanford no estado de Washington e outro em Livingston, na Louisiana, separados por uma distância de 3000 km (ver Figura 3.2). A banda de frequência desse detector é de  $\sim 10 - 10^4$  Hz, alcançando melhor sensibilidade em  $\simeq 200$  Hz, com uma densidade espectral  $\simeq 10^{-23} \text{Hz}^{-1/2}$ . Esse interferômetro pode observar, por exemplo, OGs provenientes de sistemas binários compactos e do colapso de estrelas com formação de BNs (RILES, 2013).

Ressaltamos que o LIGO passou por uma série de modificações desde a sua primeira geração, chamada *initial LIGO* (iLIGO), seguindo para o *Enhanced LIGO* (eLIGO) e atualmente está passando por atualizações para uma versão avançada, conhecido como *Advanced LIGO* (aLIGO), com retorno previsto para 2015. Um terceiro detector será construído na Índia (IndIGO) com sensibilidade semelhante aos detectores em Hanford e Li-

vingston. O aLIGO irá integrar a segunda geração de detectores terrestres. A diferença da primeira para a segunda geração de detectores está na tecnologia empregada. Na segunda geração de interferômetros, como o aLIGO, será empregada, por exemplo, reciclagem do sinal, múltiplas suspensões de pêndulo e sistemas de isolamento ativos, para alcançar sensibilidade cerca de 10 vezes melhor que o detector inicial LIGO (WHITCOMB, 2008).

- b) O VIRGO na Itália, apresenta 3 km de braço (ver Figura 3.2), possuindo maior sensibilidade em frequências abaixo de 40 Hz (devido ao isolamento sísmico), permitindo a detecção de OGs de objetos compactos entre  $\sim 10 - 20$  Hz. Esse detector possui melhor isolamento sísmico comparado ao LIGO (RILES, 2013). Atualmente, este detector também está passando por fase de atualização que será denominado *Advanced VIRGO* (aVIRGO) e irá compor juntamente com aLIGO a segunda geração de interferômetros terrestres.



Figura 3.2 - Observatórios LIGO em Livingston (LA), à esquerda e em Hanford (WA) ao centro e VIRGO na Itália, à direita.

Fonte: LIGO Scientific Collaboration (2014)

- c) O KAGRA<sup>1</sup> no Japão, com 3 km de braço, pretende alcançar  $3 \times 10^{-24} \text{Hz}^{-1/2}$  em  $10^2$  Hz. Espera-se que o KAGRA possa detectar OGs de objetos compactos, como ENs, BNs e anãs-brancas. Este interferômetro após sua finalização irá compor também a segunda geração de detectores terrestres, sendo sua construção subterrânea, como pode ser visto em um desenho artístico na Figura 3.3.

<sup>1</sup><http://gw.icrr.u-tokyo.ac.jp/lcgt/>

- d) O *Einstein Telescope* (ET) com 10 km de comprimento de braço, deve operar na banda de  $\sim 1$  Hz a alguns kHz, mas aguarda-se maior sensibilidade na faixa  $\sim 1 - 60$  Hz, com a possível detecção do sinal de OGs proveniente da coalescência de binárias entre  $10 - 20$  Hz (FILLOUX et al., 2011). O diferencial do ET com relação aos outros interferômetros terrestres é seu projeto de construção subterrânea com detectores criogênicos, que marcará a terceira geração de detectores terrestres. Com dois detectores, o ET atuará em bandas de frequências distintas, uma acima e outra abaixo de 40 Hz (ver Figura 3.3; Abernathy (2011)).

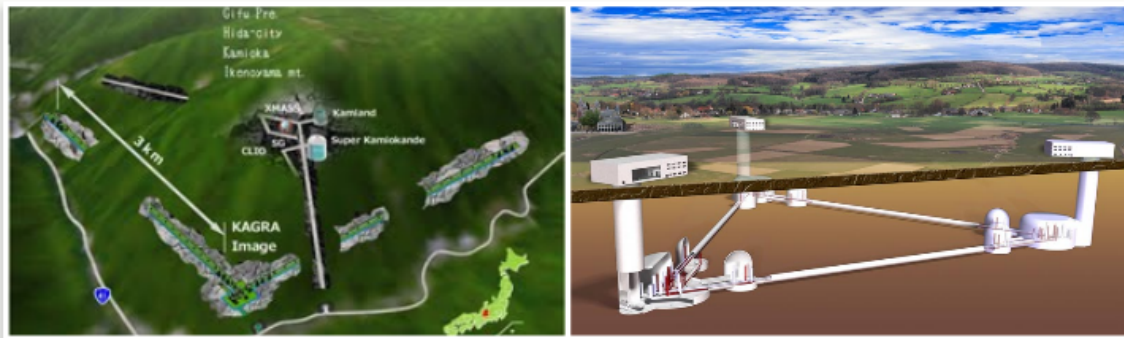


Figura 3.3 - Visões artísticas dos interferômetros subterrâneos: KAGRA no Japão (à esquerda) e ET (à direita).

Fonte: Abernathy (2011)

- e) O GEO 600 na Alemanha, com braço de 600 m (ver Figura 3.4)<sup>2</sup>, atingiu uma sensibilidade de  $2 \times 10^{-22} \text{Hz}^{-1/2}$ . Aguarda-se a detecção de OGs provenientes de objetos compactos. Atualmente, o GEO 600 testa as atualizações na tecnologia que será implantada no aLIGO.
- f) O TAMA 300 no Japão (ver Figura 3.4)<sup>3</sup>, está entre os detectores de menor comprimento de braço (com 300 m), com uma sensibilidade de  $h = 10^{-21} \text{Hz}^{-1/2}$  em 1 kHz. Espera-se a detecção da radiação gravitacional originada de binárias de ENs em nossa Galáxia.

Atualmente, iLIGO e *initial* VIRGO (iVIRGO) estão desligados em fase de aperfeiçoamento, para integrar o aLIGO e aVIRGO, e o KAGRA está em fase de construção. O GEO 600 e TAMA 300 estão operando, testando novas tecnologias

<sup>2</sup><http://www.geo600.org/>

<sup>3</sup><http://tamago.mtk.nao.ac.jp/spacetime/>



Figura 3.4 - Interferômetros terrestres: GEO 600 na Alemanha (à esquerda) e TAMA 300 no Japão (parte interna ao centro e à direita).

que serão empregadas nos detectores avançados, enquanto que o ET cogita-se sua possível construção.

### 3.3 Detectores Interferométricos Espaciais

Destacamos ainda, os detectores interferométricos espaciais, como:

- a) *Evolved Laser Interferometer Space Antenna* (eLISA), um projeto conduzido atualmente pela Agência Espacial Europeia (ESA, do inglês *European Space Agency*) também conhecido como eLISA/NGO (NGO, do inglês *New Gravitational-Wave Observatory*)<sup>4</sup>. Esse detector possui uma configuração triangular com uma distância de  $10^6$  km entre os três satélites, podendo operar entre  $\sim 10^{-4} - 1$  Hz (ver Figura 3.5)<sup>5</sup>. Com essa faixa de frequência o eLISA, poderá detectar a coalescência de BNSMs e estrelas acretadas por BNs galácticos centrais, além de vários sistemas e eventos por todo o Universo. Essa missão poderá ter duração de dois anos (AMARO-SEOANE et al., 2012). Entretanto, está previsto apenas para ser lançado em 2034.
- b) O projeto DECIGO<sup>6</sup>, propõe a construção desse detector japonês similar ao LISA, porém com algumas diferenças, como menor distância entre os satélites ( $10^3$  km) e uso de cavidades Fabry-Perot (ver Figura 3.6). Com o principal objetivo de observar OGs primordiais produzidas no início do Universo e formação de BNs em centros galácticos. Poderá atuar na faixa entre 0.1 - 10 Hz.

<sup>4</sup>O projeto LISA com parceria entre NASA e ESA foi rompido em 2011, sendo desde então, dirigido pela ESA. O atual projeto (eLISA) passou por algumas mudanças (por exemplo, redução do comprimento dos braços), mas está mantendo os mesmos objetivos científicos.

<sup>5</sup><https://www.elisascience.org/>

<sup>6</sup><http://tamago.mtk.nao.ac.jp/decigo/>



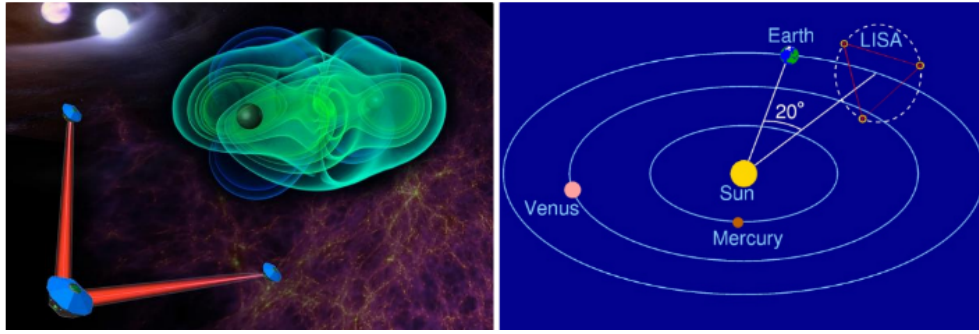


Figura 3.5 - Imagem artística do eLISA (à esquerda) e configuração do LISA no espaço (à direita).

- c) Outra alternativa de detector espacial é o *Big Bang Observatory* (BBO) que possuirá quatro configurações triangulares (duas delas sobrepostas), onde cada configuração é composta por três satélites (ver Figura 3.6)<sup>7</sup>. Os satélites estarão separados por uma distância de  $50 \times 10^3$  km. Com a finalidade de observar OGs primordiais e sistemas binários formados por objetos compactos. Espera-se que o BBO possua maior sensibilidade no intervalo 0.1 - 10 Hz.

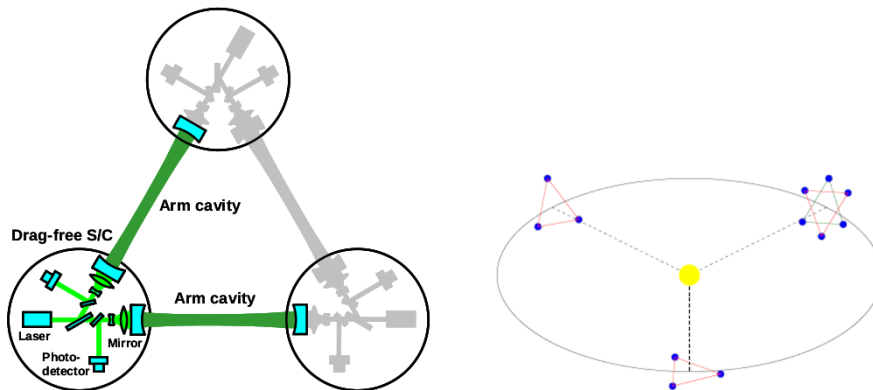


Figura 3.6 - Ilustração básica da configuração triangular do DECIGO (à esquerda) e configuração do BBO no espaço (à direita).

Fonte: Kawamara et al. (2008)

- d) Uma proposta de interferômetro espacial geostacionário é o GEOGRAWI, com três satélites formando um triângulo equilátero com uma distância de  $73 \times 10^3$  km entre cada satélite. Esse detector poderá operar em uma

<sup>7</sup><http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/37836/1/05-2157.pdf>

banda de  $\sim 10^{-4} - 10$  Hz, no entanto sua maior sensibilidade alcançada será entre  $2 \times 10^{-2} - 10$  Hz. O GEOGRAWI operando nessas frequências poderá detectar: BBNs massivos e supermassivos extra-galácticos, fundos estocásticos de origem cosmológica e astrofísica e fontes exóticas (TINTO et al., 2013).

### 3.4 Experimento Pulsar Timing Array (PTA)

O experimento PTA surge como uma alternativa de detecção direta do sinal de OGs, por meio do monitoramento de pulsares<sup>8</sup> por radiotelescópios. Alguns projetos trabalham para detecção desse sinal, como o *European Pulsar Timing Array* (EPTA) uma colaboração européia (FERDMAN et al., 2010), o *North American NanoHertz Observatory* (NANOGrav) uma colaboração norte americana (JENET et al., 2009), o *Parkes Pulsar Timing Array* (PPTA) na Austrália (MANCHESTER et al., 2012) formam juntos o *International Pulsar Timing Array* (IPTA) (HOBBS et al., 2010). Futuramente também será construída uma rede de radiotelescópios conduzida pelo projeto *Square Kilometre Array*<sup>9</sup> (SKA).

Esse monitoramento viabilizará a possível observação de OGs provenientes de binárias de BNSMs em inspiração (JENET et al., 2009) e fundos gerados por populações de BNSMs, em baixo *redshift* (SESANA, 2013). Esses sinais acarretam uma perturbação na propagação do pulso e a diferença entre o tempo de chegada do pulso esperado (atribuído através de modelos) e observado provoca *timing residuals*<sup>10</sup> que podem ser causados por efeitos não modelados<sup>11</sup>, inclusive o sinal da OG (HOBBS et al., 2010; SESANA et al., 2008).

Existem grandes esforços para modelar o *timing residual* observado em uma medida da amplitude do fundo de OGs. Fundos estocásticos produzidos pela superposição de fontes individuais, mostram-se bastante promissores dentro da faixa de frequência do experimento PTA, onde espera-se alcançar sensibilidade na faixa de  $\sim 10^{-9} - 10^{-6}$  Hz.

Sesana et al. (2008) assumiram alguns cenários de formação de BNSMs, onde o fundo

---

<sup>8</sup>Pulsares de milissegundos são observados por serem os mais estáveis por um longo período. Esses pulsares são escolhidos por sua alta precisão para detecção da radiação gravitacional.

<sup>9</sup><https://www.skatelescope.org/>

<sup>10</sup>A sensibilidade alcançada está diretamente relacionada com a precisão do tempo de chegada dos pulsos, dada pelo rms (*root-mean-square*) dos *timing residuals* ( $\delta t_{rms} = \sqrt{\langle \delta t^2 \rangle}$ ).

<sup>11</sup>Devem ser atribuídos ao modelo quaisquer desvios no tempo de chegada esperado, como movimento da Terra, movimento próprio do pulsar ou parâmetros do sistema binário onde se encontra o pulsar.

estocástico das OGs gerado pela população dessas fontes levou a uma amplitude do sinal  $A \approx 10^{-15}$ . Esse resultado está em concordância com outros modelos por eles analisados. Cabe ressaltar que o sinal emitido dentro da faixa de frequência  $10^{-9} - 10^{-7}$  Hz não depende fortemente do cenário de formação de BNSMs adotados por esses autores, ou seja, não importa se BNSMs crescem por meio de pequenas ( $\sim 10^2 M_\odot$ ) ou grandes ( $\sim 10^5 M_\odot$ ) sementes. Isso ocorre porque as principais contribuições para o sinal surgem de binárias de alta massa  $\mathcal{M} > 10^8 M_\odot$  e em baixo *redshift*  $z < 2$ . Desse modo, o efeito causado por diferentes cenários de crescimentos de BNSMs, ao sinal na banda do PTA é muito pequeno.

Ferdman et al. (2010) estimaram, segundo os dados do EPTA, a amplitude do fundo estocástico de OGs como sendo  $1,9 \times 10^{-14}$ . No entanto, o EPTA ainda não alcançou sensibilidade suficiente para a detecção desse fundo. A Figura 3.7 mostra a densidade espectral ( $S_h(f)$ ) alcançada pelo PTA, detectores espaciais e terrestres em função da frequência ( $f$ ) e na Figura 3.8 temos as faixas de massas de BNs mais sensíveis para detecção utilizando essas diferentes técnicas. Atualmente a sensibilidade do PTA tem alcançado cerca  $\simeq 10^{-11} \text{Hz}^{-1/2}$ , mas espera-se que até 2020 seja detectada a emissão de OGs proveniente de binárias de BNSMs ou até mesmo fontes exóticas.

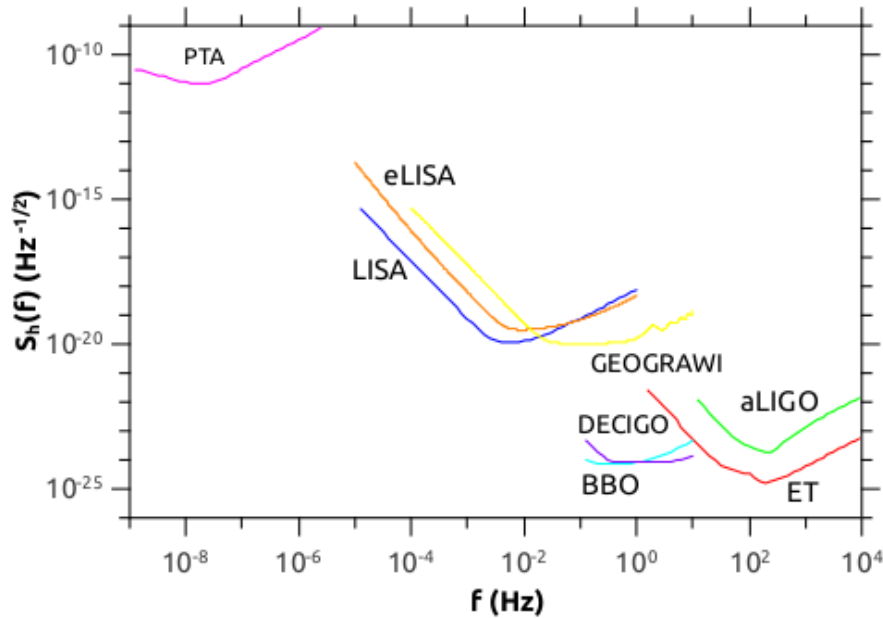


Figura 3.7 - Sensibilidades projetadas em função da frequência para as diferentes técnicas de detecção das OGs.

Alguns fatores podem ser incrementados à longo prazo a fim de minimizar possíveis



efeitos na faixa do PTA, como a redução no ruído do tempo de chegada dos pulsos ou acréscimo de mais pulsares (SESANA, 2013). Dessa forma, um dos principais objetivos do projeto EPTA é a descoberta de novos candidatos a pulsares (FERDMAN et al., 2010). Da mesma maneira, o projeto NANOGrav considera que com o aprimoramento da instrumentação e razão sinal-ruído poderá ser visto para próxima década, uma rede de PTA com cerca de 100 pulsares com uma precisão do tempo melhor que 100 ns (JENET et al., 2009).

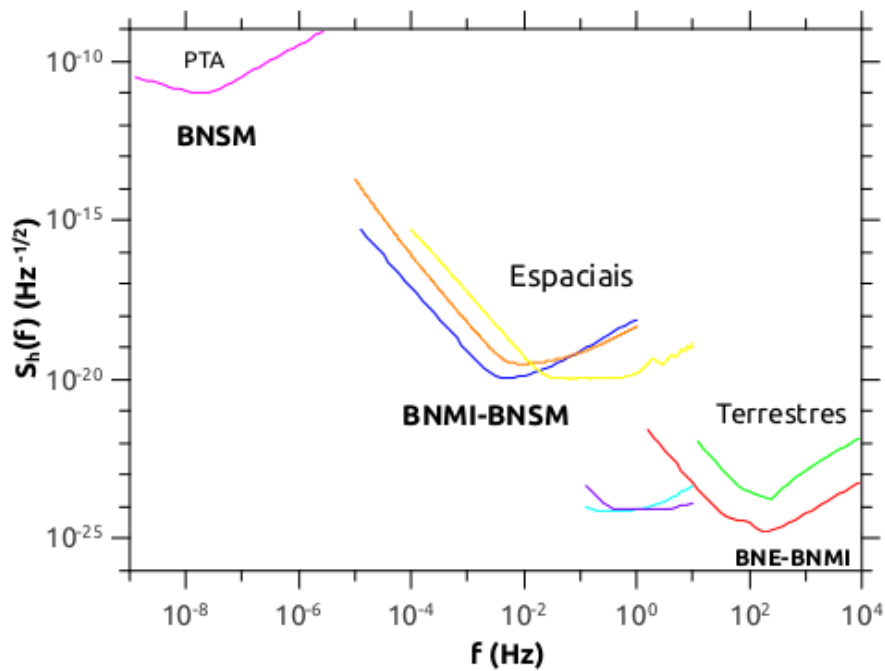


Figura 3.8 - Sensibilidades projetadas em função da frequência, dadas as faixas de massas mais sensíveis para os diferentes tipos de detecção.



## 4 HORIZONTES DE DETECTABILIDADE

Nesta seção apresentamos as estimativas dos horizontes de detectabilidade para os interferômetros terrestres, espaciais e o experimento PTA. Para isso adotamos as diferentes fases do processo de coalescência de um sistema binário de BNs, considerando sua ampla faixa de massa que se estende desde massas estelares até supermassivos ( $\sim 10 - 10^9 M_\odot$ ).

### 4.1 Processo de Coalescência

A observação de binárias de BNs (não emitindo considerável quantidade de energia eletromagnética, diferente de BNs individuais que acretam matéria e emitem em raio-X), somente é possível por meio de lentes gravitacionais ou emissão de OGs (proveniente da coalescência de binárias). Esta última torna-se mais promissora, pois lentes gravitacionais desses objetos são bastante raros (BULIK; BELCZYNSKI, 2009).

O processo de coalescência sofrido por uma binária é marcado por três fases. Podemos classificá-las como: inspiralação, fusão (*merger*) e *ringdown*. Para determinar o máximo horizonte (*redshift*) que podemos encontrar esses eventos é necessário calcular a expressão da razão sinal-ruído (SNR, do inglês *Signal-to-Noise Ratio*).

Usando a técnica *matched-filtering*<sup>1</sup> obtém-se a média quadrática da SNR, representada pela quantidade  $\langle \mathcal{R}^2 \rangle$  (FLANAGAN; HUGHES, 1998)

$$\langle \mathcal{R}^2 \rangle = \frac{2(1+z)^2}{5\pi^2 d_L(z)^2} \int_0^\infty df \frac{1}{f^2 S_h(f)} \frac{dE}{df} [(1+z)f], \quad (4.1)$$

onde  $d_L$  é a distância de luminosidade como função do *redshift* ( $z$ ) da fonte,  $S_h(f)$  é a densidade espectral de ruído do detector,  $dE/df$  é a energia total por unidade de frequência da fonte transportada via OGs e  $(1+z)f$  é a frequência *redshifted* medida no detector. De modo que,  $\langle \mathcal{R}^2 \rangle$  aplica-se para todas as orientações e direções da fonte.

