



MINISTÉRIO DA  
CIÊNCIA, TECNOLOGIA  
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/10.08.15.58-TDI

## ACOPLAMENTO ENTRE ONDAS GRAVITACIONAIS E PLASMAS FORTEMENTE MAGNETIZADOS EM BINÁRIAS DE ESTRELAS DE NÊUTRONS

Adam Smith Gontijo Brito de Assis

Tese de Doutorado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelo Dr. Oswaldo Duarte  
Miranda, aprovada em 15 de  
outubro de 2020.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/43CQ27S>>

INPE  
São José dos Campos  
2020

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

CEP 12.227-010

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/7348

E-mail: pubtc@inpe.br

## **CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):**

### **Presidente:**

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

### **Membros:**

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

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

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

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

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

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

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon

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

### **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

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

### **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Cauê Silva Fróes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA  
CIÊNCIA, TECNOLOGIA  
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/10.08.15.58-TDI

## ACOPLAMENTO ENTRE ONDAS GRAVITACIONAIS E PLASMAS FORTEMENTE MAGNETIZADOS EM BINÁRIAS DE ESTRELAS DE NÊUTRONS

Adam Smith Gontijo Brito de Assis

Tese de Doutorado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelo Dr. Oswaldo Duarte  
Miranda, aprovada em 15 de  
outubro de 2020.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/43CQ27S>>

INPE  
São José dos Campos  
2020

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Assis, Adam Smith Gontijo Brito de.

As76a Acoplamento entre ondas gravitacionais e plasmas fortemente magnetizados em binárias de estrelas de nêutrons / Adam Smith Gontijo Brito de Assis. – São José dos Campos : INPE, 2020. xxvi + 223 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/10.08.15.58-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2020.  
Orientador : Dr. Oswaldo Duarte Miranda.

1. Ondas gravitacionais. 2. Estrelas de nêutrons. 3. Ondas MHD. 4. short GRBs. 5. Ondas eletromagnéticas. I.Título.

CDU 551.511.31:52

---



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/).



MINISTÉRIO DA  
CIÊNCIA, TECNOLOGIA  
E INOVAÇÕES



## INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

Serviço de Pós-Graduação - SEPGR  
Pós-graduação em Astrofísica

### DEFESA FINAL DE TESE DE ADAM SMITH GONTIJO BRITO DE ASSIS

No dia 15 de outubro de 2020 as 10h, por videoconferência, o aluno mencionado acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O aluno foi APROVADO pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Doutor em Astrofísica. O trabalho precisa da incorporação das correções sugeridas pela Banca Examinadora e revisão final pelo(s) orientador(es).

Título: ACOPLAMENTO ENTRE ONDAS GRAVITACIONAIS E PLASMAS FORTEMENTE MAGNETIZADOS EM BINÁRIAS DE ESTRELAS DE NÊUTRONS

Eu, Odylio Denys de Aguiar, como Presidente da Banca Examinadora, assino esta ATA em nome de todos os membros.

#### Membros da Banca

Dr. Odylio Denys de Aguiar (Presidente - INPE)  
Dr. Oswaldo Duarte Miranda (Orientador - INPE)  
Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza (Membro Interno)  
Dr. Massimo Tinto (Membro Interno)  
Dr. Manuel Máximo Bastos Malheiro de Oliveira (Convidado ITA/CTA)  
Dr. Jorge Ernesto Horvath (Convidado IAG/USP)

Esta mensagem (incluindo qualquer anexo) é dirigida apenas para o uso do indivíduo ou entidade ao qual está endereçada e pode conter informações que são proprietárias, confidenciais e protegidas de divulgação. Se você não for o destinatário pretendido, e recebeu esta mensagem por engano, por favor notifique o remetente imediatamente, e destrua este e-mail.



Documento assinado eletronicamente por **Odylio Denys de Aguiar, Pesquisador**, em 20/10/2020, às 18:28 (horário oficial de Brasília), com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <http://sei.mctic.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **6003928** e o código CRC **38BEA332**.