Podemos inferir diretamente da Equação 4.1 o horizonte de detectabilidade, fixando a SNR para um dado detector,  $S_h(f)$  e utilizando o espectro de energia apropriado para cada fase. Definimos o horizonte de detectabilidade como a distância máxima observada por um detector, essa distância pode ser expressa em *redshift* ( $z$ ) ou em

---

<sup>1</sup>Esta técnica utiliza uma correlação entre o sinal observado e *templates* teóricos, que representa a forma de onda esperada com a finalidade de obter a melhor SNR.

distância de luminosidade ( $D_L$ ). Muitas vezes o alcance de um interferômetro é bem alto, mas isso não implica que haverá detecção de OGs. A Figura 4.1 apresenta esquematicamente a forma de onda para cada fase do processo de coalescência, que será descrito em mais detalhes a seguir.

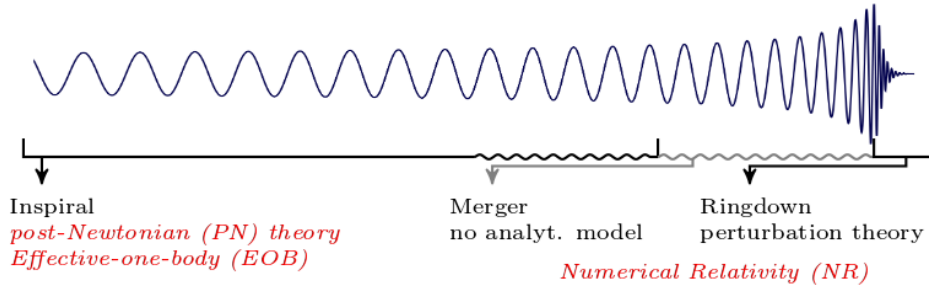


Figura 4.1 - Forma de onda completa do sinal de OGs de dois BNs coalescendo como uma função do tempo. As diferentes técnicas de aproximações analíticas e numéricas e os intervalos de validade são indicados. A linha ondulada preta ilustra o regime próximo a fusão (*plunge*). Enquanto que a linha ondulada cinza mostra a fase *merger* onde é descrita pela Relatividade Numérica.

Fonte: Ohme (2012)

#### 4.1.1 Fase de Inspiração

Essa fase é marcada pela inspiração de um sistema binário composto por BNs, possuindo órbitas com duração de séculos (para o caso de BNSMs) levando a uma fase bastante longa. A aproximação pós-Newtoniana (PN) permite uma descrição da evolução dinâmica do sistema. Mas, a medida que o sistema vai perdendo energia via emissão de OGs, essa aproximação vai tornando-se muito imprecisa, necessitando de outro método. Tal método utilizado quando aproxima-se o fim da inspiração é o formalismo *effective-one-body* (EOB), onde acrescentam-se parâmetros livres para utilizar a Relatividade Numérica (RN) (OHME, 2012).

O espectro de energia para a fase de inspiração é dado por (THORNE, 1987):

$$\frac{dE}{df} = \frac{1}{3}\pi^{2/3}\mu M^{2/3}f^{-1/3}, \quad (4.2)$$

onde  $\mu$  é a massa reduzida e  $M$  é a massa total do sistema<sup>2</sup>. Essa expressão é útil

<sup>2</sup>A massa reduzida e massa total de um sistema podem ser obtidas por meio das expressões:  $\mu = M_1M_2/M_1 + M_2$  e  $M = M_1 + M_2$ , respectivamente. As quantidades  $M_1$  e  $M_2$  representam as

para calcular a relação SNR para esse estágio. Dessa forma, equação (4.1) se reduz a:

$$\langle \mathcal{R}^2 \rangle = \frac{[(1+z)M]^{5/3}}{30\pi^{4/3}d_L(z)^2} \int_{f_i/(1+z)}^{f_m/(1+z)} \frac{df}{f^{7/3}S_h(f)}. \quad (4.3)$$

A integração entre as frequências da fase *merger* ( $f_m/(1+z)$ ) e *inspiral* ( $f_i/(1+z)$ ) se faz necessária, pois estamos considerando o último ano de inspiração de BBNs (com massas iguais) antes da fusão e o fator  $(1+z)$  considera a dilatação temporal. Onde a frequência  $f_i$  em um tempo  $T$  pode ser escrita como (FLANAGAN; HUGHES, 1998):

$$f_i(T) = \left[ f_m^{-8/3} + \frac{64}{5}\pi^{8/3}M^{5/3}(1+z)^{5/3}T \right]^{-3/8}. \quad (4.4)$$

Com a evolução da binária, a frequência e a amplitude da onda aumentam, fazendo o sistema evoluir mais rapidamente, o chamado *chirp*. A medida que a fase *inspiral* evolui e os BBNs mantêm-se a uma distância de  $R = 6M$ , denominada de última órbita estável (LSO, do inglês *Last Stable Orbit*), podemos inferir a frequência do sinal imediatamente antes da fusão, dada na forma (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009):

$$f_{LSO} \sim 220 \left( \frac{20M_\odot}{M} \right) \text{ Hz}, \quad (4.5)$$

onde  $M$  é a massa da binária. Essa expressão nos dá um valor da frequência da última órbita estável circular do sistema, uma vez que a frequência *merger* é obtida por meio de simulações numéricas. Consideramos, então, a frequência encontrada por Ajith et al. (2011), que sugere  $f_m \simeq 0,04/M$ .

#### 4.1.2 Fase Merger

Para esse estágio, com o fim da inspiração, os dois BBNs passam pelo regime *plunge*, encontrando-se em uma instabilidade dinâmica até começar a fusão, denominada *merger*. Resultando em uma fase não-linear, somente resolvida por métodos da RN. No entanto, cabe ressaltar que para o caso de BBNs com mesma massa e sem rotação, toma-se uma aproximação analítica para a forma de onda dessa fase (AJITH

---

massas primária e secundária dos BBNs.

et al., 2008). Simulações por Ajith et al. (2011) pertimiram construir uma família de formas de onda analítica para os três estágios de coalescência, resolvendo o problema da abordagem analítica para fase *merger*. As OGs emitidas nesta fase carregam informações sobre todo o processo altamente dinâmico. Dessa forma, para o espectro de energia, temos:

$$\frac{dE}{df} = \frac{1}{3}\pi^{2/3}\mu M^{2/3}\frac{f^{2/3}}{f_m}. \quad (4.6)$$

Sendo assim, a equação (4.1) para esse caso fica:

$$\langle \mathcal{R}^2 \rangle = \frac{[(1+z)M^{5/3}]}{30\pi^{4/3}f_m d_L(z)^2} \int_{f_m/(1+z)}^{f_r/(1+z)} \frac{df}{f^{4/3}S_h(f)}, \quad (4.7)$$

onde  $f_r$  é a frequência *ringdown*. Pode ser inferido da expressão (4.7) o máximo horizonte alcançado pelos detectores, para uma dada razão sinal-ruído, para observações de eventos *merger* envolvendo BNs.

### 4.1.3 Fase Ringdown

A fase *ringdown* resulta do produto final da fusão do sistema, contribuindo para um BN altamente perturbado produzindo oscilações dominadas pelo modo de vibração quase-normal. É no modo fundamental<sup>3</sup>  $(l, m, n) = (2, 2, 0)$ , onde maior quantidade de energia é emitida. Logo, a contribuição de  $n > 0$ , torna-se desprezível em amplitude com relação ao modo  $n = 0$  (AASI et al., 2014). As OGs emitidas dessa fase são uma superposição senoidal exponencialmente amortecida. As informações carregadas pelas OGs do sinal *ringdown* a respeito dos parâmetros do BN remanescente e forma de onda são extremamente valiosas (FLANAGAN; HUGHES, 1998).

Sendo assim, para um amortecimento senoidal, a forma de onda é escrita como:

$$h(t) \simeq e^{(-t/\tau)} \cos(2\pi f_r t), \quad (4.8)$$

onde  $t$  é o tempo,  $\tau$  é o tempo de amortecimento da onda e  $f_r$  é a frequência do sinal emitido.

---

<sup>3</sup>Temos que  $l$  e  $m$ , denotam os índices dos harmônicos esferoidais e  $n$  representa os *overtones* de cada modo.

O BN remanescente é descrito pela métrica de Kerr, pois envolve o parâmetro spin ( $a$ ) que possui uma dependência direta com fator de qualidade ( $Q$ ) dada pela expressão (ECHEVERRIA, 1989):

$$Q = \frac{1}{2}\omega_r\tau = \pi f_r\tau \simeq 2(1-a)^{-0.45}, \quad (4.9)$$

e  $f_r$  está relacionada com os parâmetros do BN, massa final do processo de fusão ( $M$ ) e ( $a$ ):

$$f_r \simeq [1 - 0.63(1-a)^{3/10}] \frac{1}{2\pi M}, \quad (4.10)$$

nessa expressão foram adotadas unidades geometrizadas  $G = c = 1$ . O espectro de energia que descreve a forma de onda do sinal *ringdown* é dada por (FLANAGAN; HUGHES, 1998):

$$\frac{dE}{df} \approx \frac{1}{8}\mathcal{A}^2 Q M^2 f_r \delta(f - f_r), \quad (4.11)$$

onde  $\mathcal{A}$  é a amplitude de perturbação ao iniciar o *ringdown*.

A radiação de um BN excitado é fortemente amortecida, durando apenas alguns ciclos nesta frequência natural, de modo que inferimos a frequência do BN (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009):

$$f_{BN} \sim 1000 \left( \frac{M}{10M_\odot} \right)^{-1} \text{ Hz}, \quad (4.12)$$

onde  $M$  é a massa do BN resultante da fusão.

Podemos ainda, escrever a energia radiada do processo na forma:

$$E_r \approx \frac{1}{8}\mathcal{A}^2 M^2 f_r Q. \quad (4.13)$$

A fração de massa total do BN remanescente convertida em energia radiada na fase *ringdown*, pode ser representada pela eficiência de emissão da radiação gravitacional ( $\varepsilon_r$ ). Essa eficiência depende de como ocorreu o mecanismo inicial para formação do

BN.

Dessa forma, mediante as expressões apresentadas para esta fase, a equação 4.1 fica:

$$\langle \mathcal{R}^2 \rangle = \frac{8}{5} \frac{\varepsilon_r}{F(a)^2} \frac{(1+z)^3 M^3}{d_L(z)^2 S_h[f_r/(1+z)]}, \quad (4.14)$$

sendo  $F(a) = [1 - 0.63(1 - a)^{3/10}]$ .



## 4.2 Curvas de Sensibilidade e Máximos Horizontes

### 4.2.1 Detectores Interferométricos Terrestres

Além das equações da razão sinal-ruido e espectro de energia, são necessárias ainda as expressões analíticas das densidades espectrais de ruido do detector<sup>4</sup>, para a obtenção dos máximos horizontes de detectabilidade. Utilizamos as expressões das curvas de sensibilidade (apresentadas no Apêndice A), para os detectores terrestres em suas configurações iniciais e avançadas, e plotamos suas sensibilidades na Figura 4.2 (MANZOTTI; DIETZ, 2012; SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009).

Definimos ainda,  $z_{máx}(M_{bn})$  e  $D_L(M_{bn})$ , como o *redshift* e distância de luminosidade máximos que uma binária com uma dada massa  detectável com  $SNR=8$ . Adotamos esse valor de  $SNR$  para todos os detectores terrestres, seguindo o valor utilizado pelos observatórios LIGO. Para  $SNR < 8$ , a taxa de falso alarme é bem alta (CORVINO et al., 2012).

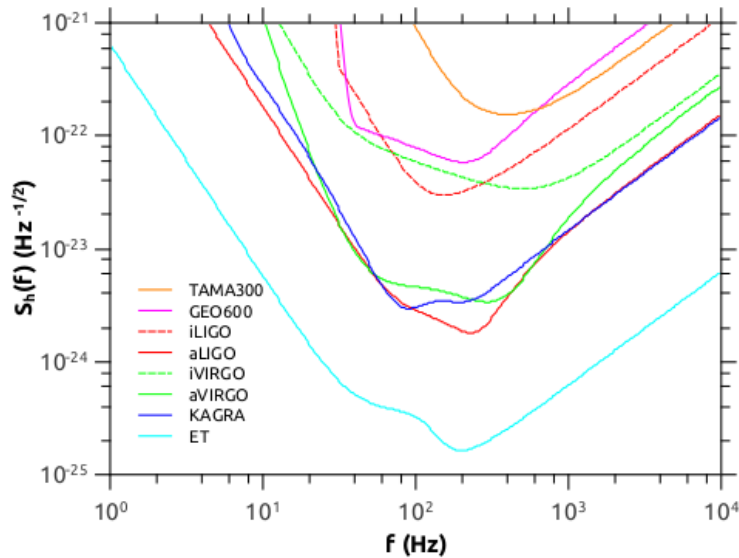


Figura 4.2 - Curvas de sensibilidade para vários detectores terrestres.

A Figura 4.2 apresenta a densidade espectral de ruido do detector (em unidades de  $1/\sqrt{\text{Hz}}$ ) em função da frequência. Os interferômetros TAMA300 e GEO600 da primeira geração de detectores terrestres, possuíam um intervalo limitado em altas

<sup>4</sup>As expressões analíticas das  $S_h(f)$  são compostas por ruidos que afetam a sensibilidade do detector, como ruido quântico, ruido sísmico, ruido térmico nas massas de teste, entre outros.

frequências, enquanto iVIRGO e iLIGO<sup>5</sup> alcançaram sensibilidade de  $\sim 10^{-22}\text{Hz}^{-1/2}$ . Já o aVIRGO e o aLIGO aumentaram suas sensibilidades por um fator de 10 e juntamente com o KAGRA chegaram a atingir uma densidade espectral da ordem de  $\sim 10^{-23}\text{Hz}^{-1/2}$ . Estes detectores são esperados para entrar em operação em breve e irão compor a segunda geração de interferômetros terrestres, mostrando-se bastante promissores na faixa de frequência de  $\sim 10 - 10^4$  Hz.

Sabendo da sensibilidade que o projeto ET poderá alcançar, caso seja construído, seu  $S_h(f)$  aproxima-se de  $10^{-25}\text{Hz}^{-1/2}$  cobrindo uma ampla faixa do espectro de OGs, desde  $\sim 1 - 10^4$  Hz, sendo mais sensível na região entre  $\sim 10^2 - 10^3$  Hz. Devido à sua alta sensibilidade alcançada, o ET poderá detectar praticamente todo o intervalo de massa dos BNs.

Temos a seguir os gráficos dos horizontes alcançados, utilizando as Equações 4.3, 4.7 e 4.14, pelos detectores terrestres para a forma de onda completa e a contribuição de cada fase para máximas distâncias<sup>6</sup>.

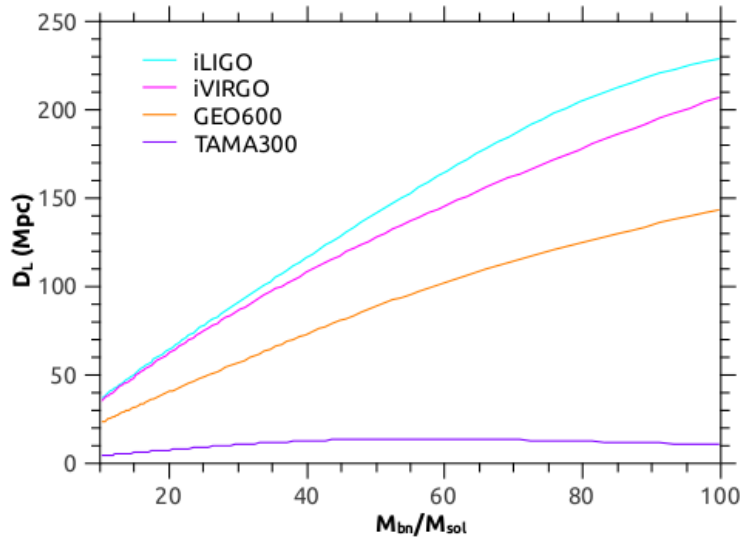


Figura 4.3 - Distância de luminosidade ( $D_L$ ) em função da massa do BN para a forma de onda completa do processo de coalescência para os detectores terrestres em suas configurações iniciais: iLIGO, iVIRGO, GEO600 e TAMA300, com SNR = 8.

<sup>5</sup>A denominação iVIRGO e iLIGO, correspondem às configurações iniciais de detectores terrestres.

<sup>6</sup>Neste trabalho, utilizamos uma rotina para a obtenção dos horizontes de detectabilidade, com as seguintes opções: *inspiral+merger+ringdown* (forma de onda completa), *inspiral+merger*, *merger+ringdown*, *inspiral*, *merger* e *ringdown*. Algumas dessas opções podem ser verificadas nos gráficos das distâncias de luminosidade e *redshifts* máximos

A Figura 4.3 mostra as distâncias máximas alcançadas pelos interferômetros iniciais: iLIGO, iVIRGO, GEO600 e TAMA300, obtidas a partir das Equações 4.3, 4.7 e 4.14. Neste gráfico, utilizamos  $\text{SNR} = 8$  e forma de onda completa, ou seja, abrangendo todas as fases do processo de coalescência (*inspiral+merger+ringdown*). A distância de luminosidade atingida pelo iLIGO e iVIRGO para BNEs com  $\sim 40M_{\odot}$  foi  $\sim 100$  Mpc, enquanto para BNs com  $\sim 100M_{\odot}$  o horizonte obtido foi  $\sim 230$  Mpc para iLIGO e  $\sim 210$  Mpc para iVIRGO. O GEO600 apesar de possuir sensibilidade inferior aos detectores citados acima, conseguiu atingir  $\sim 150$  Mpc para BNs com massas próximas de  $100M_{\odot}$ . O TAMA300 não apresentou-se competitivo em comparação aos outros interferômetros.

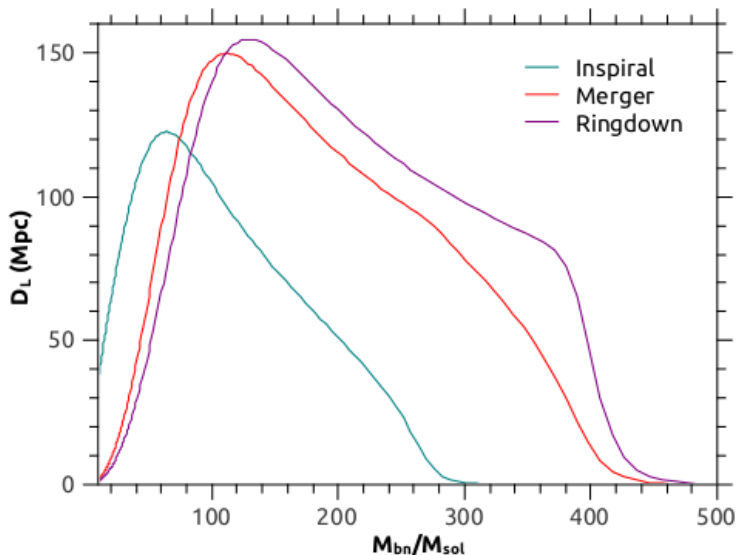


Figura 4.4 - Distância de luminosidade ( $D_L$ ) alcançada em função da massa do BN para cada fase (inspiração, fusão e *ringdown*) para o detector iLIGO, com  $\text{SNR} = 8$ . Esse interferômetro detectaria qualquer emissão de OGs no intervalo de massa entre  $\sim 10 - 500M_{\odot}$ .

Na Figura 4.4 temos a distância de luminosidade obtida pelo iLIGO<sup>7</sup> para cada fase da coalescência de BBNs, neste caso utilizamos as Equações 4.3 (*inspiral*), 4.7 (*merger*) e 4.14 (*ringdown*), individualmente. A máxima distância de  $\sim 150$  Mpc é alcançada pelas fases *merger* e *ringdown* de BNs entre  $\sim 100 - 200M_{\odot}$ , mas essas fases são dominantes sobre boa parte do intervalo de massa. Enquanto a fase de inspiração chega a  $\sim 120$  Mpc, sendo mais sensível para BNs de menor

<sup>7</sup>Apresentamos apenas a máxima distância alcançada pelo iLIGO, já que o iVIRGO possui sensibilidade semelhante. Além disso, ambas sensibilidades são superiores aos detectores iniciais, GEO600 e TAMA300.

massa, restringindo a detecção das OGs proveniente de BNs com massas acima de  $300M_{\odot}$ . A não detecção das OGs pelos interferômetros em suas configurações iniciais está relacionada, entre outros fatores, com a falta de sensibilidade em frequências abaixo  $\sim 40$  Hz (correspondendo aos BNs de maior massa), como mostrado em Sathyaprakash e Schutz (2009).

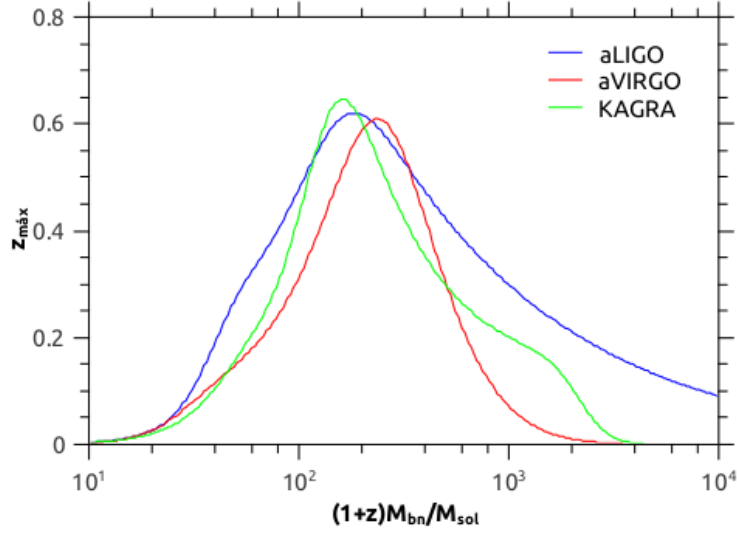


Figura 4.5 - Máximo *redshift* ( $z_{m\acute{a}x}$ ) como função da massa do BN das fases *merger* e *ringdown* para os detectores terrestres em suas configurações avançadas: aLIGO, aVIRGO e KAGRA, com SNR = 8.