*“ Se a sucessão de estrelas fosse infinita, o fundo do céu nos apresentaria uma luminosidade uniforme, como a exibida pela galáxia – uma vez que não poderia haver absolutamente nenhum ponto, em todo esse fundo, em que não existiria uma estrela. Nessas condições, o único modo como poderíamos compreender os vazios que nossos telescópios encontram em inúmeras direções seria, portanto, a suposição de que a distância do fundo invisível é tão imensa que nenhum raio de luz vindo dele conseguiu nos atingir até agora.”*

EDGAR ALLAN POE  
em *Eureka: A Prose Poem*.

Solução qualitativa do *Paradoxo de Olbers*, um dos enigmas que me encantou nas leituras agradáveis de divulgação científica no meu ensino médio.



A MINHA **mãe**,  
A MINHA **companheira**,  
AS MINHAS **filhas**, LUÍSA E ÍRIS.



## AGRADECIMENTOS

Mais uma etapa concluída desde que comecei essa caminhada aos 16 anos de idade, pelo menos essa é a idade da minha adolescência que guardo como marco inicial de um grande sonho. Basicamente, consigo ver essa etapa com a visão de dois referenciais, um primeiro julga o período rápido, muito para apreender, absorver, ler e produzir. Entretanto, o outro referencial considera este período de 4(quatro) anos bem longo, muitas possibilidades para vivenciar e compartilhar, nem sempre a favor da trajetória inicial. Os desejos e anseios do início podem já não ser mais os mesmos, algumas prioridades mudam, comumente, pela necessidade do momento. Independente de qual processo envolvido em cada referencial, o objetivo sempre foi o mesmo, alcançar o melhor trabalho, às vezes, diferente do melhor trabalho desejado.

Muitos fizeram parte direta e indiretamente da construção deste trabalho. Desde pequenos auxílios físicos, como apoio financeiro e moradia, auxílios emocionais, até auxílios intelectuais. Foram importantes de acordo com a natureza de cada um, mas, destaque entre os três citados, o apoio emocional. Muitas vezes o mais importante, de difícil linearidade em um período tão grande com tantas mudanças.

Agradeço à CAPES pela concessão da bolsa de doutorado de quatro anos e aos demais auxílios financeiros através do Programa de Apoio à Pós-Graduação (PROAP).

Agradeço ao INPE, instituição que tive o privilégio de conhecer e participar, foi uma das melhores coisas que aconteceu comigo. Os professores, os funcionários, os colegas e os amigos serão lembrados com carinho do período que compartilhamos. Deixo meu agradecimento especial ao meu orientador Dr. Oswaldo D. Miranda, pelo peremptório e eminente "pacote de orientação", durante esses 6(seis) anos juntos. Posso garantir, sem receio de exagerar, que não existiria este trabalho sem a sua orientação. Obrigado pela paciência e dedicação, gostaria de ter recompensado mais.

Agradeço aos amigos e companheiros que me acompanharam desde a época de mestrado, Aysses do Carmo, Isabel Lima, Lorena do Carmo e Paulo Stecchini por muitas vezes apoio emocional e financeiro (estádias). Foram contribuições pontuais que facilitaram alguns momentos difíceis, as estádias em São José dos Campos ficaram muito agradáveis com a presença de vocês.

Agradeço aos amigos que me acompanham em Brasília, Abdael Gaspar e Gabriel Diniz. Participaram de vários momentos importantes na minha vida, mesmo com a ausência deles, ocasionada pelas obrigações do cotidiano, sei que posso contar com a

amizade verdadeira de vocês. Passamos várias situações de amadurecimento juntos, fortalecendo nossos laços. Obrigado por me ajudar a manter a linearidade da parte emocional.

Agradeço à minha companheira Laís Franco, mesmo compartilhando pouco tempo juntos, passamos por momentos que definem a importância de uma relação. Seu apoio e dedicação para que eu alcançasse o meu objetivo foi decisivo. Por muitas vezes, você estava lá para dirimir qualquer desânimo. Obrigado por me proporcionar a paternidade mais uma vez, os filhos fazem com que o complicado ganhe uma visão simples e ingênua das coisas. Isso fornece um combustível diferente ao cotidiano que nos impulsiona a lugares de difícil acesso.

Agradeço à minha família, minha mãe Kátia Cândido, meu pai Antônio Miguel, minha irmã Aghata Christian, meu avô Joaquim Brito e meu padastro Brás Justino. Meu avô pela moradia em Brasília num momento de dificuldade financeira, na casa da minha querida falecida avó Dona Lurdes. Lembrarei com carinho de poder retornar ao ambiente da minha infância e poder cuidar desse cantinho. Deixo meu agradecimento especial à minha mãe. Que confiança incrível depositada em mim, desde meus primeiros anseios em me tornar Físico. Sempre me apoiando nessa minha jornada, sempre presente nos momentos felizes e difíceis da vida, sempre me dando oportunidade de ser melhor como pessoa, como pai, como profissional. Seu carinho e sua alegria fazem com que nenhum problema seja impossível de resolver.

Enfim, agradeço ao Universo pela oportunidade de finalizar mais uma etapa dessa jornada desafiadora.

## RESUMO

A coalescência de binárias de estrelas de nêutrons produz quantidade significativa de ondas gravitacionais. A fonte GW170817 detectada pelo *Advanced* LIGO e Virgo associada ao GRB170817A inaugurou a astronomia multi-mensageira, confirmando o modelo de que as estrelas de nêutrons são também progenitores de eventos *Gamma-Ray Bursts* de curta duração. A massa total da binária detectada foi de  $2,73M_{\odot}$ , produziu um GRB de curta duração  $2 \pm 0,5$ s e com energia isotrópica equivalente de  $\sim 10^{39} - 10^{40}$ J. Essas emissões são produzidas de acordo com o modelo de *fireball*, que consiste em pares elétron-pósitron, radiação e matéria bariônica. Esta última absorve a maior parte da energia da explosão, chegando a alcançar fatores de Lorentz ( $\gamma$ ) da ordem de  $10^2 - 10^3$ . Devido aos intensos campos magnéticos de estrelas de nêutrons e ao plasma fortemente magnetizado circundante a essas fontes de OGs, os modos Alfvén e magneto-acústico de ondas magneto-hidrodinâmicas são excitados pelas polarizações das OGs,  $\times$  e  $+$ , respectivamente. As ondas MHD excitadas, por sua vez, carregam energia através do plasma, sugerindo um mecanismo alternativo para a aceleração da matéria com altos fatores de Lorentz. A amplitude da OG depende da frequência do sistema, por conseguinte, a energia depositada no plasma depende da frequência da radiação gravitacional. Nós encontramos o conjunto fechado de equações que descrevem o plasma MHD ideal excitado pelas OGs emitidas pela binária de estrelas de nêutrons. Calculamos a energia transferida entre as ondas durante a fase *inspiral* da coalescência. Nossos resultados mostram que as frequências mais baixas contribuem significativamente para a absorção da energia no plasma e que, para o modo magnetossônico, a energia armazenada pode alcançar valores  $\sim 10^{36}$ J, quando nós consideramos as condições do sistema GW170817 emitindo OG na faixa  $\sim 100$  Hz até  $\sim 1,61$  kHz. Com cálculo análogo, para o modo Alfvén, a energia armazenada pelo acoplamento pode alcançar valores  $\sim 10^{35}$ J dentro da faixa de frequências. Mostramos que o vector de *Poynting* e a pressão de radiação produzidos pela interação da OG e plasma podem ter papéis importantes na geração do fluxo ultrarrelativístico de GRBs. A energia observada para o GRB170817A, em princípio, pode ser explicada se o ângulo  $\theta$  formado entre a orientação do campo magnético ambiente e a direção de propagação das OGs é de  $\pi/2$ . Todos os resultados são obtidos, semi-analiticamente, para as ondas MHD interagindo coerentemente com as OGs.

Palavras-chave: Ondas Gravitacionais. Estrelas de Nêutrons. Ondas MHD. *short* GRBs. Ondas Eletromagnéticas. GW170817. GRB170817A.