A Figura 4.5 apresenta o máximo horizonte atingido pelos interferômetros avançados: aLIGO, aVIRGO e KAGRA. Utilizamos SNR=8, intervalo de massa desde BNEs até BNMIIs ( $\sim 10 - 10^4 M_{\odot}$ ) considerando o *redshift* da fonte e forma de onda das fases *merger+ringdown*, a partir das Equações 4.7 e 4.14. Houve um aumento na sensibilidade do aLIGO e aVIRGO por um fator de 10, podendo ser observado um volume cerca de 1000 vezes maior em relação ao iLIGO e iVIRGO. O aperfeiçoamento desses interferômetros acarretará uma maior sensibilidade em baixas frequências ( $\sim 10$  Hz) que é importante, em particular, para a detecção de boa parte do espectro de massa dos BNMIIs.

Isso pode ser verificado, já que o  $z_{m\acute{a}x}$  foi de  $\sim 0,6$  ( $D_L \simeq 3,5\text{Gpc}^8$ .) para os

<sup>8</sup>Para fazer a conversão de *redshift* para distância de luminosidade ( $D_L$ ) há uma calculadora cosmológica disponível na *web*, no endereço eletrônico: <http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>, que possibilita a entrada de parâmetros cosmológicos dependendo do modelo utilizado. Utilizamos para esse caso,  $H_0 = 70$  km/s/Mpc,

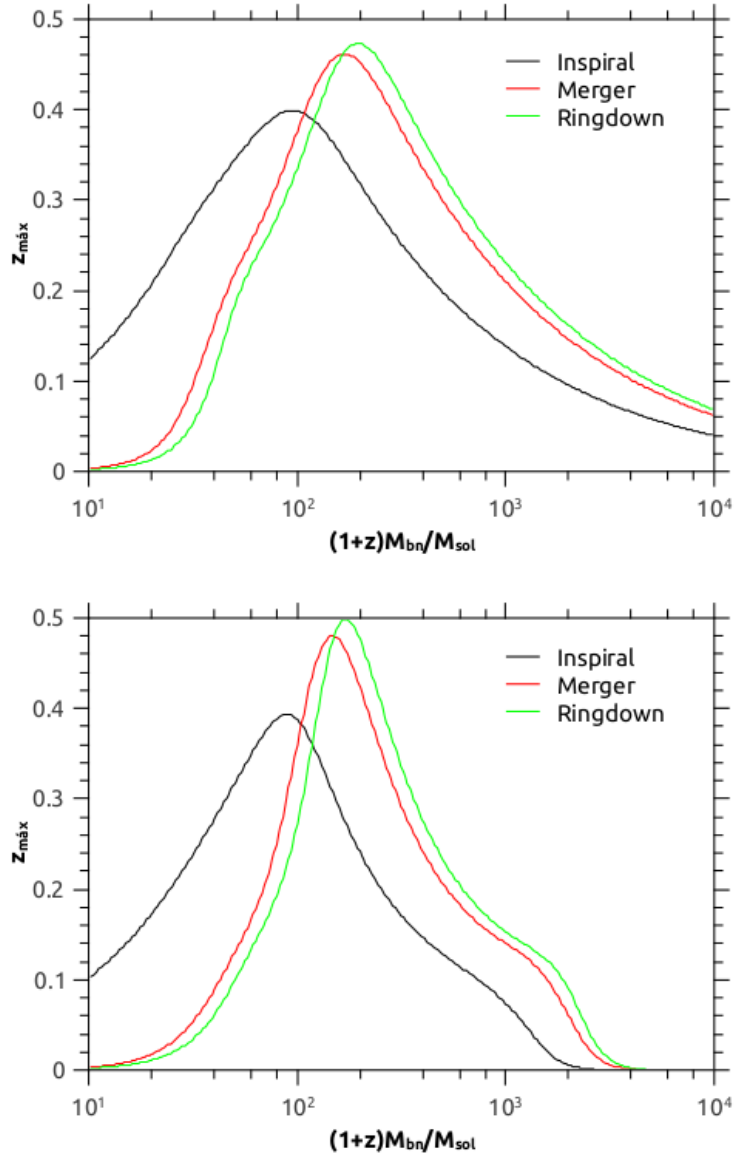


Figura 4.6 - Máximo *redshift* ( $z_{\text{máx}}$ ) como função da massa do BN para os detectores aLIGO (superior) e KAGRA (inferior), com  $\text{SNR} = 8$ .

detectores aLIGO e aVIRGO na faixa de  $\sim 100 - 800M_{\odot}$ . Nosso resultado para o aLIGO está plenamente de acordo com o obtido por Amaro-Seoane e Santamaría (2010) que estimaram para a faixa de massa total  $\sim 200 - 700M_{\odot}$  um *redshift* de até  $\sim 0,8$ .

O KAGRA também mostra-se bastante promissor quando entrar em operação. Apesar desse detector ter um intervalo de massa sensível um pouco menor do que o

---

$\Omega_{\Lambda} = 0,7$  e  $\Omega_m = 0,3$ .

aLIGO (ver, por exemplo, Figura 4.6), seu máximo *redshift*  $\sim 0,65$  ( $D_L \simeq 3,8\text{Gpc}$ ) ultrapassa-o na faixa de  $\sim 100 - 250M_\odot$ , como mostra a Figura 4.5.

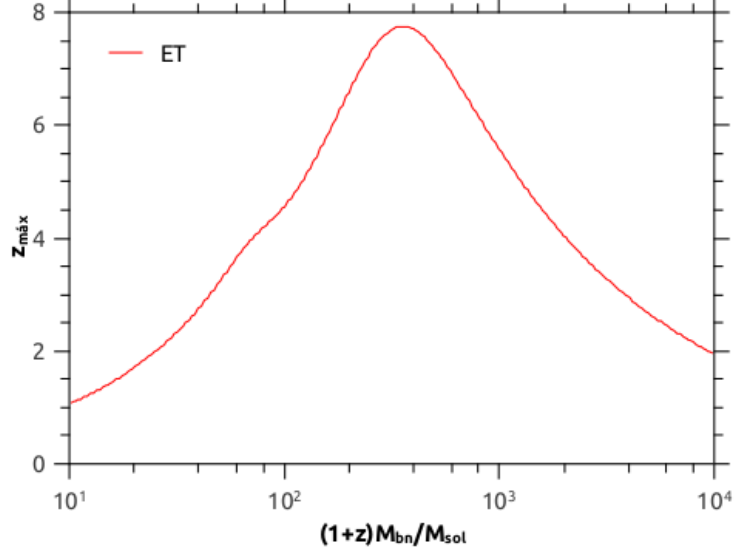


Figura 4.7 - Máximo *redshift* ( $z_{m\acute{a}x}$ ) alcançado como função da massa do BN utilizando a forma de onda completa para o futuro detector subterrâneo ET, com SNR = 8.

A Figura 4.7 mostra o horizonte de detectabilidade alcançado pelo ET como função da massa do BN. Para esse caso também adotamos SNR = 8, intervalo de massa dado o *redshift* da fonte e forma de onda completa (*inspiral+merger+ringdown*). O máximo *redshift* encontrado para o ET foi  $\sim 7,7$  para a faixa de massa entre  $\sim 300 - 400M_\odot$ . A estimativa do nosso valor aproxima-se daquele obtido por Amaro-Seoane e Santamaría (2010) que encontraram  $z \sim 9,4$  para BNs com  $\sim 300M_\odot$ . A alta sensibilidade atingida pelo ET será devido ao seu sistema de detectores criogênicos com construção subterrânea que minimizará os ruídos causados ao instrumento. Esse detector, caso seja construído irá integrar a terceira geração de interferômetros terrestres.

Podemos ver na Figura 4.8, o horizonte alcançado pelo ET por cada fase no intervalo de massa desde BNEs até BNMI. As fases *merger* e *ringdown* chegam a atingir cerca de  $z_{m\acute{a}x} \sim 5,0$  na faixa de massa entre  $\sim 300 - 500M_\odot$ . Este valor de  $z_{m\acute{a}x}$  concorda com o *redshift* de  $\sim 4,0$  encontrado por Filloux et al. (2011) para a fase *ringdown* para BNs com massa abaixo de  $500M_\odot$ , embora tenham utilizado SNR = 5. Isto implica que o ET pode averiguar diferentes cenários para formação de BNs, inclusive o crescimento de BNSMs a partir de sementes primordiais como apontado

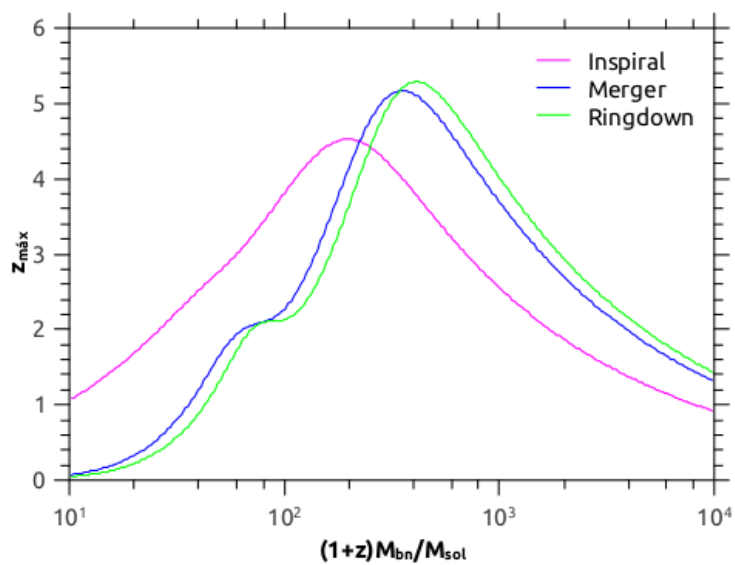


Figura 4.8 - Máximo *redshift* ( $z_{\text{máx}}$ ) em função da massa do BN para cada fase do processo de coalescência detectável pelo ET, com  $\text{SNR} = 8$ .

por Filloux et al. (2011).

## 4.2.2 Detectores Interferométricos Espaciais

De forma análoga aos detectores terrestres, utilizamos as expressões analíticas dos  $S_h(f)$  (encontradas no Apêndice A) que fornecem as curvas de sensibilidade para todas as propostas de detectores espaciais apresentadas na Figura 4.9 (AMARO-SEOANE et al., 2012; YAGI; SETO, 2011; ESTABROOK et al., 2000).

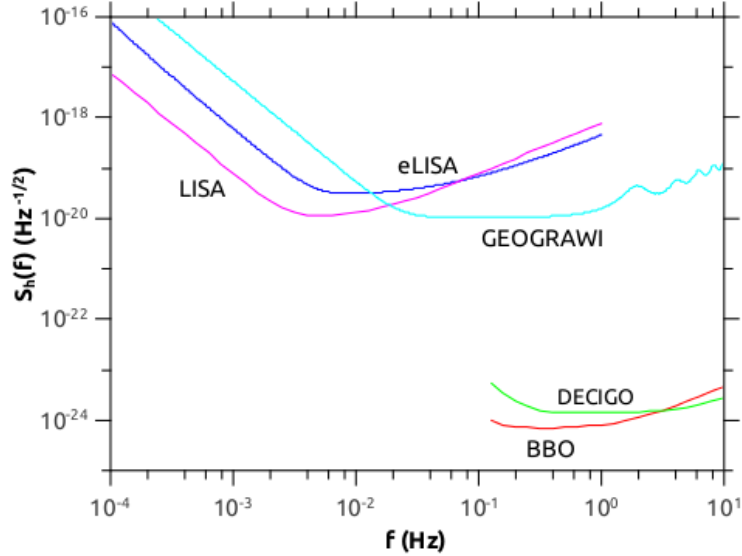


Figura 4.9 - Curvas de sensibilidade para todos os futuros detectores espaciais.

A Figura 4.9 mostra a densidade espectral de ruído do detector em função da frequência, para o eLISA, LISA, GEOGRAWI<sup>9</sup>, BBO e DECIGO. Devido às mudanças sofridas no projeto, o detector eLISA perdeu um pouco de sua sensibilidade em comparação ao LISA, em frequências mais baixas ( $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$  Hz), o que comprometeu sua curva de sensibilidade e passou a ter um  $S_h(f) \sim 10^{-19}\text{Hz}^{-1/2}$  em relação com  $S_h(f) \sim 10^{-20}\text{Hz}^{-1/2}$  obtido pelo antigo projeto.

O GEOGRAWI almeja atingir uma larga banda de frequência que se estende desde  $\sim 10^{-4} - 10$  Hz, mas com melhor sensibilidade na banda de  $2 \times 10^{-2} - 10$  Hz, alcançando  $\sim 10^{-20}\text{Hz}^{-1/2}$ , ocupando uma faixa de frequência maior que o LISA. Os detectores BBO e DECIGO pretendem atuar entre  $10^{-1} - 10$  Hz, chegando a um  $S_h(f) \sim 10^{-24}\text{Hz}^{-1/2}$  o que possibilitará um alcance muito alto em *redshift*. Entretanto, o BBO mostra-se mais sensível na faixa de  $\sim 10^{-1} - 1$  Hz com relação

<sup>9</sup>O GEOGRAWI não possui uma expressão analítica para a sensibilidade  $S_h(f)$ , sendo adotado aqui o cálculo numérico feito por Tinto et al. (2013).



ao DECIGO. Essa diferença de sensibilidade se deve ao maior comprimento do braço planejado para o BBO (50000 km), o que favorecem mais detecções em frequências mais baixas.

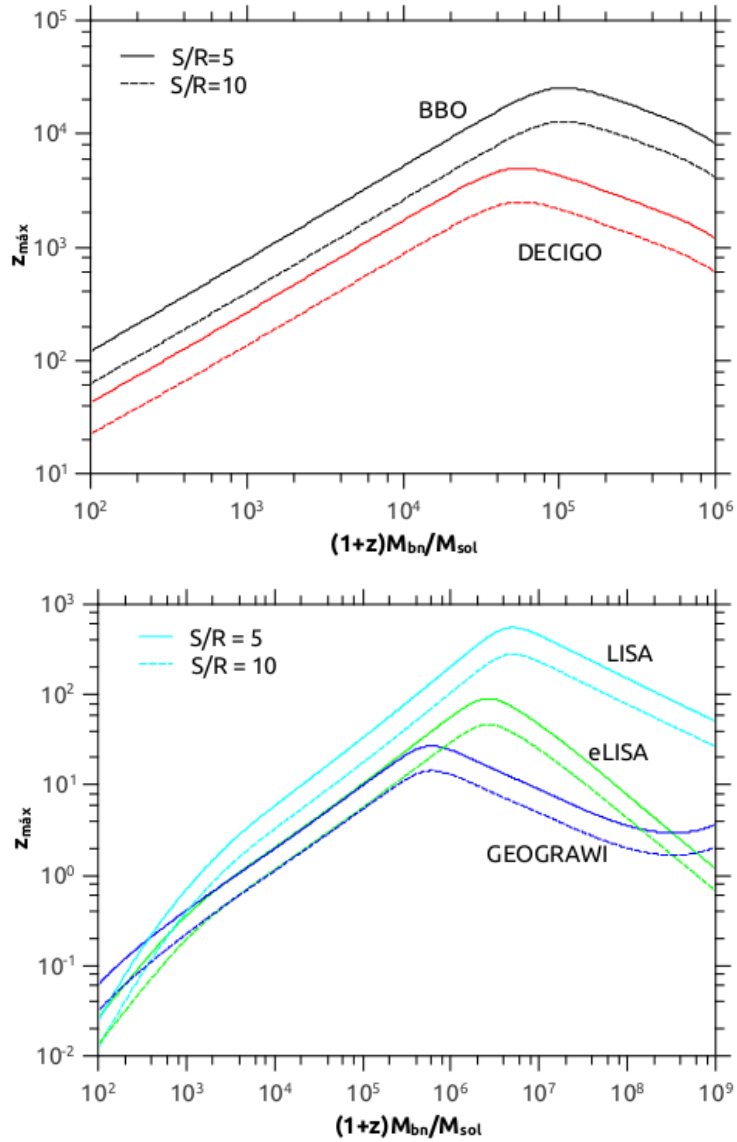


Figura 4.10 - Máximo *redshift* ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para a forma de onda completa para os detectores espaciais: BBO e DECIGO (superior); eLISA, LISA, e GEOGRAWI (inferior), com SNR 5 e 10.

A Figura 4.10 apresenta o *redshift* máximo em função da massa *redshifted* do BN, alcançado pelos futuros detectores: BBO, DECIGO, LISA, eLISA e GEOGRAWI. Para a estimativa dos horizontes desses detectores, consideramos SNR iguais a 5 e 10 e as Equaoes 4.3, 4.7 e 4.14 para a forma de onda completa (*inspi-*

*ral+merger+ringdown*). O *redshift* máximo,  $z_{m\acute{a}x} \sim 10^4$ , atingido pelo BBO está próximo da faixa de  $\sim 10^5 M_{\odot}$ , com  $\text{SNR} = 5$ . Enquanto o máximo horizonte obtido pelo DECIGO, foi cerca de  $z_{m\acute{a}x} \sim 10^3$  entre  $\sim 10^4 - 10^5 M_{\odot}$ , com  $\text{SNR} = 10$ . A sensibilidade de ambos os detectores permite observar apenas BNs com massas intermediárias, já que BNs supermassivos, possuem frequência de emissão abaixo de  $10^{-2}$  Hz, fazendo com que não haja contribuição do sinal de OGs para banda do BBO ou DECIGO. Suas sensibilidades permitem testar os modelos de formação de binárias de BNMs.

Alguns fatores levam a uma sensibilidade extremamente alta para o DECIGO. Tais fatores estão relacionados à sua tecnologia inovadora, como uso de cavidade Fabry-Perot, um laser com alta estabilidade e sistema *drag-free* das espaçonaves. Essas e outras tecnologias serão testadas à bordo de um protótipo da missão DECIGO, chamado DECIGO *Path Finder* (YAGI, 2012). Tanto o DECIGO quanto o BBO estão sendo projetados para ocuparem o *gap* em frequência entre os interferômetros terrestres e o LISA. Esse intervalo que compreende entre  $\sim 10^{-1} - 10$  Hz é livre de *confusion noise* que se dá em torno de  $\sim 10^{-3}$  Hz, possibilitando o alcance de altos *redshifts* (KAWAMARA et al., 2008).

Devido as baixas frequências em que atuará o LISA ( $10^{-4} - 10^{-1}$  Hz), a faixa de massa mais sensível para detecção está entre  $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ , com um máximo horizonte aproximando-se de  $z_{m\acute{a}x} \sim 10^3$ , com  $\text{SNR} = 5$ . Enquanto o eLISA atuando na mesma faixa de frequência, concentra maior parte de sua sensibilidade no intervalo entre  $\sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ , podendo alcançar um  $z_{m\acute{a}x} \sim 10^2$ , com  $\text{SNR} = 5$ , cerca de 10 vezes menor que o atingido pelo LISA. Essa sensibilidade cai ainda mais, próximo de  $10^9 M_{\odot}$ , chegando a atingir um  $z_{m\acute{a}x} \sim 1$ , com  $\text{SNR} = 5$  e 10.

O GEOGRAWI apresenta um  $z_{m\acute{a}x} \sim 10$  em um intervalo de massa sensível entre  $\sim 10^5 - 10^7 M_{\odot}$ , em ambas SNR. No entanto, o *redshift* aproxima-se de 1 para BNSMs com massas acima de  $10^7 M_{\odot}$ , com  $\text{SNR} = 10$ . Essa diminuição em *redshift* ocorre, pois esse interferômetro perde em sensibilidade em frequências entre  $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$  Hz, onde concentra-se a emissão de OGs de BNs com alta massa.

A Figura 4.11 apresenta o máximo *redshift* em função da massa do BN para diferentes fases da coalescência, detectáveis pelo BBO e DECIGO. Para ambas antenas utilizamos  $\text{SNR} = 5$ , o que nos oferece horizontes bem otimistas e as Equações 4.3, 4.7 e 4.14 foram utilizadas individualmente para as fases: *inspiral*, *merger* e *ringdown*, respectivamente. Por apresentarem características semelhantes, como mesma faixa de frequência e fontes potenciais similares, seus horizontes são

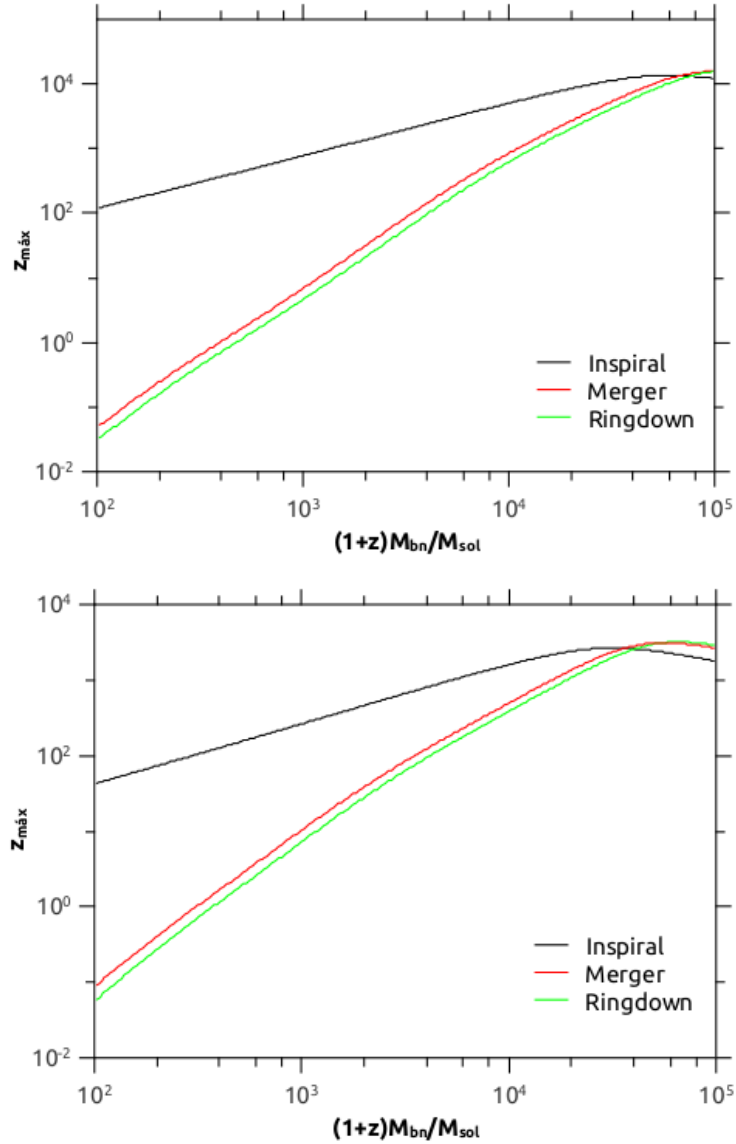


Figura 4.11 - Máximo *redshift* ( $z_{\text{máx}}$ ) em função da massa do BN para cada fase do processo de coalescência para os detectores BBO (superior) e DECIGO (inferior), com  $\text{SNR} = 5$ . As distâncias alcançadas são praticamente as mesmas para esses detectores.

praticamente os mesmos. A contribuição para o máximo horizonte,  $z_{\text{máx}} \sim 10^4$  para o BBO e  $z_{\text{máx}} \sim 10^3$  para o DECIGO, vem da fase de inspiralação com BNs entre  $\sim 10^2 - 10^5 M_{\odot}$ . Já que podemos encontrar sistemas com essa faixa de massa no início do processo de coalescência. Para o caso de BNs com massas entre  $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ , a contribuição para *redshifts* máximos, surge durante as fases *merger* e *ringdown*, mas nem o BBO e DECIGO possuem sensibilidade em frequências tão baixas ( $\sim 10^{-5} - 10^{-2}$  Hz).

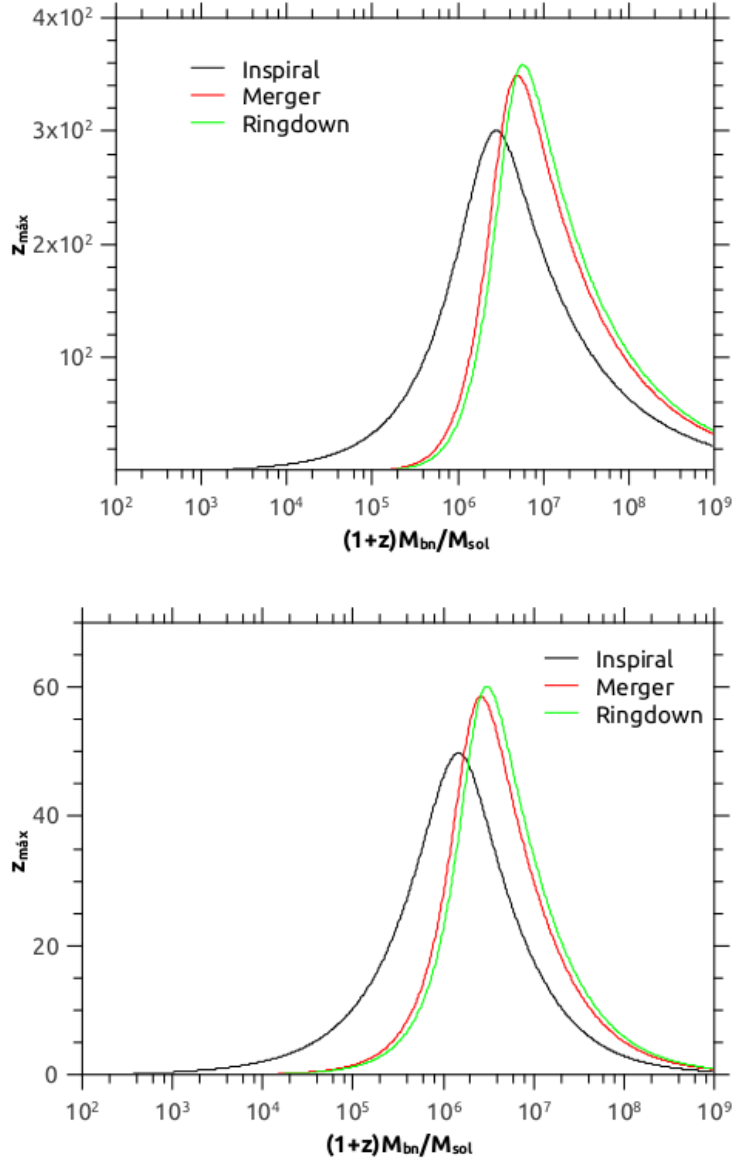


Figura 4.12 - Máximo *redshift* ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para cada fase do processo de coalescência para o detector LISA (superior) e eLISA (inferior), com SNR = 5.

A Figura 4.12 mostra que o intervalo de massa dos BNs é mais estreito quando consideramos a contribuição de cada fase do processo de coalescência, para os detectores LISA e eLISA. Para o LISA, a fase *inspiral* contribui para um máxima distância de  $z_{m\acute{a}x} \sim 3 \times 10^2$  entre  $\sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$ . Esse *redshift* máximo está de acordo com o obtido por Tinto et al. (2013), onde encontraram  $z_{m\acute{a}x} \sim 10^2$  para o último ano de inspiralação, com SNR = 10. Entre  $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$  as fases que passam a dominar são *merger* e *ringdown*, contribuindo para um  $z_{m\acute{a}x} \sim 3,5 \times 10^2$ . Enquanto para o eLISA, há uma queda em *redshift* em relação ao domínio de cada fase. Para

$\sim 10^5 - 10^6 M_\odot$  a fase dominante é a *inspiral*, contribuindo para um  $z_{m\acute{a}x} \sim 50$ , já no intervalo de massa de  $\sim 10^6 - 10^8 M_\odot$  as fases dominantes são *merger* e *ringdown*, que contribuem para um  $z_{m\acute{a}x} \sim 60$ .

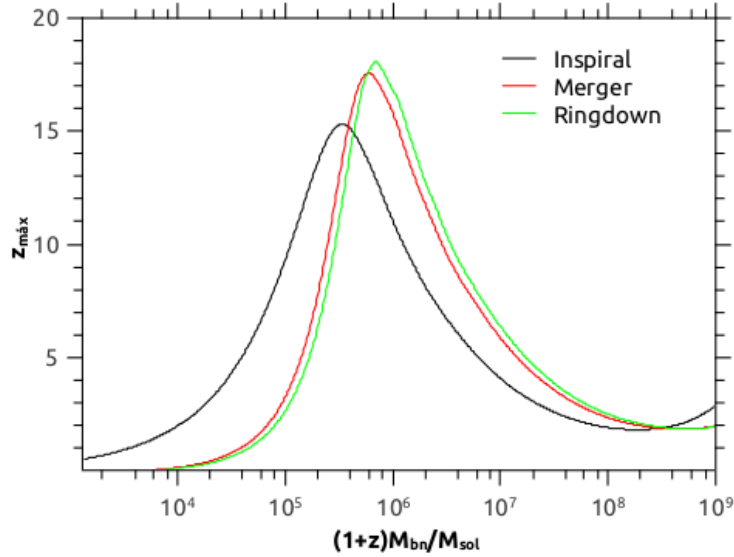


Figura 4.13 - Máximo *redshift* ( $z_{m\acute{a}x}$ ) em função da massa do BN para cada fase da coalescência de BNs com o detector GEOGRAWI, com SNR 5.

Na Figura 4.13 apresentamos a contribuição para o máximo *redshift* de cada fase de coalescência em função da massa do BN, para o detector GEOGRAWI. Para o intervalo de massa de  $\sim 10^4 - 10^5 M_\odot$ , a fase de inspiralação domina para um valor máximo do horizonte de detectabilidade, com cerca de  $z_{m\acute{a}x} \sim 15$ . Tinto et al. (2013) encontraram  $z_{m\acute{a}x} \sim 10$  para a inspiralação de binárias, com SNR = 10, onde aproxima-se do valor estimado por nós com SNR = 5. As fases *merger* e *ringdown* passam a ser dominantes entre  $\sim 10^6 - 10^8 M_\odot$ , contribuindo para um  $z_{m\acute{a}x} \sim 18$ .

Podemos perceber que para os detectores espaciais, LISA, eLISA e GEOGRAWI, o horizonte aumenta para as duas fases finais da coalescência da BBN, isso é devido a maior emissão da radiação gravitacional, já que os *merger* e *ringdown* são as fases mais dinâmicas do processo, isto é, fusão seguida da formação de um BN remanescente perturbado.

### 4.2.3 Experimento PTA

Para a obtenção do máximo horizonte é necessária a expressão analítica da sensibilidade da técnica PTA (ver no Apêndice A), levando em consideração alguns ruídos fundamentais, como da instrumentação da rede PTA e propagação dos pulsos para a detecção das OGs na faixa de nHz- $\mu$ Hz (JENET et al., 2011).

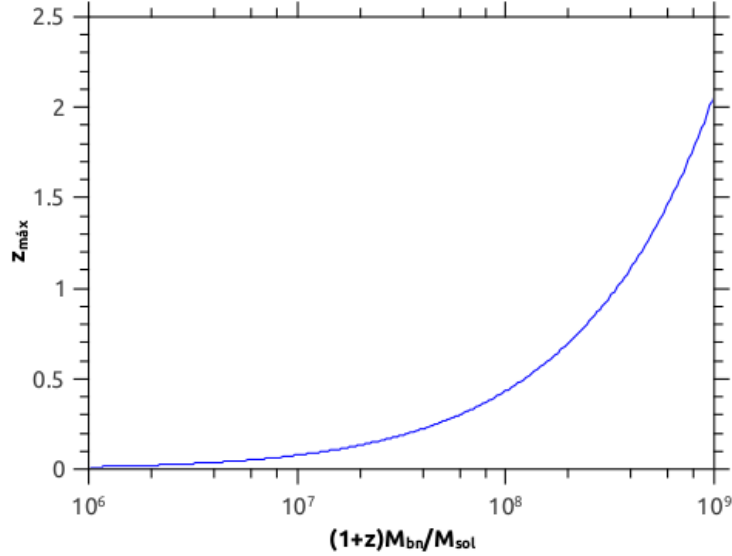


Figura 4.14 - Máximo *redshift* ( $z_{máx}$ ) em função da massa do BN para o experimento PTA para fase de inspiração de BNSMs, com SNR=1. Para esse caso foi considerado um tempo de integração de 10 anos.

A Figura 4.14 apresenta o máximo *redshift* em função da massa do BNSM para o experimento PTA. Para este caso, utilizamos a Equação 4.3 para a contribuição da fase *inspiral* e SNR=1. O máximo horizonte obtido para a técnica PTA foi  $z_{máx} \sim 2,0$ , na faixa de  $10^{-8} - 10^{-7}$  Hz. Esse horizonte está plenamente de acordo com àquele apresentado por Sesana et al. (2008) para o intervalo de  $10^{-9} - 10^{-7}$  Hz, para BNs entre  $10^8 - 10^9 M_{\odot}$ .

O PTA atua em uma faixa de frequência que vai desde  $\sim 10^{-9} - 10^{-6}$  Hz, e dentro desse intervalo as fontes mais promissoras são BNSMs, e a emissão de OGs ocorre da inspiração da binária. O máximo horizonte do PTA pode aumentar para cerca de  $z_{máx} \sim 3,0$ , se aumentarmos o tempo de integração, já que poderíamos observar a evolução do sistema por mais tempo. Isso ocorre pois o tempo que a binária leva dentro de uma faixa de frequência é muito longo ( $> 10^{10}$  anos), devido às altas massas e a grandes distâncias entre os BNs envolvidos.

## 5 TAXAS DE COALESCÊNCIA

### 5.1 Modelos de Formação de BBNs

Nesta seção descreveremos alguns modelos de formação de BNs e suas respectivas taxas de coalescência esperadas por ano para os detectores terrestres e espaciais. Para isso, usamos os horizontes de detectabilidade (utilizada a técnica *matched-filtering*) obtidos anteriormente, para diversos interferômetros mediante o modelo discutido. Comparamos ainda, nossos resultados com àqueles encontrados na literatura. É importante ressaltar, os intervalos de massa dos BNs adotados neste trabalho, para BNEs  $\sim 10 - 40M_{\odot}$ , BNMIIs  $\sim 10^2 - 10^4M_{\odot}$  e BNSMs, entre  $\sim 10^6 - 10^9M_{\odot}$ .

#### 5.1.1 Buracos Negros Estelares (BNEs)

##### 5.1.1.1 Evolução de Binárias com BNEs e Estrelas Wolf-Rayet

Um cenário bastante discutido na literatura, envolvendo BNs com massa estelar (BOGOMAZOV, 2014; BELCZYNSKI et al., 2011; BULIK; BELCZYNSKI, 2009), trata da evolução de um sistema binário formado por um BN com massa  $\sim 20 - 30M_{\odot}$  e uma estrela massiva denominada Wolf-Rayet (WR) com massa  $\lesssim 35M_{\odot}$ . Por meio do mecanismo da perda de massa, a estrela WR chegará a um ponto onde irá colapsar sobre seu núcleo, levando ao surgimento de um BN e a sucessiva formação de uma binária composta por dois BNs de massa estelar.

Há três candidatos a BNs em binárias de raio-X com a presença de uma estrela WR: Cyg X-3, IC 10 X-1 e NCG 300 X-1, localizadas na Via Láctea, IC 10 e NGC 300, respectivamente. Bogomazov (2014) simulou os caminhos evolucionários dessas binárias (além dos sistemas SS 433 e M33 X-7), desde quando suas componentes eram estrelas da sequência principal até a formação de um único BNE.

A Figura 5.1 apresenta o resultado dessa simulação da evolução seguida pelo sistema NGC 300 X-1. A notação utilizada na figura representa: I - estrela da sequência principal, III - estrela preenchendo o lobe de Roche, CE - do inglês, *Common Envelope*, SN - supernova, BH - do inglês, *Black Hole*, SBH - do inglês, *Superaccreting Black Hole*,  $M_1$  e  $M_2$  são as massas primária e secundária, respectivamente,  $a$  - semi-eixo maior, T - tempo decorrido (em Mega anos) desde a formação da binária e  $e$  - excentricidade da órbita.

Podemos acompanhar na Figura 5.1 cada estágio da binária: após exaurido o hidrogênio (H) no núcleo (I+I), a  $M_1$  preenche o lobe de Roche (III+I) e a transfe-

rência de massa na companheira leva um tempo muito curto, resultando na perda do envelope de  $M_1$  e na formação de uma estrela WR (WR+I), que após a explosão de uma SN (SN) forma um BN (BH+I). Já a estrela  $M_2$ , após sair da sequência principal preenche o lobe de Roche (BH+III), formando rapidamente um envelope comum (SBH+III). O envelope da  $M_2$  é perdido resultando na formação de uma estrela WR (BH+WR), nesse momento temos o sistema formado por um BN e uma estrela WR. O colapso da WR seguido da explosão de uma SN (SN) resulta na formação de um BN (BH+BH). Dessa forma, temos uma binária de BNs formada após cerca de 4,6 milhões de anos, que irá fundir impulsionada pela emissão de OGs (após 90 milhões de anos), resultando num único BN com massa estelar (BH, fase *ringdown*).

Além do estudo realizado por Bogomazov (2014), outra pesquisa feita por Bulik e Belczynski (2009) apresentam alguns parâmetros do sistema binário IC10 X-1, bem conhecido observacionalmente. A estrela WR apresenta um tempo de vida de  $\sim 0,5$  milhões de anos e ao formar um BNE o tempo de fusão da binária será  $\sim 3$  bilhões de anos. Esse sistema está a uma distância observável de 2 Mpc, da onde obtemos o volume detectável para essa binária, sendo  $V_{obs} \simeq 33,5 \text{Mpc}^3$  e a taxa de formação de cada binária como IC10 X-1, é de  $\sim 0,06 \text{Mpc}^{-3} \text{Myr}^{-1}$ . Considerando que em galáxias jovens (como a galáxia anã irregular IC10) e de baixa metalicidade a formação estelar é bem alta, que nesse caso, IC10 possui um alto número de estrelas WR.

A evolução desses sistemas leva à formação de dois BNEs, que podem se fundir via emissão de OGs. Estas OGs podem ser detectadas pelos interferômetros terrestres. Para os detectores iniciais, como iLIGO e iVIRGO, os maiores horizontes alcançados são da fase de inspiração, já que a faixa de massa sensível (massa *chirp*) vai até  $\mathcal{M} \simeq 25M_\odot$  (ver Figura 5.2), para esse modelo de BNEs.

Segundo esse cenário de formação de BBNEs, a estimativa da taxa de coalescência esperada por ano é dada por (BULIK; BELCZYNSKI, 2009):

$$\tilde{\mathcal{T}} = 0,69 \tilde{D}_L^3 \tilde{\mathcal{M}}_{BBN}^{5/6} \tilde{R}_{obs}^{-3} \tilde{t}_{obs}^{-1}, \quad (5.1)$$

onde  $\tilde{D}_L = D_L/18$  Mpc é a distância de luminosidade<sup>1</sup>,  $\tilde{\mathcal{M}}_{BBN} = \mathcal{M}_{BBN}/14,3M_\odot$

---

<sup>1</sup>A faixa de detectabilidade de 18 Mpc foi obtida após a quinta corrida científica do LIGO, esse valor corresponde ao horizonte médio detectável. Os autores utilizaram tanto estimativas para binárias de BNs quanto estrelas de nêutrons (ENs), por isso foi adotado essa distância média.



System	$M_1$		$M_2$	$a$	$T$	$e$
I + I	95.92		37.30	130	0	0
III + I	90.60		34.59	140	2.5	0
WR + I, CE	59.52		53.18	85	2.5	0
SN	41.67		53.09	100	2.7	0
BH + I	20.83		53.09	140	2.7	0.3
BH + III	20.83		52.31	140	4.3	0.3
SBH + III	20.83		47.70	110	4.3	0.2
BH + WR	20.83		26.06	4.9	4.3	0
SN	20.84		18.24	5.9	4.6	0
BH + BH	20.84		9.12	8.5	4.6	0.3
BH	29.96				90	

Figura 5.1 - Caminho evolucionário para NGC 300 X-1. As colunas dos parâmetros  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $a$ ,  $T$  e  $e$  acompanham a evolução do sistema.

Fonte: Bogomazov (2014)

é a massa chirp da BBN<sup>2</sup>,  $\tilde{R}_{obs} = R_{obs}/2$  Mpc é a distância observável do sistema progenitor do BN e  $\tilde{t}_{obs} = t_{obs}/0,5$  Myr<sup>3</sup>.

<sup>2</sup>Para o sistema IC10 X-1 foi obtida a  $\mathcal{M} = 14,3M_{\odot}$ .

<sup>3</sup>Myr representa Mega anos ou ainda milhões de anos. Os autores consideraram de forma conservadora, que o tempo de observabilidade é igual ao tempo de vida da estrela Wolf-Rayet, e após formada a BBNE o tempo de fusão leva cerca de 3 bilhões de anos.

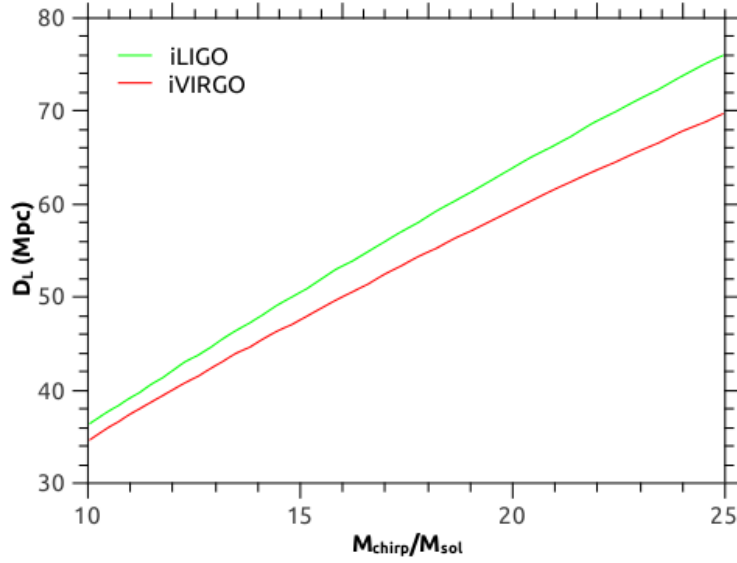


Figura 5.2 - Distância de luminosidade ( $D_L$ ) alcançada por cada detector na fase *inspiral* (com SNR=8), para o intervalo de massa chirp 10 - 25  $M_{\odot}$ , sendo 25  $M_{\odot}$  a massa chirp máxima alcançada por binárias como IC10 X-1.

Consideramos esse modelo de envelope comum para diferentes massas chirp e as distâncias de luminosidade, estimadas na Figura 5.2. Este gráfico foi obtido a partir da Equação 4.3 para a contribuição da fase *inspiral* para a distância máxima. Assumimos na Equação 5.1 as estimativas apresentadas na Figura 5.2, e valores conservadores sugeridos pelos autores, como  $R_{\text{obs}} = 2$  Mpc e tempo de fusão de 3 bilhões de anos. Através dessas considerações obtemos as estimativas do número de eventos detectáveis por ano, para o iLIGO e iVIRGO, apresentadas na Figura 5.3.

A Figura 5.3 mostra a taxa de eventos esperada para o intervalo de massa chirp entre 10 – 25 $M_{\odot}$ . As estimativas das taxas alcançaram valores muito baixos, sendo cerca de  $2 \times 10^{-3}$  eventos para uma  $\mathcal{M} = 15M_{\odot}$ , tanto para o iLIGO quanto iVIRGO, sendo para todo o intervalo de massa chirp menos de 1 evento por ano.