# COUPLING BETWEEN GRAVITATIONAL WAVES AND A STRONGLY MAGNETIZED PLASMA IN BINARIES OF NEUTRON STARS

## ABSTRACT

Coalescence of binary neutron stars produces a significant amount of gravitational waves. The source GW170817 detected by Advanced LIGO and Virgo associated with GRB170817A inaugurated the multi-messenger astronomy, confirming the model that neutron stars are also progenitors of short Gamma-Ray Burst events. The total mass of the detected binary was  $2.73M_{\odot}$ , and it produced a short GRB with duration of  $2 \pm 0.5$ s and equivalent isotropic energy of  $\sim 10^{39} - 10^{40}$  J. This emission is produced according to the fireball model, which consists of electron-positron pairs, radiation, and baryonic matter. The last one absorbs most of the energy from the explosion, reaching Lorentz factors ( $\gamma$ ) in the order of  $10^2 - 10^3$ . Due to the intense magnetic fields of the neutron stars and the strongly magnetized plasma surrounding these sources of GWs, the Alfvén and magneto-acoustic modes of magneto-hydrodynamic waves are excited, respectively, by the polarizations  $\times$  and  $+$  of the GWs. The excited MHD waves, in turn, carry energy through the plasma, suggesting an alternative mechanism for the acceleration of matter with high Lorentz factors. The GW amplitude depends on the frequency of the system, therefore, the energy deposited in the plasma depends on the frequency of the gravitational radiation. We found the closed set of equations describing the ideal MHD plasma excited by the GWs emitted by the neutron binary star. We calculated the energy transferred between the waves during the inspiral phase of the coalescence. Our results show that the lower frequencies also contribute to the absorption of energy in the plasma and that, for the magnetosonic mode, the stored energy can reach values  $\sim 10^{36}$ J, when we consider similar conditions as GW170817 emitting GW in the range  $\sim 100$  Hz up to  $\sim 1.61$  kHz. With an analogous calculation, for the Alfvén mode, the energy stored by the coupling can reach values  $\sim 10^{35}$ J within the frequency range. We show that the Poynting vector and the radiation pressure produced by the interaction of GW - plasma can play an important role in the generation of the ultra-relativistic flow of GRBs. The energy observed for GRB170817A, in principle, can be explained if the  $\theta$  angle formed between the orientation of the background magnetic field and the GW propagation direction is  $\pi/2$ . All results are obtained, semi-analytically, for the MHD waves interacting coherently with the GWs.

Keywords: Gravitational Waves. Neutron Star. Magneto-hydrodynamics Waves. *short* GRBs. Electromagnetic Waves. GW170817. GRB170817A.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1	Número de contagens por tempo para vários GRBs do catálogo do BATSE. . . . . 13
2.2	Distribuição de durações ( $T_{90}$ ) dos dados do experimento BATSE. . . . . 14
2.3	Espectro dos GRBs. . . . . 18
2.4	Número de explosões $N(H)$ por dureza <i>hardness</i> ( $H$ ). . . . . 20
2.5	Emissão síncrotron dos elétrons acelerados em um choque relativístico. . . . . 31
2.6	Comportamento esquemático do fator de Lorentz do jato em diferentes regiões do modelo de choques da <i>fireball</i> . . . . . 36
2.7	Ilustração com os passos do modelo de choques da <i>fireball</i> . . . . . 38
2.8	Parte da emissão do GRB $\theta$ que é visível ao observador. . . . . 41
2.9	Perfis de explosões simuladas para três distribuições iniciais do fator de Lorentz no ejetor. . . . . 46
2.10	As quatro regiões delimitadas pelos choques diretos e inversos. . . . . 48
2.11	Modelo <i>Electro-Magnetic</i> . . . . . 54
3.1	Formação de estrelas compactas. . . . . 60
3.2	Esquema do plasma carregado corrotacionando a estrela de nêutrons. . . . . 64
3.3	Polarização $h_+$ . . . . . 69
3.4	Polarização $h_\times$ . . . . . 70
3.5	A evolução do raio orbital de um sistema coalescendo por emissão gravitacional. . . . . 76
3.6	A amplitude $h$ da onda gravitacional em função do tempo. . . . . 77
3.7	A amplitude $h$ da onda gravitacional da fase <i>inspiral</i> no espaço de Fourier. . . . . 78
3.8	Decaimento orbital do sistema de pulsares PSR 1916+13 via emissão gravitacional. . . . . 84
3.9	Evento de onda gravitacional GW150914 observado pelo LIGO. . . . . 86
3.10	Evento de onda gravitacional GW151216 observado pelo LIGO. . . . . 89
3.11	Evento de onda gravitacional GW170104 observado pelo LIGO. . . . . 90
3.12	Evento de onda gravitacional GW170608 observado pelo LIGO. . . . . 92
3.13	Evento de onda gravitacional GW170814 observado pelo LIGO. . . . . 93
3.14	Evento de onda gravitacional GW170817 observado por LIGO-Virgo. . . . . 95
4.1	Orientação geral do campo magnético de fundo em relação à direção da OG. . . . . 125
4.2	Grandezas do Modo Aflvén. . . . . 130
4.3	Grandezas do Modo Magneto-Acústico. . . . . 132