Extrapolamos o valor da massa chirp (acima de 14 $M_{\odot}$ ) para esse modelo, pois segundo Bulik et al. (2011) uma estrela WR com massa de  $\sim 35M_{\odot}$  formaria um BN com massa de  $\sim 26M_{\odot}$  (ver Figura 5.4). Ainda, considerando que sua companheira tenha uma massa de  $\sim 30M_{\odot}$ , a massa chirp desse sistema seria aproximadamente 24,3 $M_{\odot}$ . Assumindo essas considerações, adotamos a massa chirp até 25 $M_{\odot}$ .

A estimativa da taxa feita por Bulik e Belczynski (2009) é baseada em um único sistema binário, adotando uma massa chirp bastante conservadora,  $\mathcal{M} \sim 14M_{\odot}$ .

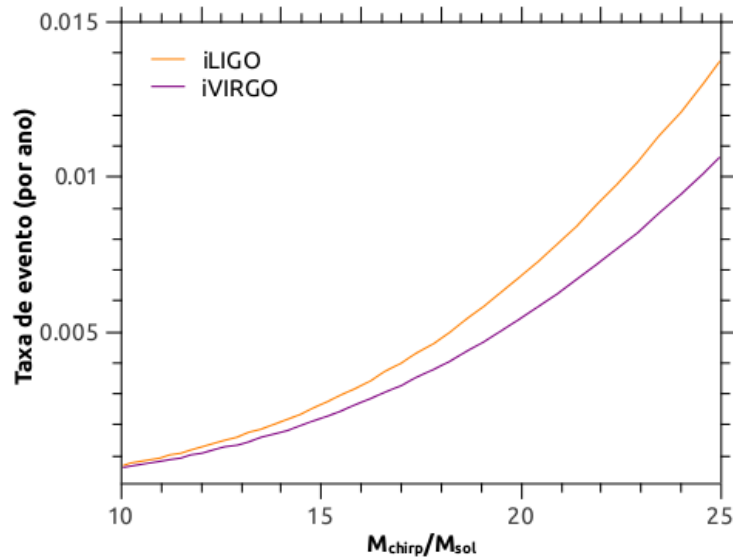


Figura 5.3 - Taxa de eventos detectáveis por ano em função da massa chirp de binárias de BNEs para as configurações iniciais dos detectores terrestres: iLIGO e iVIRGO.

Em contrapartida, apresentamos como essa taxa se comportaria para binárias mais massivas (Figura 5.3), utilizando as estimativas das  $D_L$  em específico para os detectores iniciais (Figura 5.2), diferente daquele obtido por Bulik e Belczynski (2009) que utilizam uma distância média observada pelo iLIGO para ENs e BNs.

Os valores obtidos tanto por Bulik e Belczynski (2009) (0,69 evento por ano) quanto por nós estão de acordo (menos de 1 evento por ano), já que para a configuração inicial dos detectores terrestres não houve nenhuma detecção de OGs proveniente de binárias seguindo esse modelo. Para a geração de detectores avançados, Bulik et al. (2011) propõe a estimativa da taxa para NG300 X-1, sendo cerca de 3,36 eventos por ano, detectáveis pelo aLIGO e aVIRGO. Esse resultado mostra-se mais otimista para futuras detecções de OGs proveniente do modelo de envelope comum.

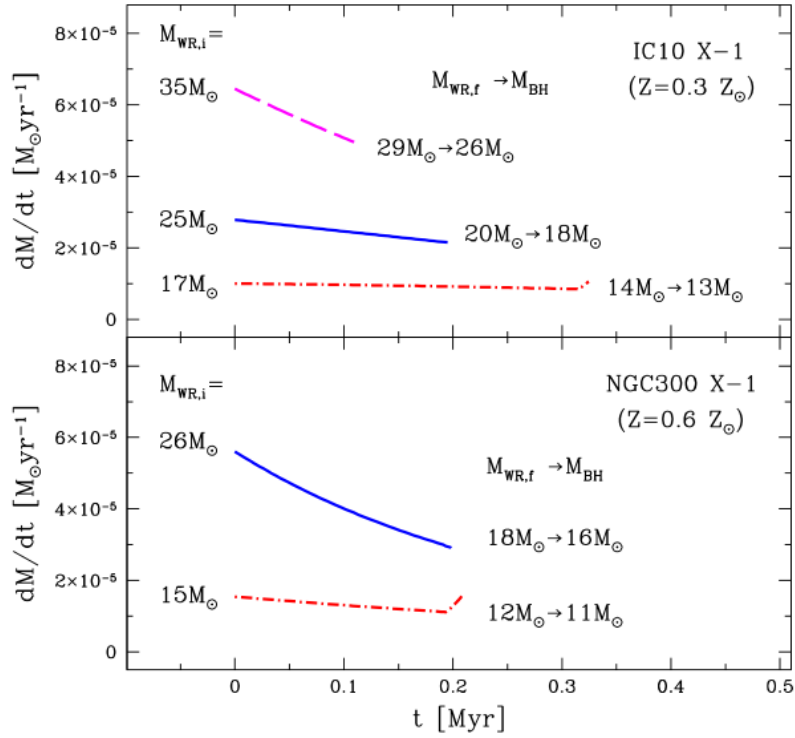


Figura 5.4 - Taxa de perda de massa (em massas solares por ano) de estrelas WR em função do tempo de vida da estrela para dois sistemas: IC10 X-1 e NGC300 X-1. No lado esquerdo temos a massa inicial da estrela e no lado direito a massa final da WR e a massa do BNE formado como resultado da evolução. Foram utilizadas, pelos autores, diferentes metalicidades para as estrelas.

Fonte: Bulik et al. (2011)

### 5.1.1.2 Binárias de BNEs Habitando em Aglomerados Globulares

Buracos negros proveniente da evolução de estrelas massivas podem ser formados em aglomerados globulares (SIPPEL; HURLEY, 2013; BANERJEE et al., 2009). Algumas observações exibem fortes evidências desse cenário de crescimento de BNs, como os dois BNs com massa estelar ( $\sim 10 - 20M_{\odot}$ ) descobertos no aglomerado M22 (STRADER et al., 2012). Estes BNs estão acretando matéria a uma taxa pequena, em binárias com estrelas da sequência principal e habitam no núcleo do aglomerado globular, M22 (ver Figura 5.5).

Como um suporte para evidências observacionais como essa, várias simulações vem sendo realizadas para estudar como ocorre a formação desses objetos compactos. Além da formação, outro questionamento vem sendo levantado, sobre qual mecanismo levaria à ejeção do BN do aglomerado.

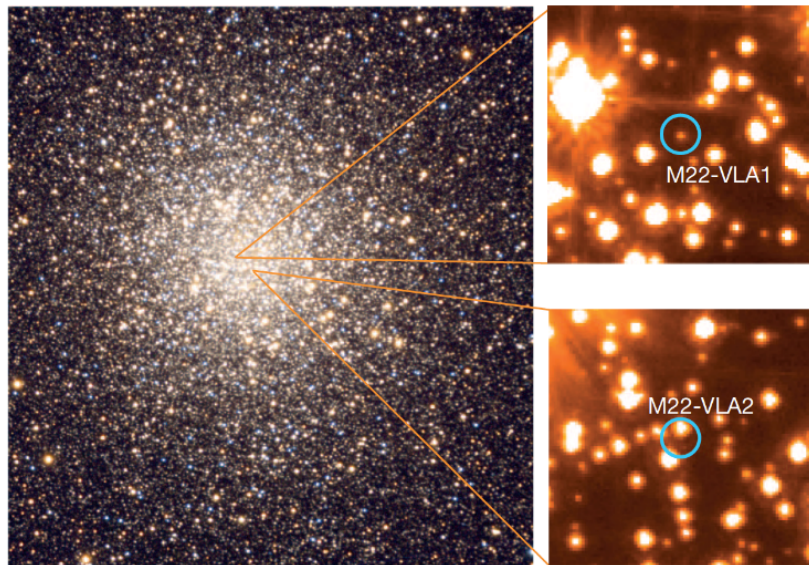


Figura 5.5 - No lado esquerdo, a imagem em óptico do aglomerado M22 mostrando a localização dos candidatos à BNEs. No lado direito, as duas imagens (superior e inferior) apresentam as fontes de rádio candidatas à companheira dos dois BNEs. Crédito da imagem M22-VLA1: Doug Matthews/Adam Block/NOAO/AURA/NSF.

Fonte: [Strader et al. \(2012\)](#)

Um modelo de aglomerado semelhante à M22 foi feito por [Sippel e Hurley \(2013\)](#), que mostraram a evolução do aglomerado até 20 bilhões de anos, mas concentraram a análise na idade de 12 bilhões de anos, pois é em média a idade dos aglomerados globulares na Via Láctea, como M22. Os resultados obtidos desta simulação foram cerca de 16 BNEs após a evolução de 12 bilhões de anos (ver Figura 5.6), alguns em sistemas binários com estrelas da sequência principal ou com outros BNEs (com  $\sim 22M_{\odot}$ ). Estimaram que a população de BNEs em um aglomerado como M22 pode chegar a centenas. Concluíram ainda, que sistemas binários formados por BNEs e ENs não são produzidos eficientemente por interações dinâmicas em aglomerados globulares.

A Figura 5.6 mostra a maioria dos BNEs localizados no centro do aglomerado. [Sippel e Hurley \(2013\)](#) explicam que isso é resultado da eficiência dos aglomerados globulares em equilibrar a distribuição de energia, resultando na segregação de massa<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>Segregação de massa é um processo que está relacionado com a queda de objetos massivos para o centro do aglomerado.

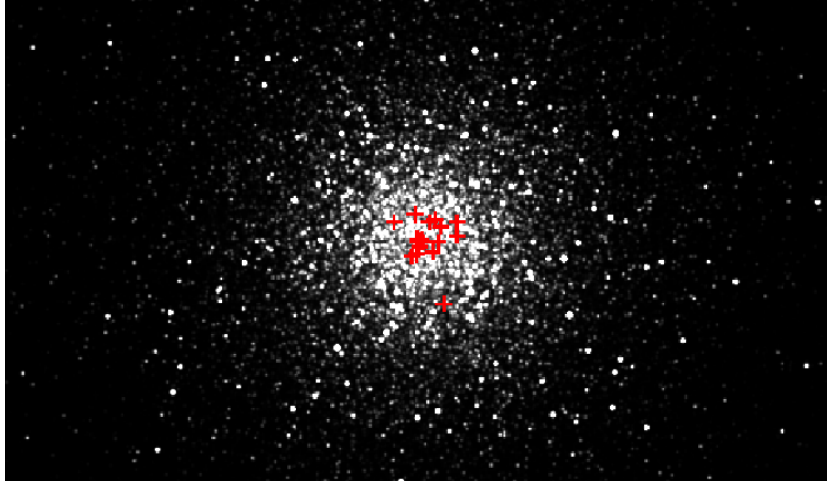


Figura 5.6 - Localização dos BNs (em cruces vermelhas) em um modelo de aglomerado com 12 bilhões de anos.

Fonte: Sippel e Hurley (2013)

A simulação mostra que esse número de BNs não foi constante durante toda a evolução do modelo de aglomerado, pois o número inicial de BNs quando o aglomerado tinha 200 milhões de anos eram de 48 caindo para 16 com 12 bilhões de anos e chegando a 10 BNs quando o aglomerado alcançar 20 bilhões de anos. O responsável pela diminuição desses objetos é o mecanismo de interação (ou interações de três corpos) entre uma binária e um único BNE levando a ruptura da binária, mas mesmo assim verificou-se que esses objetos ainda são mantidos no aglomerado. Mas essas interações podem levar em uma longa escala de tempo ao esgotamento dos BNs, já que é atingida uma velocidade suficiente para serem ejetados do aglomerado (SIPPEL; HURLEY, 2013).

Em comparação, o resultado apresentado por Banerjee et al. (2009) sugere que BNEs com  $\sim 10M_{\odot}$  segregam rapidamente em  $\sim 100$  milhões de anos no centro do aglomerado, formando um sub-aglomerado de BNs. Neste sub-aglomerado, BBNs podem ser formadas por interações de três corpos, e que em contrapartida muitas binárias são ejetadas do aglomerado por recuos recebidos durante interações super elásticas com um único BN. Mas quando tais interações são suficientes para fortalecer ("endurecer"<sup>5</sup>) a binária pode levar à fusão do sistema impulsionada pela emissão de OGs. Miller (2002) também menciona que se a velocidade de recuo recebida pela binária excede a velocidade de escape do núcleo de um aglomerado, a binária

<sup>5</sup>O "endurecimento" de uma binária ocorre quando sua energia de ligação é maior que a energia cinética típica do campo estelar.

é ejetada antes de coalescer. No entanto, uma velocidade de recuo baixa pode ser originada por um aglomerado com baixa densidade, ou de uma supernova se a massa do BN é grande ou ainda se a formação do BN parte de um colapso direto sem nenhum evento de supernova (STRADER et al., 2012).

Um fator bastante importante está relacionado à idade dos aglomerados e suas contribuições quanto à taxa de fusões de BBNEs. Aglomerados globulares velhos não contribuem de forma significativa para a coalescência de binárias (em detecções atuais), já que essas fusões ocorreram quando o aglomerado ainda era jovem. Enquanto aglomerados muito jovens com idade menor que 50 milhões de anos não tem levado a evolução de sistemas para contribuir com uma taxa significativa de coalescências. No entanto, foram encontradas cerca de 1 a 2 fusões de BBNs nas simulações de Banerjee et al. (2009) com  $\sim 4$  bilhões de anos de evolução do aglomerado. Seguindo a evolução desses sistemas binários os autores estimaram as taxas de eventos para os detectores terrestres iLIGO e aLIGO, com  $\sim 7,4 \times 10^{-3}$  e  $\sim 31$  eventos por ano, respectivamente.

Miller (2002) propõe que BBNEs em aglomerados estelares são cenários propícios para a detecção da radiação gravitacional. A estimativa da taxa de eventos depende da frequência de encontros dos BNs (seja por interações de dois ou três corpos). Nesse aspecto, é obtido o cálculo da taxa do sinal *ringdown* dessas binárias com diferentes massas, detectáveis pelo aLIGO:

$$\mathcal{T}_r \approx 0,07h^3 \left( \frac{f_{tot}}{0,1} \right) \mu_{10}^2 M_{m\acute{a}x}^{5/2} \left( \ln \frac{M_{m\acute{a}x}}{M_{m\acute{i}n}} \right)^{-1} \left( \frac{\epsilon_r}{0,03} \right)^{3/2}, \quad (5.2)$$

onde  $h$  é o parâmetro de Hubble (em unidades de  $H_0 = 70$  km/s/Mpc;  $h = 0,7$ ),  $f_{tot}$  é fração total de aglomerados globulares que possuem BNs ( $f_{tot} = 0,1$ ),  $\mu_{10}$  é a massa reduzida do sistema ( $\mu_{10} = 1$ ) e  $\epsilon_r$  é a eficiência do sinal *ringdown* ( $\epsilon_r = 3 \times 10^{-2}$ ). A expressão acima foi obtida pelo autor, para um horizonte de detectabilidade do aLIGO de até 3 Gpc, utilizando SNR=10.

Considerando a Equação 5.2, iremos estimar a taxa de eventos para o modelo discutido aqui, que sugere interações entre BNEs, levando a fusão do sistema e a emissão do sinal *ringdown*. Os valores utilizados para os parâmetros da equação acima são conservadores, propostos por Miller (2002).

Na Figura 5.7, apresentamos as taxas de eventos esperadas pelo aLIGO para a fase

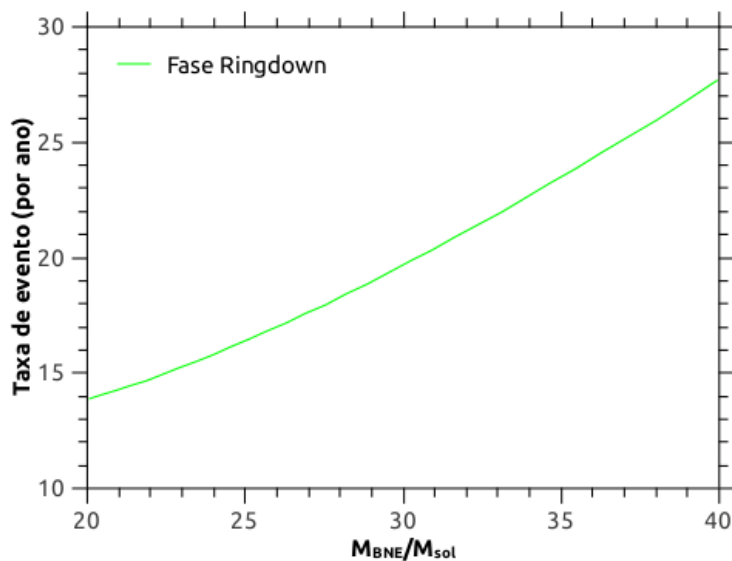


Figura 5.7 - Taxa de coalescência por ano detectável pelo aLIGO para binárias formadas por dois BNEs com diferentes massas.

*ringdown*. Fixamos o valor de  $M_{min} = 10M_{\odot}$  para o BN secundário e variamos a  $M_{máx}$  do BN primário entre  $20-40M_{\odot}$ , na Equação 5.2. As taxas encontradas variam entre  $\sim 14 - 28$  eventos por ano. A maior contribuição vem da fase *ringdown*, já que a emissão das OGs seria detectada em alta frequência ( $\sim 1$  kHz) pelo aLIGO. A fase de inspiralação não contribue para a detecção, pois essas fontes possuem baixas massas e a frequência emitida em OGs sairia da sensibilidade desse detector, além disso as componentes da binária teriam que estar próximas o suficiente para haver eficiência na emissão da radiação gravitacional.

A estimativa das taxas obtidas aqui (com até  $\sim 28$  eventos por ano) estão de acordo com aquelas encontradas por Banerjee et al. (2009) ( $\sim 31$ ) e Miller (2002) que estima que poderiam ser detectadas algumas dezenas de eventos por ano pelo aLIGO para as fases *merger* e *ringdown*. Apesar das taxas encontradas por Banerjee et al. (2009) terem sido resultado da simulação de aglomerados globulares e não possuírem uma fase do processo de coalescência específica, foram considerados episódios de emissão de OGs após a fusão das binárias.



## 5.1.2 Buracos Negros com Massa Intermediária (BNMIs)

### 5.1.2.1 Evolução de Aglomerados com BNMIs

Buracos negros com o intervalo de massa entre  $\sim 10^2 - 10^4 M_{\odot}$  têm sido objetos de vários trabalhos. Estes estudos buscam o entendimento sobre a origem e o ambiente propício para a formação destes BNs. As evidências observacionais que se têm, consideram-os fontes de raio-X ultra-luminosas (ULX, do inglês *Ultra-Luminous X-ray*). Uma descoberta recente na galáxia M82 de uma fonte de raio-X altamente luminosa e com características de variabilidade tem elevado a discussão sobre BNs com massa intermediária (PASHAM et al., 2014). Os autores dessa pesquisa sugeriram existir um BN (ou chamado, M82 X-1) com  $\sim 400 M_{\odot}$ , no centro de M82 (ver Figura 5.8). A M82 X-1 possui uma luminosidade  $\sim 5 \times 10^{40}$  erg/s e está acretando próximo do limite de Eddington<sup>6</sup>.

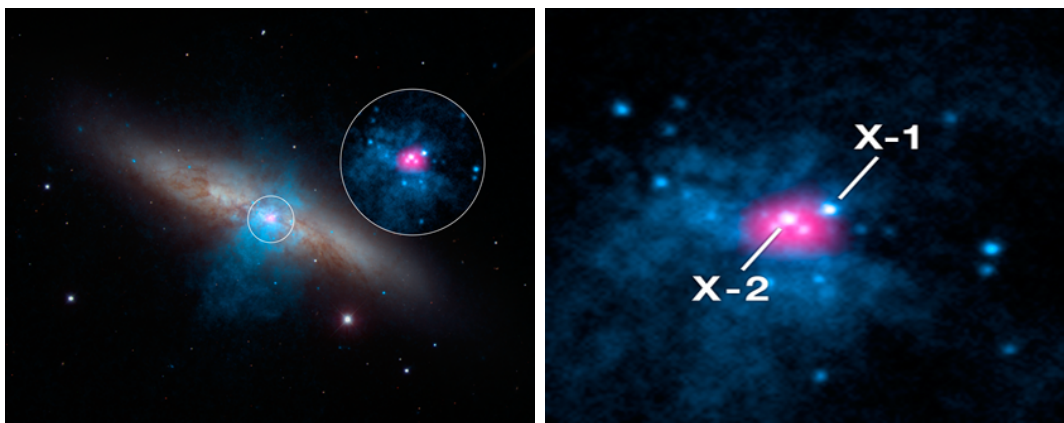


Figura 5.8 - Galáxia M82 destacado o centro galáctico pelo círculo branco (à esquerda). E à direita uma ampliação do centro de M82 das duas fontes em raio-X, sendo M82 X-1 o candidato à BNMI e M82 X-2 um pulsar. Crédito: NASA/JPL-Caltech.

Pasham et al. (2014) mencionam que M82 X-1 possui uma periodicidade de 62 dias, o que indica ser um BN com faixa de massa intermediária. Outro resultado das observações apontam que essa fonte está acretando matéria via Lobo de Roche de uma estrela companheira com massa entre  $22-25 M_{\odot}$ . Sugerem ainda, que este BNMI formou-se de um aglomerado estelar próximo (MCG-11) por colisões estelares.

Além das observações, algumas simulações sugerem que o cenário colisional é

<sup>6</sup>Há toda uma discussão sobre o pulsar M82 X-2 descoberto nessa galáxia M82 como fonte ULX, mas não iremos discutir sobre isso neste trabalho.

um ambiente favorável para a formação de BNMI. A evolução detalhada de um aglomerado estelar feita por [Gürkan et al. \(2006\)](#) apresentou estrelas primordiais muito massivas ( $> 10^2 - 10^3 M_{\odot}$ ) formadas entre colisões de estrelas individuais em um tempo menor que 3 milhões de anos. Essas estrelas seguiram sua evolução separadamente e formaram eventualmente um BNMI. Os autores sugeriram essas estrelas massivas como sementes primordiais para a formação desses BNs.

Outros modelos teóricos de formação de BNMI indicam que binárias podem surgir por canais diferentes em aglomerados. Estes canais são chamados a) canal de um aglomerado duplo: com a fusão de dois aglomerados, cada um com um BNMI ou b) canal de um único aglomerado: que surge a partir do colapso do núcleo de um aglomerado estelar jovem e denso. O crescimento desses BNMI tornam-se um mecanismo de formação de BNSMs em aglomerados globulares ou núcleo de galáxias ([MAZZOLO et al., 2014](#)).

O modelo que propõe o canal de aglomerado duplo é sustentado por observações que sugerem que aglomerados estelares podem constituir em binárias ou em grupos maiores ligados gravitacionalmente. [Amaro-Seoane e Freitag \(2006\)](#) consideram que a fusão de aglomerados, cada um com um BNMI central pode levar a formação de um par de BNMI e a subsequente emissão da radiação gravitacional. Vale ressaltar que os dois canais de formação de binárias estão relacionados, já que o surgimento do BNMI central aconteceu pelo colapso do núcleo do aglomerado. Este fato explica porque alguns aglomerados são mais compactos.

Nas simulações de [Amaro-Seoane e Freitag \(2006\)](#) são considerados aglomerados compactos, cada um contendo 63 mil estrelas (com  $1M_{\odot}$  cada) havendo a fusão dos dois aglomerados quando aproximam-se a uma distância mínima de 2 pc. Após cerca de  $\sim 7$  milhões de anos os dois aglomerados fundiram formando uma BBNMI. Cada BNMI contido no aglomerado possui uma massa de  $300M_{\odot}$ . A evolução da binária é impulsionada pela emissão de OGs levando cerca de  $\sim 10^8$  anos para coalescer. Os autores encontraram que interações com estrelas do aglomerado aumenta a excentricidade do sistema. Mas a órbita vai decrescendo pela perda de energia em OGs.

Considerando essas fontes emissoras de OGs, a fase mais importante para os detectores espaciais é a inspiração. A estimativa da taxa de eventos detectável pelo LISA, para os últimos anos da fase *inspiral*, para BNMI da ordem de  $10^2 M_{\odot}$ , levando em conta esse cenário é ([AMARO-SEOANE; FREITAG, 2006](#)):

$$\mathcal{T}_i = 4 - 5 \left( \frac{P_{ra}}{0,1} \right)^2 P_{fus}, \quad (5.3)$$

onde  $P_{ra}$  é a probabilidade da evolução de um aglomerado para uma fase de colisão e  $P_{fus}$  é a probabilidade de fusão entre dois aglomerados.

Para a Equação 5.3, adotaremos um quadro otimista, seguindo as considerações assumidas por Amaro-Seoane e Freitag (2006) e para um quadro conservador, seguiremos Gürkan et al. (2006). Dessa forma, os valores de  $P_{ra}$  tornam-se altamente incertos, pois dependem das condições iniciais atribuídas ao aglomerado, seguindo um valor otimista apresentado em simulações, consideramos  $P_{ra} = 0,4$ , na expressão acima. Enquanto para  $P_{fus}$ , temos um valor de 0,3 sustentado por modelos teóricos, que consideram que colisões entre aglomerados são eficientes para formação de binárias, e que cada aglomerado possui um BNMI levando à coalescência do sistema.

Dadas essas condições, e atribuindo os valores de  $P_{ra}$  e  $P_{fus}$  do quadro otimista, na Equação 5.3, as estimativas obtidas, variam entre 19 a 24 eventos por ano detectáveis pelo LISA, para a fase *inspiral*. Esses valores podem variar mediante as mudanças de  $P_{ra}$  e  $P_{fus}$  e essas variações dependem das considerações adotadas pelo modelo. Suponhamos agora, valores conservadores para a Equação 5.3 com  $P_{ra} = 0,3$  e  $P_{fus} = 0,1$ , temos que as taxas encontradas estão entre 3,6 a 4,5 eventos. Vejamos que nesse caso, as colisões entre os aglomerados não foram suficientes (nem eficientes) para formar muitas binárias e conseqüentemente não houve tantas coalescências (em particular, inspirações) dos BNMIs.

Como era esperado, as taxas de detecções de BNMIs são bastante incertas. Apesar de haver algumas evidências observacionais, as lacunas em torno desses objetos são bem grandes o que tornam necessárias mais observações para confirmar alguns aspectos associados à formação de BBNMIs. Além disso, algumas simulações adotam certas extrapolações que comprometem seus resultados realistas. Essas extrapolações assumem valores muito otimistas no que se refere a fração de BNs em aglomerados, altas taxas da probabilidade de fusão entre aglomerados e um canal de crescimento dependente de outro canal (AMARO-SEOANE; SANTAMARÍA, 2010). Sem contar que, a expressão adotada para estimar a taxa de eventos não possui dependência com distância de luminosidade ou *redshift*, tornando ainda mais incerta a precisão dos resultados.

### 5.1.2.2 Interações entre BNMI

Durante o tempo de vida de uma binária ocorrem diversas interações dinâmicas. Estas interações envolvem outras binárias ou apenas um único BN. Os ambientes que suportam essas interações são os aglomerados, como mencionamos anteriormente. Observações sugerem esses ambientes, pois geralmente os BNs estão no centro do aglomerado denso e devido à segregação de massa, a probabilidade desses BNs encontrarem outros BNs aumenta a chance de formarem binárias. Os sucessivos encontros podem ser tão eficientes que leva o sistema a fusão movido pela radiação gravitacional e a formação de BNMI.

Os vestígios deixados por essas interações são as OGs, que marcam a evidência tanto dos encontros quanto do processo de coalescência sofrido por sistemas binários. Muitas simulações envolvendo sucessivos encontros mostram que as OGs são um fator importante que levam à mudanças nos parâmetros da binária, como excentricidade e separação entre as componentes (semi-eixo maior).

Os resultados da simulação realizada por [Gültekin et al. \(2004\)](#) mostram que um encontro intenso entre BNs favorece a grandes decréscimos ou aumentos da excentricidade enquanto o semi-eixo maior muda em quantidades relativamente constantes. Se a excentricidade da binária atinge um alto valor depois do encontro, pode ocorrer a fusão da BBN antes do próximo encontro. Isso ocorre pois as sucessivas interações entre BNs depositam energia formando a binária e quanto maior o número de encontros, maior será a excentricidade final do sistema. Essa excentricidade vai diminuindo devido à emissão de OGs durante a coalescência.

Os autores mencionam ainda que quanto à separação da binária, os dois BNs tendem a fusão antes que aconteça outro encontro e seja depositado mais energia ao sistema dificultando a coalescência. A ejeção de BNs também é discutida, segundo [Gültekin et al. \(2004\)](#) a conservação de energia assegura que mesmo que encontros aumente a energia de ligação do sistema, resulta em um aumento da velocidade relativa entre a binária e o único BN. Caso a velocidade do BN seja maior que a velocidade de escape do núcleo do aglomerado (o valor sugerido para  $v_{esc} \sim 50\text{km/s}$ ), ele poderá ser ejetado. Além disso, pela conservação do momento quando o BN é ejetado com uma velocidade muito alta (a velocidade de recuo da binária pode ser obtida, como  $v_{rec} \sim (m_1/m_2)^2$ ), a binária também pode ser ejetada.

Este cenário de encontros parte das múltiplas interações sofridas entre BNs com massa estelar, levando para um caminho de crescimento de BNMI. [Miller \(2002\)](#)

considera que interações entre BBNs com um único BNE, tornam-se sementes para a formação de BNMI. A formação da binária pode se constituir de BNEs e BNMI ou dois BNMI havendo a emissão de OGs das fases de inspiralação. A frequência emitida por essas OGs preenchem a banda de sensibilidade de futuros detectores espaciais, como LISA. Mas a parte da frequência mais promissora desses sistemas refere-se a chamada frequência da órbita circular estável mais interna (ISCO, do inglês *Innermost Stable Circular Orbit*) que acontece no último ano ou a poucos meses do sistema entrar em fusão.

Sabendo da importância da radiação gravitacional emitida nessa fase, Miller (2002) obteve a expressão para a taxa de eventos do último ano de inspiralação antes da fusão, detectável pelo LISA. Para esse cálculo o autor seguiu as considerações feitas por Flanagan e Hughes (1998), de modo que a expressão fica:

$$\mathcal{T}_i \approx 0,02h^3 \left( \frac{f_{tot}}{0,1} \right) \mu_{10}^{1/2} M_{m\acute{a}x}^{3/2} \left( \ln \frac{M_{m\acute{a}x}}{M_{min}} \right)^{-1}, \quad (5.4)$$

onde  $h$  é o parâmetro de Hubble (em unidades de  $H_0 = 70$  km/s/Mpc;  $h = 0,7$ ),  $f_{tot}$  é fração total de aglomerados globulares que possuem BNs ( $f_{tot} = 0,1$ ) e  $\mu_{10}$  é a massa reduzida do sistema ( $\mu_{10} = 1$ ). Para o cálculo da expressão acima, o autor adotou o tempo de integração de 1 ano, distância de luminosidade de até 3 Gpc e SNR=10.

Assumindo os valores sugeridos por Miller (2002), na Equação 5.4, estimamos as taxas de eventos por ano, para o detector LISA. Consideramos sistemas binários na fase de inspiralação, formados por um BNE e um BNMI, e em outro caso, por dois BNMI. Os valores das taxas obtidos a partir desse modelo de formação, podem ser encontrados na Figura 5.9.

A Figura 5.9 apresenta as taxas de eventos detectáveis ao LISA para binárias formadas por a) BNE-BNMI, onde fixamos  $M_{min} = 40M_{\odot}$  para BNEs e variamos a  $M_{m\acute{a}x}$  entre  $100 - 300M_{\odot}$  para BNMI, na Equação 5.4, detectando cerca de 1 evento por ano para binárias com  $40 M_{\odot}$  e  $300 M_{\odot}$ , já na Figura b) mantivemos a  $M_{min} = 100M_{\odot}$  e  $M_{m\acute{a}x} = 200 - 1000M_{\odot}$  formando BNMI-BNMI, chegando a menos de 3 eventos por ano para um sistema de  $10^2M_{\odot}$  e  $10^3M_{\odot}$ . Esses valores estão de acordo com Miller (2002), onde é mencionado que para um tempo de integração de 10 anos (com SNR=5), o LISA poderia detectar várias dezenas de fontes na fase final da *inspiral*.

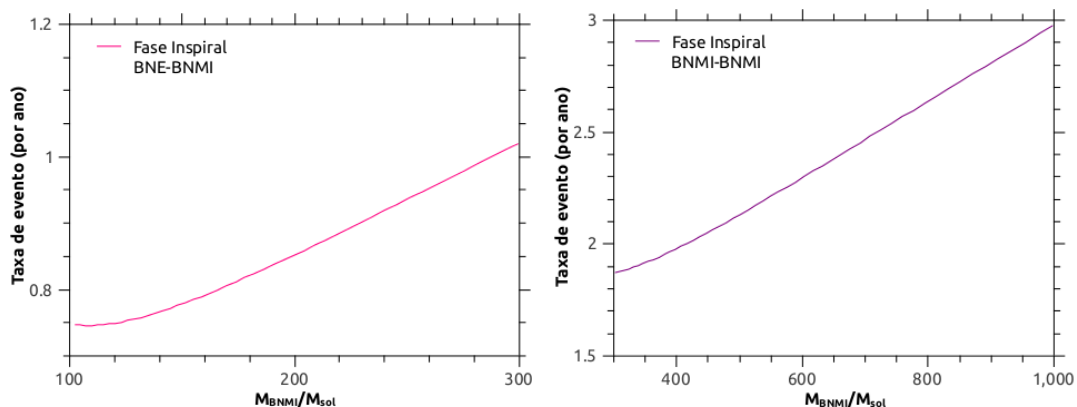


Figura 5.9 - Taxa de coalescência por ano detectável pelo LISA na fase de inspiralação, para binárias formadas por a) BNEs e BNMI (à esquerda) e b) binárias de BNMI com massas diferentes (à direita).

O maior número de eventos detectáveis com BBNMIs se deve ao fato de haver maior quantidade de BNs com massa acima de  $100 M_{\odot}$  do que acima de  $10 M_{\odot}$ , em aglomerados (MILLER, 2002). A explicação para este fenômeno está relacionada com o mecanismo de ejeção de BNEs nas interações de multi-corpos. A este mecanismo, dá-se o nome de Kozai e depende de muitos fatores que incluem, detalhes das interações entre duas binárias ou entre uma binária e um único BN (ou estrela), ou ainda a fração de BNs em binárias, sem contar a dinâmica do aglomerado que habitam esses sistemas. A razão é porque o mesmo processo que fortalece ("endurece") uma binária, segue para uma fusão, concedendo também velocidade ao BNE, impulsionando-o para fora da binária e do aglomerado, antes mesmo de ocorrer a fusão (MILLER; HAMILTON, 2002).

### 5.1.3 Buracos Negros Supermassivos (BNSMs)

#### 5.1.3.1 Binárias de BNMI Formando BNSMs

Até agora, discutimos como BNMI são formados, suas evidências observacionais e algumas simulações na tentativa de compreendê-los. Mas alguns estudos apontam que esses objetos com uma faixa de massa tão larga podem ser considerados grandes sementes para a formação de BNSMs, já que o crescimento de BNMI se dá em galáxias e por meio de alguns mecanismos, como fricção dinâmica, que os fazem cair em direção ao centro galáctico, surgindo BNs altamente massivos. O intervalo de massa estimado para BNSMs está entre  $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ .

Observações na galáxia *starbust* M82 feitas por Matsushita et al. (2000) encontraram

evidências de um candidato à BNMI, com  $\sim 10^3 M_\odot$ . Se a contínua formação de estrelas massivas em BNEs for o principal mecanismo de acreção para o crescimento desse BNMI, ele poderá afundar para o núcleo da *starburst* por fricção dinâmica em cerca de  $\sim 2 \times 10^6$  anos. Outras observações em raio-X realizadas por [Matsumoto et al. \(2001\)](#) também evidenciaram a presença de uma fonte com alta variabilidade em sua luminosidade que indicou ser um BNMI com  $\sim 700 M_\odot$ , em M82. Ambos estudos propõem que a massa desse BN pode vir a crescer por fusões com outros BNs e tornar-se um BNSM com massa acima de  $10^6 M_\odot$ .

Estas descobertas observacionais abriram novos caminhos para modelos teóricos de BNSMs em centros de galáxias. Um cenário de formação de BNSMs sugerido por [Ebisuzaki et al. \(2001\)](#), consiste na formação de BNMIIs a partir da fusão de estrelas massivas em aglomerados estelares densos. Enquanto os BNMIIs estão sendo formados, os aglomerados vão em direção ao núcleo galáctico (decaimento orbital) por meio da fricção dinâmica, depositando os BNMIIs próximo do núcleo da galáxia. Então, os BNMIIs formam binárias que coalescem via emissão de OGs levando a formação de BNSMs.

Esse cenário torna-se promissor, já que são considerados BNMIIs formados de estrelas massivas e não de BNEs. Pois estes BNEs geralmente são ejetados do aglomerado (pelo mecanismo chamado *slingshot*) por interações com outros BNs antes que haja a fusão da BBNE e a sucessiva formação de BNMIIs.

Seguindo o cenário de formação proposto por [Ebisuzaki et al. \(2001\)](#), simulações realizadas por [Matsubayashi et al. \(2004\)](#) sugerem sucessivas coalescências de binárias de BNMIIs (com cada BNMI de  $\sim 10^3 M_\odot$ ) levando a formação de BNSMs ( $> 10^6 M_\odot$ ). Para isso, são assumidas cerca  $N = 10^3$  fusões sofridas por um BNSM central em uma galáxia. Essa análise nos ajuda a averiguar a emissão da radiação gravitacional através da taxa de coalescência esperada para diferentes cenários de crescimento de BNSMs.

A estimativa da taxa de eventos de BNMIIs depende do modelo de distribuição de galáxias e do modelo de formação de BNSMs. Considerando as suposições de [Matsubayashi et al. \(2004\)](#), temos dois modelos de distribuição de galáxias: Modelo TH (do inglês, *Thin Shell*) assume que todas as galáxias nasceram e cresceram em  $z = 2, 5$  e o Modelo HM (do inglês, *Homogeneous*) considera que cada galáxia aparece a uma taxa constante entre  $0 \leq z \leq 2, 5$ <sup>7</sup>. A formação de BNSMs

---

<sup>7</sup>Ambos os modelos de distribuição de galáxias são consistentes com a observação do pico de distribuição de quasares em  $z \simeq 2, 5$ . Além disso, são assumidas que todas as galáxias elípticas com



está relacionada com os modelos de crescimento hierárquico e/ou monopolístico<sup>8</sup> adotados para as BBNMIs.

Considerando o Modelo HM de distribuição de galáxias e o cenário de crescimento hierárquico, a taxa de eventos esperada por ano fica (MATSUBAYASHI et al., 2004):

$$\mathcal{T}_{HMh} = 22 \frac{n_{gl}}{10^{-3} Mpc} \left( \frac{D_L}{4Gpc} \right)^2 \frac{10^3 M_\odot}{M_T} \frac{M_c}{10^6 M_\odot}, \quad (5.5)$$

onde  $n_{gl}$  é a densidade do número de galáxias (estimada para ser  $10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$ ),  $D_L$  é a distância de luminosidade alcançada pelo detector,  $M_T$  é a massa total do BN final e  $M_c$  é a massa do BNSM central. Para esse cenário de crescimento, consideramos os dois BNMIs com massas iguais.

Para o cenário de crescimento monopolístico, adotando o Modelo HM, a taxa de eventos é (MATSUBAYASHI et al., 2004):

$$\mathcal{T}_{HMm} = 22 \times 10^{-3} \frac{n_{gl}}{10^{-3} Mpc} \left( \frac{D_L}{4Gpc} \right)^2 \frac{M_T}{10^3 M_\odot} \frac{10^3 M_\odot}{\langle m \rangle}. \quad (5.6)$$

Enquanto para Modelo TH de distribuição de galáxias, a taxa de coalescência é dada por:

$$\mathcal{T}_{THm} = 67 \times 10^{-3} \frac{n_{gl}}{10^{-3} Mpc} \left( \frac{D_L}{4Gpc} \right)^2 \frac{M_T}{10^3 M_\odot} \frac{10^3 M_\odot}{\langle m \rangle}, \quad (5.7)$$

onde  $\langle m \rangle$  representa a massa do BN secundário (ou seja, a massa menor). Neste modelo de crescimento monopolístico, fixamos  $\langle m \rangle = 10^2 M_\odot$  e o BN primário representa a massa total na última fase.

As fusões de BBNMIs entre  $\sim 10^2 - 10^4 M_\odot$  podem produzir OGs na faixa de frequência de  $\sim 1 - 10^2$  Hz, nas fases *merger* e *ringdown* (ou apenas na fase *ringdown*). A eficiência da radiação gravitacional para essas fases assumida aqui, segue o mesmo valor adotado por Matsubayashi et al. (2004) de  $\epsilon = 10^{-2}$ . Para esse intervalo de frequência, a detecção do sinal *ringdown* seria observável pelos

---

<sup>8</sup> $z = 2, 5$  possuem o mesmo cenário de evolução.

<sup>8</sup>No cenário hierárquico, dois BNs de mesma massa sofrem repetidos processos de fusões formando um BNSM enquanto no caso monopolístico, um único BN cresce por meio de fusões contínuas com BNs companheiros circundantes.



detectores terrestres avançados: aLIGO e ET, para o Modelo HM de distribuição de galáxias e o modelo de crescimento hierárquico.

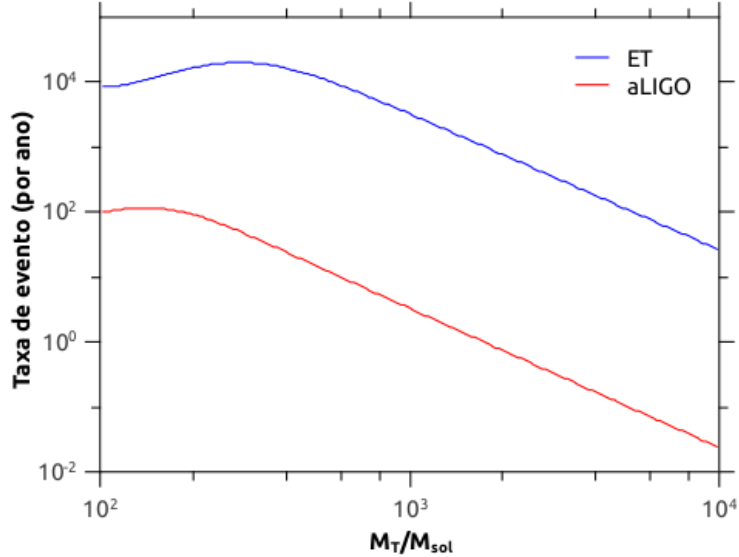


Figura 5.10 - Taxa de coalescência por ano em função da massa total do BNMI para as fases *merger* e *ringdown*, adotando o Modelo HM de distribuição de galáxias e o modelo de crescimento hierárquico de BBNMIs para a formação de BNSMs. Assumimos  $\text{SNR}=8$  para  $D_L$  do aLIGO e ET.

A Figura 5.10, apresenta as taxas de eventos para o Modelo HM de distribuição de galáxias e o crescimento hierárquico de formação de BNSMs. Para isto, assumimos as Equações 4.7 e 4.14 para a obtenção dos horizontes de detectabilidade para o aLIGO e ET, durante as fases finais (*merger+ringdown*). Então, atribuímos as distâncias de luminosidade desses detectores à Equação 5.5 e obtemos as taxas de eventos. Foram plotadas estimativas para todo o intervalo de massa dos BNMIs a fim de analisarmos quais faixas são mais sensíveis para o aLIGO e ET.

Considerando que as observações feitas por Matsumoto et al. (2001) indicaram existir um BNMI com massa de  $\sim 700M_{\odot}$  e que ele dará surgimento a um BNSM, a Figura 5.10 mostra que o detector aLIGO esperaria cerca de  $\sim 7$  eventos por ano a uma distância de  $\sim 1,9$  Gpc, para a fase final da coalescência de um BN de tal massa. Enquanto o ET detectaria praticamente todos os eventos envolvendo BNMIs.

Quanto à observação da formação de BNSMs seguindo esse modelo, o aLIGO não seria promissor, já que possui melhor sensibilidade em torno de  $10^2 - 10^3M_{\odot}$ , correspondendo às frequências de  $10 - 10^2$  Hz, pois como vemos no gráfico a taxa

de eventos cai para massas mais altas, isso ocorre pois a massa desses BNs é inversamente proporcional a frequência *ringdown*. Para o ET, o Modelo HM e o crescimento hierárquico de BNSMs seria bastante promissor, pois sua sensibilidade estende-se por toda faixa de frequência, desde  $1 - 10^2$  Hz, correspondendo a todo o espectro de massa dos BNMIs.

Por esse fato, os detectores terrestres avançados poderão detectar apenas o modelo de crescimento hierárquico para a formação de BNSMs, pois a emissão da radiação gravitacional aparece nesta região alta de frequência, enquanto no cenário monopolístico os *bursts* de OGs surgem em baixa frequência ( $< 10^{-1}$  Hz). Escolhemos apenas o Modelo HM de distribuição de galáxias, pois com o horizonte ( $z \simeq 0,7$ ) alcançado pelo aLIGO não haveria detecção dos eventos ocorrendo a um *redshift* constante ( $z = 2,5$ ), como sugerido pelo Modelo TH.

As estimativas das taxas de eventos detectáveis pelos interferômetros espaciais BBO e DECIGO, considerando seus horizontes de detectabilidade, são verificadas na Figura 5.11.

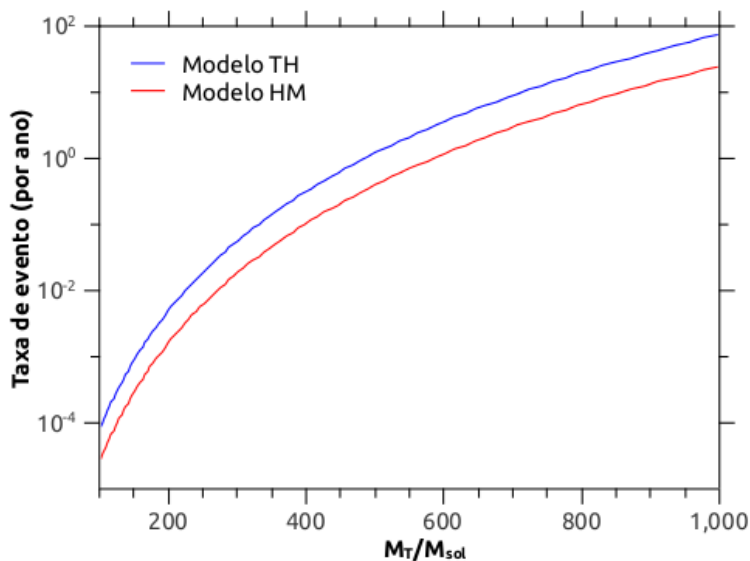


Figura 5.11 - Taxa de coalescência por ano detectável pelo BBO ou DECIGO para a fase *ringdown*. Adotamos o modelo de crescimento monopolístico de BBNMIs para a formação de BNSMs. Como esses detectores possuem horizontes semelhantes, suas taxas de eventos detectáveis são praticamente a mesma para esse modelo. Assumimos  $SNR=5$  para  $D_L$  do BBO e DECIGO.

A Figura 5.11 mostra a taxa de eventos considerando o crescimento monopolístico

de formação de BNSMs tanto para o Modelo TH quanto o Modelo HM. Neste caso, assumimos a Equação 4.14 para obtermos os horizontes de detectabilidade para o BBO e DECIGO, durante a fase *ringdown*. Após as estimativas das distâncias de luminosidade desses detectores, atribuímos às Equações 5.6 e 5.7 para encontrarmos as taxas de eventos anuais. Podendo ser detectado cerca de  $\sim 10$  eventos para o Modelo TH e  $\sim 3,17$  eventos por ano para o Modelo HM, na faixa de BNMIIs com  $\sim 700M_{\odot}$ . Enquanto para BNMIIs com  $\sim 10^3M_{\odot}$  são esperados para o Modelo TH  $\sim 76$  eventos e para o Modelo HM  $\sim 24$  eventos por ano. O Modelo TH mostrou-se mais eficiente para o crescimento de BNSMs quando considera que todas as galáxias evoluíram a um *redshift* constante de 2,5 suportando os sucessivos eventos de fusões entre binárias.

Devido ao máximo *redshift* de  $z \sim 10^2$  alcançado na fase *ringdown* pelos detectores BBO e DECIGO, suas detecções seriam de praticamente todas as coalescências envolvendo BBNMIIs, sondando a formação de BNSMs em centros galácticos. Mas como estamos interessados em BNs com  $\sim 700M_{\odot}$  e não conhecemos muito bem o que acontece no processo de formação de BNs para *redshifts* muito altos, restringimos o intervalo de massa até  $10^3M_{\odot}$ , seguindo o modelo aqui descrito.

A detecção das taxas de eventos no cenário monopolístico são muito importante para acompanhar a fusão de BBNMIIs com diferentes massas. Como era de se esperar o eLISA e GEOGRAWI não possuem sensibilidade suficiente para detectar eventos da fase *ringdown* para esse modelo, mas apenas da fase de inspiralação de BNMIIs.

### 5.1.3.2 Sementes Primordiais de BNSMs

Alguns modelos sugerem que a classe de BNMIIs seriam as sementes que dariam origem à BNSMs. Essas sementes podem conter pequenas ou grandes massas, que variam mediante os modelos teóricos. Simulações cosmológicas feitas por [Filloux et al. \(2010\)](#) mostram que sementes de BNs com  $100 M_{\odot}$  em proto-galáxias podem crescer por acreção de gás e fusões, produzindo BNSMs com massa entre  $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ , em centros galácticos.

Neste cenário de crescimento de BNSMs, as sementes de  $100 M_{\odot}$  são o produto final da evolução de estrelas massivas primordiais. As simulações mostram que para BNSMs com massas acima de  $10^9 M_{\odot}$ , ocorreram cerca de 500 coalescências durante o histórico evolucionário ([FILLoux et al., 2011](#)). Esse histórico de fusões sofridas por uma binária de BNs pode levar a detecção de OGs da fase *ringdown* do processo final de coalescência.

Segundo Filloux et al. (2011), foi possível derivar, por meio da simulação dos diferentes mecanismos físicos que afetam a hidrodinâmica do BN, a taxa de coalescência por unidade de volume e por intervalo de massa  $\Psi(M, z)$ , ver, por exemplo, Figura 3 de Filloux et al. (2011), que apresenta essa taxa como uma função da massa do BN resultante para *redshifts* diferentes. Por meio dessa taxa, é obtido o número de eventos para os detectores interferométricos espaciais. A taxa de coalescência diferencial como uma função da massa e *redshift* do BNSM, é dada por:

$$d\mathcal{T} = \frac{\Psi(M, z)}{(1+z)} \frac{dV}{dz} dM dz, \quad (5.8)$$

onde o fator  $(1+z)$  leva em consideração a dilatação temporal, dada a distância cosmológica da fonte.

Considerando que as fontes movem-se junto com a expansão do Universo, assumem-se para as equações a seguir, o parâmetro de Hubble,  $H_0 = 70$  km/s/Mpc, parâmetro de densidade da constante cosmológica,  $\Omega_\Lambda = 0,7$  e parâmetro de densidade de matéria,  $\Omega_m = 0,3$ . Representando o elemento de volume comóvel  $dV$  para Universo plano, temos:

$$dV = 4\pi \left( \frac{c}{H_0} \right) \frac{r^2(z) dz}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}}, \quad (5.9)$$

a distância comóvel  $r(z)$  fica:

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z')^3}}. \quad (5.10)$$

Como estamos interessados na frequência emitida da fase *ringdown*, faremos uma mudança de variável na Equação 5.8 tomando a massa do BNSM em função da frequência, assim a taxa de eventos por intervalo de frequência logarítmica é dada por:

$$\frac{d\mathcal{T}}{d\ln(f_{rd})} = \int_{z_{min}(f_{rd})}^{z_{max}(f_{rd})} \frac{\Psi(f_{rd}, z)}{(1+z)} \frac{dM}{d\ln(f_{rd})} \frac{dV}{dz} dz, \quad (5.11)$$

onde  $f_{rd}$  é a frequência *ringdown*.

Consideramos *redshift* máximo de 20 para os detectores<sup>9</sup> eLISA, GEOGRAWI, BBO e DECIGO, na Equação 5.11, e estimamos as taxas de eventos por ano (ver Tabela 5.1), seguindo esse modelo de formação de BNSMs. Este modelo sugere que não há contribuições significativas de sinais *ringdown* acima desse valor de *redshift*. Adotamos para todos os casos, BNs com spin nulo, eficiência da radiação gravitacional,  $\epsilon_r = 10^{-2}$  e diferentes SNR.

Apresentamos na Tabela 5.1 as taxas de eventos esperadas para os detectores espaciais: eLISA, GEOGRAWI, BBO e DECIGO.

Tabela 5.1 - Taxas de coalescência esperadas para a geração de detectores interferométricos espaciais.

<i>Detector</i>	<i>SNR</i>	<i>Taxa (por ano)</i>
eLISA	5	20,7
-	10	17,7
GEOGRAWI	5	24,5
-	10	16,8
BBO/DECIGO	5	28,9

Embora o atual projeto eLISA tenha passado por mudanças que afetem a sua sensibilidade, as taxas encontradas são bastante animadoras, chegando a 20,7 eventos por ano para SNR=5 e 17,7 eventos para SNR=10. Comparando-as com as taxas obtidas para o antigo projeto LISA, temos cerca de 19,8 eventos por ano encontrados por Tinto et al. (2013) e  $\sim 15$  eventos (incluindo a contribuição do *confusion noise*) obtidos por Filloux et al. (2011), essas estimativas adotam SNR=10 e o mesmo modelo de formação para BNSMs.

O detector GEOGRAWI apresentando sua configuração alternativa ao eLISA, mostra-se bastante competitivo para a detecção do sinal *ringdown*, chegando a superar os valores esperados para o eLISA com SNR=5, podendo detectar até 24,5 eventos por ano.

Os detectores BBO e DECIGO atuam na mesma faixa de frequência ( $\sim 10^{-1} - 10$  Hz) e possuem similares horizontes de detectabilidade ( $z_{m\acute{a}x} \sim 10^4$ ). Esse alcance faz da

<sup>9</sup>A rotina para a obtenção das estimativas das taxas de eventos do sinal *ringdown* para o modelo de BNSMs a partir de sementes primordiais possibilita a entrada direta de um valor para os *redshifts* inicial e final.

sensibilidade desses detectores ser suficiente para detectar uma grande quantidade de coalescências por ano. No modelo adotado aqui para BNSMs, a taxa de eventos permaneceu a mesma de  $\sim 28,9$  eventos por ano, para as diferentes SNR com ambos os detectores. Se esses detectores tivessem sensibilidade planejada abaixo de  $10^{-1}$  Hz, poderiam observar muito mais eventos *ringdown* de BNSMs.

Enfatizamos apenas as taxas detectáveis para os interferômetros espaciais para esse modelo, pois as antenas que comporão a segunda e terceira geração de detectores terrestres, não possuem alcance suficiente para observar BNSMs com massas próximas de  $10^9 M_\odot$ , tão pouco atuam na faixa de frequência emitida por essas fontes. Os motivos para BNSMs estarem a *redshifts* tão altos, se dá pelo próprio processo de formação em núcleos galácticos e seu histórico evolucionário de fusões sofridas.

## 6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Nesta dissertação apresentamos os objetos compactos, em particular BNs, como fontes bastante promissoras de emissão da radiação gravitacional. Como motivação, assumimos a simplicidade da descrição desses objetos por meio de dois parâmetros (massa e spin), além de sua ampla faixa de massa, que se estende desde massas estelares até supermassivos ( $\sim 10M_{\odot} - 10^9M_{\odot}$ ). Essas fontes compõem um dos cenários mais esperados para a detecção de OGs que consiste no processo de coalescência de sistemas binários formados por BNs. A análise desse processo, ocorre pelo estudo das fases de coalescência, que são marcados pela inspiralação, fusão e *ringdown*.

Com o estudo de cada fase, estimamos os horizontes de detectabilidade para os interferômetros terrestres, espaciais e o experimento PTA. Para os detectores terrestres avançados, como aLIGO, aVIRGO e KAGRA suas sensibilidades aumentaram por um fator de 10 em relação aos detectores iniciais, iLIGO e iVIRGO. O aperfeiçoamento desses detectores acarretará numa maior sensibilidade em baixas frequências ( $\sim 10$  Hz) que é importante, em particular, para a detecção de boa parte do intervalo de massa dos BNMs. Além disso, esses interferômetros podem detectar OGs provenientes de BNEs em coalescência e verificar os modelos que levaram a formação desses BNs.

A distância máxima encontrada para o aLIGO e aVIRGO é  $z_{m\acute{a}x} \sim 0,6$  ( $D_L \simeq 3,5\text{Gpc}$ ), já para o KAGRA, temos  $z_{m\acute{a}x} \sim 0,65$  ( $D_L \simeq 3,8\text{Gpc}$ ), com  $\text{SNR} = 8$ , para BNs com massas acima de  $100M_{\odot}$ . Esses resultados concordam com àqueles apresentados por [Amaro-Seoane e Santamaría \(2010\)](#).

O detector ET, como já era de se esperar, teve um alcance bem alto em *redshift*, atingindo  $z_{m\acute{a}x} \sim 7,7$  para a faixa de massa entre  $\sim 300 - 400M_{\odot}$ , com  $\text{SNR} = 8$ . Esse valor está de acordo com outros trabalhos apresentados na literatura ([FILLOUX et al., 2011](#)). A alta sensibilidade atingida pelo ET será devido ao seu sistema de detectores criogênicos com construção subterrânea que minimizará os ruídos causados ao instrumento. O ET poderá averiguar diferentes cenários para formação de BNs, inclusive o crescimento de BNSMs a partir de sementes primordiais (na faixa de BNMs).

As estimativas dos horizontes dos futuros detectores espaciais nos renderam *redshifts* máximos bastante otimistas para os detectores BBO e DECIGO, próximos de  $z_{m\acute{a}x} \sim 10^3 - 10^4$  para razões sinal-ruído 5 e 10. Tais horizontes extremamente

altos possibilitam a esses futuros detectores sondar modelos de formação de BNMI e BNSMs ou ainda de BNEs primordiais. Tanto o DECIGO quanto o BBO estão sendo projetados para ocuparem o *gap* em frequência entre os interferômetros terrestres e o LISA. Esse intervalo que compreende entre  $\sim 10^{-1} - 10$  Hz é livre do *confusion noise* que é em torno  $\sim 10^{-3}$  Hz, possibilitando o alcance de altos *redshifts*.

Devido às mudanças no atual projeto eLISA, sua sensibilidade diminuiu por um fator de 10 comparado ao antigo projeto LISA, chegando a atingir atualmente  $z_{m\acute{a}x} \sim 10^2$  no intervalo de massa de BNSMs com  $\sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ , com  $\text{SNR} = 5$ . O GEOGRAWI possui sensibilidade menor que o eLISA para massas entre  $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ . Essa diminuição ocorre, pois esse interferômetro perde em sensibilidade em frequências entre  $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$  Hz, onde concentra-se a emissão de OGs de BNs com alta massa, já que o GEOGRAWI é penalizado por seu menor comprimento de braço que o eLISA. Tanto o eLISA quanto o GEOGRAWI poderão averiguar modelos de formação de BNSMs que crescem a partir de sucessivas fusões de BNMI, como também a evolução de BNSMs até massas próximas de  $10^9 M_{\odot}$ .

O *redshift* máximo obtido para o experimento PTA foi  $z_{m\acute{a}x} \sim 2,0$ , na faixa de frequência de  $10^{-8} - 10^{-7}$  Hz. Esse horizonte está plenamente de acordo com àquele apresentado por [Sesana et al. \(2008\)](#). A técnica PTA poderá sondar sistemas binários de BNSMs inspiralando, fundos estocásticos de origem astrofísica ou ainda fontes exóticas. No entanto, ainda tem que haver um aumento na sensibilidade do PTA para alcançar a amplitude do sinal de OGs emitido por essas fontes.

Com a obtenção dos horizontes de detectabilidade, estimamos as taxas de eventos esperadas por ano para alguns modelos de formação de BNs. Para haver uma estimativa realista da detecção de OGs do modelo de binárias de BNEs habitando em aglomerados globulares, pelo aLIGO e outros detectores terrestres, é necessário saber quantos BNEs são produzidos em aglomerados globulares e quantos deles chegam a coalescer impulsionados pela emissão da radiação gravitacional. Questões como essas são discutidas na literatura, considerando fatores e parâmetros diferentes para cada modelo de aglomerado, o que geram bastante controvérsias. A detecção de OGs proveniente desse cenário poderia estabelecer a veracidade desse modelo.

As taxas de eventos de BNEs tornam-se mais eficientes dinamicamente quando estão num cenário de aglomerados globulares do que quando estão em um cenário de evolução de envelope comum. Podemos evidenciar com as estimativas das taxas de coalescência detectáveis pelo aLIGO de  $\sim 3,36$  eventos por ano ([BULIK et al., 2011](#)) para a evolução de um envelope comum, com até  $\sim 28$  eventos obtidos por nós e



$\sim 31$  eventos por ano encontrados por Banerjee et al. (2009) para a evolução de BNs em aglomerados.

Considerando os modelos sobre a formação de BNMI e suas respectivas taxas esperadas para os detectores de OGs, classificamos o quadro conservador do canal de aglomerados duplos (3,6 a 4,5 eventos por ano), com taxas de acordo com o modelo de interações de multi-corpos ( $\sim 3$  eventos por ano). Mas se formos analisar as incertezas nos parâmetros dos modelos, vemos que o canal de crescimento por únicos ou duplos aglomerados são mais imprecisos que o modelo de interações entre BNs. O canal de crescimento por aglomerados, adota condições iniciais aos ambientes de formação (os aglomerados) idealizadas, frações de BNMI superestimadas em aglomerados e altos números de ejeções de BNs comprometendo a estimativa das taxas de eventos de OGs proveniente dessas fontes. Além disso, os modelos de formação de BNMI possuem expressões para a estimativa das taxas de eventos sem dependência com distância de luminosidade ou *redshift*, tornando ainda mais incerta a precisão dos resultados.

Algumas simulações que assumem BNMI formando-se em aglomerados, consideram que todos os aglomerados jovens tornam-se aglomerados globulares, no entanto não é muito claro se as condições para a formação de uma BBNMI em um aglomerado estelar jovem levaria à aglomerado globular, como apontam as observações. A Tabela 6.1 mostra um quadro geral de todas as estimativas das taxas de eventos obtidas neste trabalho. Apresentamos nesta tabela os máximos valores encontrados para BNEs, já para BNMI mostramos as taxas com valores mais conservadores, devido à imprecisão dos modelos e por fim, para BNSMs temos os maiores valores alcançados por alguns detectores.

Tabela 6.1 - Taxas de coalescência esperadas para os detectores terrestres e espaciais.

<i>Modelo</i>	<i>Classe de BN</i>	<i>Detector</i>	<i>Taxa (por ano)</i>
Env. Comum	BNE	iVIRGO/iLIGO	$(11 - 14) \times 10^{-3}$
Form. em Ag. Glob.	BNE	aLIGO	28
Ev. de Aglomerados	BNMI	LISA	4,5
Múlt. Interações	BNMI	LISA	3
BBNMI form. BNSM	BNSM	aLIGO/ET	7/Todos eventos
Sem. Primordiais	BNSM	BBO/DECIGO	28,9

Se considerarmos a formação de BNSMs, apenas ou em maior parte da acreção de gás circundante, como mecanismo para elevar a massa do BN para cerca de  $10^9 M_\odot$ , esse processo não torna-se eficiente. Para elevar a uma massa tão alta são necessários que vários processos de fusões ocorram entre binárias para produzir um BNSM. [Filloux et al. \(2011\)](#) mostra em suas simulações que um BNSM com  $\sim 10^9 M_\odot$  sofreu cerca de 500 coalescências, enquanto [Matsubayashi et al. \(2004\)](#) mostra que para gerar um BNSM por vias de crescimentos diferentes são necessárias cerca de 1000 fusões entre BNMs de  $10^3 M_\odot$ . É durante esses processos de fusões que a emissão de OGs torna-se promissora para futuros detectores espaciais, como eLISA, BBO, DECIGO e GEOGRAWI e terrestres, como ET ou aLIGO.

Considerando os cenários de crescimento de BNSMs a partir de pequenas ([FILLOUX et al., 2010](#)) ou grandes ([EBISUZAKI et al., 2001](#)) sementes, ambos mostram-se bastante promissores para os detectores espaciais, apresentando taxas bem otimistas. Quanto aos interferômetros terrestres avançados, o único que poderá detectar OGs das várias fusões entre BBNMs levando a possível produção de BNSMs com  $\sim 10^6 M_\odot$  será o ET. Já a configuração do aLIGO é desempenhada para detecção de OGs provenientes de BNEs e BNMs. Que fique claro, que esses detectores não poderão observar eventos de BNSMs, e sim os processos de formação que poderão levar a um BN de alta massa.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AASI, J.; ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ABERNATHY, M. R.; ACERNESE, F.; ACKLEY, K.; ADAMS, C. **Search for Gravitational Wave Ringdowns from Perturbed Intermediate Mass Black Holes in LIGO-Virgo Data from 2005-2010**. 2014. Disponível em: <[arXiv:1403.5306v1](https://arxiv.org/abs/1403.5306v1)[gr-qc]>. 24

ABERNATHY, M. e. a. **Einstein gravitational wave Telescope conceptual design study**. 2011. Disponível em: <<https://tds.ego-gw.it/ql/?c=7954>>. 14

AGUIAR, O. D. Past, present and future of the resonant-mass gravitational wave detectors. **Research in Astronomy and Astrophysics**, v. 11, n. 1, p. 1, 2011. 11

AJITH, P.; BABAK, S.; CHEN, Y.; HEWITSON, M.; KRISHNAN, B.; SINTES, A. M.; WHELAN, J. T.; BRÜGMANN, B.; DIENER, P.; DORBAND, N.; GONZALEZ, J.; HANNAM, M.; HUSA, S.; POLLNEY, D.; REZZOLLA, L.; SANTAMARÍA, L.; SPERHAKE, U.; THORNBURG, J. Template bank for gravitational waveforms from coalescing binary black holes: Nonspinning binaries. **Physical Review D**, v. 77, p. 104017, 2008. 24

AJITH, P.; HANNAM, M.; HUSA, S.; CHEN, Y.; BRÜGMANN, B.; DORBAND, N.; MÜLLER, D.; OHME, F.; POLLNEY, D.; REISSWIG, C.; SANTAMARÍA, L.; SEILER, J. Inspiral-merger-ringdown waveforms for black-hole binaries with nonprecessing spins. **Physics Review Letters**, v. 106, p. 241101, 2011. 23, 24

AMARO-SEOANE, P.; AOUDIA, S.; BABAK, S.; BINÉTRUY, P.; BERTI, E.; BOHÉ, A.; CAPRINI, C.; COLPI, M.; CORNISH, N. J.; DANZMANN, K.; DUFAUX, J. F.; GAIR J. JENNRICH, O.; JETZER, P.; KLEIN, A.; LANG, R. N.; LOBO A. LITTENBERG, T.; MCWILLIAMS, S. T.; NELEMANS, G.; PETITEAU, A.; PORTER, E. K.; SCHUTZ, B. F.; SESANA, A.; STEBBINS, R.; SUMNER, T.; VALLISNERI, M.; VITALE, S.; VOLONTERI, M.; WARD, H. Low-frequency gravitational-wave science with elisa/ngo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 12, p. 124016, 2012. 15, 34, 75

AMARO-SEOANE, P.; FREITAG, M. Intermediate-mass black holes in colliding clusters: Implications for lower frequency gravitational-wave astronomy. **The Astrophysical Journal**, v. 653, n. 1, p. L53–L56, 2006. 52, 53

AMARO-SEOANE, P.; SANTAMARÍA, L. Detection of imbh's with ground-based gravitational wave observatories: A biography of a binary of black holes, from birth to death. **The Astrophysical Journal**, v. 722, n. 2, p. 1197–1206, 2010. 31, 32, 53, 65

ARAUJO, J. C. N. de. **Ondas Gravitacionais y Objetos Compactos**. 2013. Disponível em: <[ArXiv:1305.2442v1\[astro-ph.HE\]](#)>. 10

BANERJEE, S.; BAUMGARDT, H.; KROUPA, P. **Stellar-mass black holes in star clusters: implications for gravitational wave radiation**. 2009. Disponível em: <[arXiv:0910.3954v1\[astro-ph.SR\]](#)>. 46, 48, 49, 50, 67

BELCZYNSKI, K.; BULIK, T.; DOMINIK, M.; PRESTWICH, A. **The coalescence rates of double black holes**. 2011. Disponível em: <[arXiv:1106.0397\[astro-ph.HE\]](#)>. 41

BOGOMAZOV, A. I. A study of the evolution of the close binaries cyg x-3, ic 10 x-1, ngc 300 x-1, ss 433, and m33 x-7 using the scenario machine. **Astronomy Reports**, v. 58, n. 3, p. 126–138, 2014. 41, 42, 43

BULIK, T.; BELCZYNSKI, K. **Observational Evidence for Stellar Mass Binary Black Holes and their Coalescence Rate**. 2009. Disponível em: <[ArXiv:0907.5515v1\[astro-ph.CO\]](#)>. 2, 21, 41, 42, 44, 45

BULIK, T.; BELCZYNSKI, K.; PRESTWICH, A. Ic10 x-1/ngc300 x-1: The very immediate progenitors of bh-bh binaries. **The Astrophysical Journal**, v. 730, n. 2, p. 140, 2011. 44, 45, 46, 66

CORVINO, G.; FERRARI, V.; MARASSI, S.; SCHNEIDER, R. **Compact binaries detection rates from gravitational wave interferometers: comparison of different procedures**. 2012. Disponível em: <[arXiv:1203.5110v2\[astro-ph.CO\]](#)>. 27

DAMOUR, T.; VILENKIN, A. Gravitational wave bursts from cosmic strings. **Physical Review Letters**, v. 85, n. 18, p. 3761–3764, 2000. 10

D'INVERNO, R. A. **Introducing Einstein's Relativity**. New York: NY: Oxford, 1992. 5

EBISUZAKI, T.; MAKINO, J.; TSURU, T. G.; FUNATO, Y.; ZWART, S. P.; HUT, P.; MCMILLAN, S.; MATSUSHITA, S.; MATSUMOTO, H.; KAWABE, R. Missing link found? the "runaway" path to supermassive black holes. **The Astrophysical Journal**, v. 562, p. L19–L22, 2001. 57, 68

ECHEVERRIA, F. Gravitational-wave measurements of the mass and angular momentum of a black hole. **Physical Review D**, v. 40, n. 10, p. 3194–3203, 1989. 25

ESTABROOK, F. B.; TINTO, M.; ARMSTRONG, J. W. Time delay analysis of lisa gravitational wave data: Elimination of spacecraft motion effects. **Physical Review D**, v. 62, p. 042002, 2000. 34, 75

FERDMAN, R. D.; HAASTEREN, R. van; BASSA, C. G.; BURGAY, M.; COGNARD, I.; CORONGIU, A.; D'AMICO, N.; DESVIGNES, G.; HESSELS, J. W. T.; JANSSEN, G. H.; JESSNER, A.; JORDAN, C.; KARUPPUSAMY, R.; KEANE, E. F.; KRAMER, M.; LAZARIDIS, K.; LEVIN, Y.; LYNE, A. G.; PILIA, M.; POSSENTI, A.; PURVER, M.; STAPPERS, B.; SANIDAS, S.; SMITS, R.; THEUREAU, G. The european pulsar timing array: current efforts and a leap toward the future. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 8, p. 084014, 2010. 1, 17, 18, 19

FILLOUX, C.; DURIER, F.; PACHECO, J. A. F.; SILK, J. Evolution of supermassive black hole from cosmological simulations. **International Journal of Modern Physics D**, v. 19, p. 1233, 2010. 61, 68

FILLOUX, C.; PACHECO, J. A. F.; DURIER, F.; ARAUJO, J. C. N. de. Coalescence rate of supermassive black hole binaries derived from cosmological simulations: Detection rates for lisa and et. **International Journal of Modern Physics D**, v. 20, p. 2399, 2011. 3, 14, 32, 33, 61, 62, 63, 65, 68

FLANAGAN, E. E.; HUGHES, S. A. Measuring gravitational waves from binary black hole coalescences: I. signal to noise for inspiral, merger, and ringdown. **Physic Review D**, v. 57, p. 4535–4565, 1998. 21, 23, 24, 25, 55

GÜLTEKIN, K.; MILLER, C. M.; HAMILTON, D. P. Growth of intermediate-mass black holes in globular clusters. **The Astrophysical Journal**, v. 616, p. 221–230, 2004. 54

GÜRKAN, M. A.; FREGEAU, J. M.; RASIO, F. A. Massive black hole binaries from collisional runaways. **The Astrophysical Journal**, v. 640, n. 1, p. L39–L42, 2006. 52, 53

HOBBS, G.; ARCHIBALD, A.; ARZOUMANIAN, Z.; BACKER, D.; BAILES, M.; BHAT, N. D. R. The international pulsar timing array project: using pulsars as a gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 8, p. 084013, 2010. 1, 17

JENET, F.; ARMSTRONG, J.; TINTO, M. Pulsar timing sensitivity to very-low-frequency gravitational waves. **Physical Review D**, v. 83, n. 8, p. 081301, 2011. 40, 75

JENET, F. A.; FINN, L. S.; LAZIO, J.; LOMMEN, A.; MCLAUGHLIN, M. A.; STAIRS, I.; STINEBRING, D.; VERBIEST, J.; ARCHIBALD, A.; ARZOUMANIAN, Z.; BACKER, D.; CORDES, J.; DEMOREST, P.; FERDMAN, R.; LORIMER D. LYNCH, R.; NICE, D.; RANSOM, S.; SHANNON, R.; SIEMENS, X. **The North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves**. 2009. Disponível em: <[arXiv:0909.1058v1](https://arxiv.org/abs/0909.1058v1)[astro-ph.IM]>. 1, 17, 19

KAWAMARA, S.; MASAKI, A.; NAKAMURA, T.; TSUBONO, K.; TANAKA, T.; FUNAKI, I.; SETO, N.; NUMATA, K.; SATO, S.; IOKA, K.; KANDA, N. e. a. The japanese space gravitational wave antenna - decigo. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 122, n. 1, p. 012006, 2008. 16, 36

LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION. 2014. Disponível em: <<http://www.ligo.org/>>. Acesso em: 2 de abril 2014. 12, 13

MANCHESTER, R. N.; HOBBS, G.; BAILES, M.; COLES, W. A.; STRATEN, W. van; KEITH, M. J.; SHANNON, R. M.; BHAT, N. D. R.; BROWN, A.; BURKE-SPOLAOR, S. G.; CHAMPION, D. J.; CHAUDHARY, A.; EDWARDS, R. T.; HAMPSON, G.; HOTAN, A. W.; JAMESON, A.; JENET, F. A.; KESTEVEN, M. J.; KHOO, J.; KOCZ, J.; MACIESIAK, K.; OSLOWSKI, S.; RAVI, V.; REYNOLDS, J. R.; SARKISSIAN, J. M.; VERBIEST, J. P. W.; WEN, Z. L.; WILSON, W. E.; YARDLEY, D.; YAN, W. M.; YOU, X. P. **The Parkes Pulsar Timing Array Project**. 2012. Disponível em: <[arXiv:1210.6130v1](https://arxiv.org/abs/1210.6130v1)[astro-ph.IM]>. 1, 17

MANZOTTI, A.; DIETZ, A. **Prospects for early localization of gravitational-wave signals from compact binary coalescences with advanced detectors**. 2012. Disponível em: <[arXiv:1202.4031v2](https://arxiv.org/abs/1202.4031v2)[gr-qc]>. 27, 75

MATSUBAYASHI, T.; SHINKAI, H.; EBISUZAKI, T. Gravitational waves from merging intermediate-mass black holes. **The Astrophysical Journal**, v. 614, n. 2, p. 864–868, 2004. 3, 57, 58, 68

MATSUMOTO, H. H.; TSURU, T. G.; KOYAMA, K.; AWAKI, H.; CANIZARES, C. R.; KAWAI, N.; MATSUSHITA, S.; PRESTWICH, A.; WARD, M.; ZEAS,

- A. L.; KAWABE, R. Discovery of a luminous, variable, off-center source in the nucleus of m82 with the chandra hrc. **The Astrophysical Journal**, v. 547, p. L25–L28, 2001. [57](#), [59](#)
- MATSUSHITA, S.; KAWABE, R.; MATSUMOTO, H.; TSURU, T. G.; KOHNO, K.; MORITA, K.; OKUMURA, S. K.; VILA-VILARÓ, B. Formation of a massive black hole at the center of the superbubble in m82. **The Astrophysical Journal**, v. 545, n. 2, p. L107–L111, 2000. [56](#)
- MAYER, L.; KAZANTZIDIS, S.; MADAU, P.; QUIM, T.; WADSLEY, J. Rapid formation of supermassive black hole binaries in galaxy mergers with gas. **Science**, v. 316, n. 5833, p. 1874–1877, 2007. [3](#)
- MAZZOLO, G.; SALEMI, F.; DRAGO, M.; NECULA, V.; PANKOW, C.; PRODI, G. A.; RE, V.; TIWARI, V.; VEDOVATO, G.; YAKUSHIN, I.; KLIMENKO, S. Prospects for intermediate mass black hole binary searches with advanced gravitational-wave detectors. **Physical Review D**, v. 90, p. 063002, 2014. [52](#)
- MILLER, M. C. Gravitational radiation from intermediate-mass black holes. **The Astrophysical Journal**, v. 581, p. 438–450, 2002. [48](#), [49](#), [50](#), [54](#), [55](#), [56](#)
- MILLER, M. C.; HAMILTON, D. P. Four-body effects in globular cluster black hole coalescence. **The Astrophysical Journal**, v. 576, p. 894–898, 2002. [56](#)
- OHME, F. Analytical meets numerical relativity: status of complete gravitational waveform models for binary black holes. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 12, p. 124002, 2012. [22](#)
- PACHECO, J. A. F. Gravitational waves from compact objects. **Research in Astronomy and Astrophysics**, v. 10, n. 11, p. 1071–1099, 2010. [3](#)
- PASHAM, D. R.; STROHMAYER, T. E.; MUSHOTZKY, R. F. A 400-solar-mass black hole in the galaxy m82. **Nature**, v. 513, p. 74–46, 2014. [51](#)
- REINES, A. E.; PLOTKIN, R. M.; RUSSELL, T. D.; MEZCUA, M.; CONDON, J. J.; SIVAKOFF, G. R.; JOHNSON, K. E. A candidate massive black hole in the low-metallicity dwarf galaxy pair mrk 709. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 787, n. 2, p. L30, 2014. [3](#)
- RILES, K. Gravitational waves: Sources, detectors and searches. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 68, p. 1–54, 2013. [1](#), [9](#), [10](#), [11](#), [12](#), [13](#)

- SATHYAPRAKASH, B. S.; SCHUTZ, B. F. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. **Living Reviews in Relativity**, v. 12, n. 2, p. 1–141, 2009. [8](#), [10](#), [23](#), [25](#), [27](#), [30](#), [75](#)
- SESANA, A. Insights into the astrophysics of supermassive black hole binaries from pulsar timing observations. **Classical and Quantum Gravity**, v. 30, n. 22, p. 224014, 2013. [1](#), [3](#), [17](#), [19](#)
- SESANA, A.; VECCHIO, A.; COLACINO, C. N. The stochastic gravitational-wave background from massive black hole binary systems: Implications for observations with pulsar timing arrays. **MNRAS**, p. 192–209, 2008. [1](#), [10](#), [17](#), [40](#), [66](#)
- SIPPEL, A. C.; HURLEY, J. R. Multiple stellar-mass black holes in globular clusters: theoretical confirmation. **MNRAS**, v. 430, p. L30–L34, 2013. [46](#), [47](#), [48](#)
- STRADER, J.; CHOMIUK, L.; MACCARONE, T. J.; MILLER-JONES, J. C. A.; SETH, A. C. Two stellar-mass black holes in the globular cluster m22. **Nature**, v. 490, p. 71–73, 2012. [46](#), [47](#), [49](#)
- THORNE, K. **Three hundred years of gravitation**. [S.l.]: Cambridge: Cambridge University Press, 1987. 330–458 p. [11](#), [22](#)
- TINTO, M.; ARAUJO, J. C. N. de; AGUIAR, O. D.; ALVES, M. E. S. Searching for gravitational waves with a geostationary interferometer. **Astroparticle Physics**, v. 48, p. 50–60, 2013. [17](#), [34](#), [38](#), [39](#), [63](#)
- WEISBERG, J. M.; TAYLOR, J. H. Relativistic binary pulsar b1913+16: Thirty years of observations and analysis. 2004. Disponível em: [<arXiv:astro-ph/0407149v1>](#). [9](#)
- WHITCOMB, S. E. Ground-based gravitational-wave detection: now and future. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, n. 11, p. 114013, 2008. [13](#)
- YAGI, K. Gravitational wave observations of galactic intermediate-mass black hole binaries with decigo path finder. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 7, p. 075005, 2012. [36](#)
- YAGI, K.; SETO, N. Detector configuration of decigo/bbo and identification of cosmological neutron-star binaries. **Physical Review D**, v. 83, p. 044011, 2011. [34](#), [75](#)



## APÊNDICE A - CURVAS DE SENSIBILIDADE

### A.1 Expressões Analíticas para Curvas de Sensibilidade

Como mencionado na Seção 4.2 para estimarmos os horizontes de detectabilidade são necessárias as expressões analíticas das curvas de sensibilidade de cada detector. Essas expressões consideram os ruídos causados no detector. Temos a seguir as expressões utilizadas para todos os detectores terrestres em suas configurações iniciais e avançadas (MANZOTTI; DIETZ, 2012; SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009), os espaciais em fase de estudo (AMARO-SEOANE et al., 2012; YAGI; SETO, 2011; ESTABROOK et al., 2000) e para o experimento PTA (JENET et al., 2011).

- GEO600, para  $x = f/f_0$  onde  $f_0 = 150$  Hz e  $S_0 = 1,0 \times 10^{-46}$   $Hz^{-1}$ .

$$\frac{S_h(f)}{S_0} = (3,4x)^{-30} + 34x^{-1} + \frac{20(1 - x^2 + 0,5x^4)}{(1 + 0,5x^2)} \quad (A.1)$$

- TAMA300, para  $x = f/f_0$  onde  $f_0 = 400$  Hz e  $S_0 = 7,5 \times 10^{-46}$   $Hz^{-1}$ .

$$\frac{S_h(f)}{S_0} = x^{-5} + 13x^{-1} + 9(1 + x^2) \quad (A.2)$$

- iLIGO, para  $x = f/f_0$  onde  $f_0 = 150$  Hz e  $S_0 = 9,0 \times 10^{-46}$   $Hz^{-1}$ .

$$\frac{S_h(f)}{S_0} = (4,49x)^{-56} + 0,16x^{-4,52} + 0,52 + 0,32x^2 \quad (A.3)$$

- aLIGO, para  $x = f/f_0$  onde  $f_0 = 215$  Hz e  $S_0 = 1,0 \times 10^{-49}$   $Hz^{-1}$ .

$$\frac{S_h(f)}{S_0} = x^{-4,14} - 5x^{-2} + \frac{111(1 - x^2 + 0,5x^4)}{1 + 0,5x^2} \quad (A.4)$$

- iVIRGO, para  $x = f/f_0$  onde  $f_0 = 500$  Hz e  $S_0 = 3,2 \times 10^{-46}$   $Hz^{-1}$ .

$$\frac{S_h(f)}{S_0} = (7,8x)^{-5} + 2x^{-1} + 0,63 + x^2 \quad (A.5)$$

- aVIRGO, para  $x = \log(f/300 \text{ Hz})$ ,  $A = 0,07\exp(-0,142 - 1,437x + 0,407x^2)$ ,  $B = 3,10\exp(-0,466 - 1,043x - 0,548x^2)$ ,  $C = 0,40\exp(-0,304 + 2,896x - 0,293x^2)$  e  $D = 0,09\exp(1,466 + 3,722x - 0,984x^2)$ .

$$S_h(f) = 1,259 \times 10^{-24}(A + B + C + D) \quad (A.6)$$

- KAGRA, para  $x = \log(f/100 \text{ Hz})$ ,  $A = 9,72 \times 10^{-9} \exp(-1,43 - 9,88x - 0,23x^2)$ ,  $B = 1,17 \exp(0,14 - 3,10x - 0,26x^2)$ ,  $C = 1,70 \exp(0,14 + 1,09x - 0,013x^2)$  e  $D = 1,25 \exp(0,071 + 2,83x - 4,91x^2)$ .

$$S_h(f) = 6,499 \times 10^{-25} (A + B + C + D) \quad (\text{A.7})$$

- ET, para  $x = f/f_0$ ,  $f_0 = 200 \text{ Hz}$ ,  $S_0 = 1,5 \times 10^{-52} \text{ Hz}^{-1}$ ,  $\alpha = -4,1$ ,  $\beta = -0,69$ ,  $a_0 = 186$ ,  $b_0 = 233$ ,  $b_1 = 31$ ,  $b_2 = -65$ ,  $b_3 = 52$ ,  $b_4 = -42$ ,  $b_5 = 10$ ,  $b_6 = 12$ ,  $c_1 = 14$ ,  $c_2 = -37$ ,  $c_3 = 19$ ,  $c_4 = 27$

$$\frac{S_h(f)}{S_0} = x^\alpha + a_0 x^\beta + \frac{b_0(1 + b_1x + b_2x^2 + b_3x^3 + b_4x^4 + b_5x^5 + b_6x^6)}{1 + c_1x + c_2x^2 + c_3x^3 + c_4x^4} \quad (\text{A.8})$$

- DECIGO, para  $f_{1\text{Hz}} = \left(\frac{f}{1\text{Hz}}\right)$ .

$$S_h(f) = 6,31 \times 10^{-51} f_{1\text{Hz}}^{-4} + 1,88 \times 10^{-48} + 5,88 \times 10^{-50} f_{1\text{Hz}}^2 \quad (\text{A.9})$$

- BBO

$$S_h(f) = 2 \times 10^{-49} \left(\frac{f}{1\text{Hz}}\right)^2 + 4,58 \times 10^{-49} + 1,26 \times 10^{-52} \left(\frac{f}{1\text{Hz}}\right)^{-4} \quad (\text{A.10})$$

- eLISA, sendo  $S_{acc}(f) = 2,13 \times 10^{-29} (1 + 10^{-4} \text{ Hz/f}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-4} \text{ Hz}^{-1}$  é o ruído da aceleração da massa de teste,  $S_{sn}(f) = 5,25 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ Hz}^{-1}$  é o *shoite noise* e  $S_{orm} = 6,28 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ Hz}^{-1}$  refere-se à outros ruídos medidos.

$$S_h(f) = \frac{20}{3} \frac{4S_{acc}(f)/(2\pi f)^4 + S_{sn}(f) + S_{orm}(f)}{L^2} \times \left(1 + \left(\frac{f}{0,41c/2L}\right)\right)^2 \quad (\text{A.11})$$

- LISA, onde  $S_h^{mt}(f)$  refere-se ao ruído da aceleração para a massa de teste individual e  $S_h^{co}(f)$  corresponde ao ruído do caminho óptico.

$$S_h^{mt}(f) = 2,5 \times 10^{-48} \left(\frac{f}{1\text{Hz}}\right)^{-2} \text{ Hz}^{-1} \quad (\text{A.12})$$

$$S_h^{co}(f) = 1,8 \times 10^{-37} \left( \frac{f}{1\text{Hz}} \right)^2 \text{Hz}^{-1} \quad (\text{A.13})$$

•Experimento PTA

$$S_h(f) = 4,0 \times 10^{-31} f^{-1} + 3,41 \times 10^{-8} f^2 \text{Hz}^{-1} \quad (\text{A.14})$$