5.1	Comportamento da densidade de matéria do sistema binários de ENs instantes do <i>merger</i> . . . . .	150
5.2	Evolução do raio do cilindro de luz em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	157
5.3	Evolução da velocidade das estrelas em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	158
5.4	Evolução da amplitude da OG em função da frequência $f_{OG}$ no domínio do tempo. . . . .	159
5.5	Evolução da amplitude da OG em função da frequência $f_{OG}$ no domínio da frequência. . . . .	160
5.6	Evolução da componente $z$ da velocidade perturbada do plasma em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	161
5.7	Evolução do parâmetro $\beta$ em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	162
5.8	Evolução da componente $y$ da velocidade perturbada do plasma em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	163
5.9	Evolução das componentes do campo magnético perturbado $B_x^{(1)}$ e $B_y^{(1)}$ em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	165
5.10	Evolução da energia eletromagnética associada aos modos Alfvén e magnetossônicos em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	167
5.11	Evolução da energia eletromagnética associada ao modo MHD para $\theta = \pi/2$ em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	168
5.12	Evolução da energia eletromagnética excitada pela interação OG-OEM em função da frequência $f_{OG}$ . . . . .	169
5.13	Evolução da energia eletromagnética excitada pela interação OG-OEM em função da frequência $f_{OG}$ para o ângulo $\theta = \pi/2$ . . . . .	170
A.1	As várias escalas de tempo da casa relativística expandindo com uma largura $\Delta$ e um fator de Lorentz $\Gamma$ . . . . .	210
B.1	Vetores do sistema no plano cartesiano. . . . .	219

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Compilado das principais detecções de ondas gravitacionais realizadas durante as três corridas de observações do aLIGO e aVirgo. . . . .	88
5.1 Condições iniciais baseadas na Binária de Estrelas de Nêutrons da simulação (REZZOLLA et al., 2011) e do evento detectado GW170817 (ABBOTT et al., 2019). . . . .	156



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BATSE	–	<i>Burst And Transient Source Experiment</i>
HR	–	<i>Hardness Ratio</i>
AGN	–	<i>Active Galactic Nucleus</i>
WR	–	<i>Wolf-Rayet</i>
ISM	–	<i>Interstellar Medium</i>
CE	–	Choque Externo
CI	–	Choque Interno
EMM	–	<i>Electro-Magnetic Model</i>
EN	–	Estrela de Nêutrons
BN	–	Buracos Negros
BEN	–	Binária de Estrelas de Nêutrons
BBN	–	Binária de Buracos Negros
GRB	–	<i>Gamma-Ray Burst</i>
GRMHD	–	<i>General Relativistic Magneto-hydrodynamic</i>
ISCO	–	<i>Inner-Most Stable Circular Orbit</i>
LIGO	–	<i>Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory</i>
aLIGO	–	<i>Advanced LIGO</i>
LISA	–	<i>Laser Interferometer Space Antenna</i>
GW	–	<i>Gravitational Wave</i>
MHD	–	Magneto-hidrodinâmica
OA	–	Onda Alfvén
OEM	–	Onda eletromagnética
OG	–	Onda gravitacional
OMS	–	Onda magnetossônica
TT	–	<i>Transverse-traceless</i>
Virgo	–	Observatório de Ondas Gravitacionais Franco-Italiano
aVirgo	–	<i>Advanced Virgo</i>
CGRO	–	<i>Compton Gamma-Ray Observatory</i>



## LISTA DE SÍMBOLOS

$\eta_{ab} = \text{diag}(-1, +1, +1, +1)$	– Tensor Métrico de Minkowski
$x, y$ e $z$	– Coordenadas cartesianas
$i$	– Número imaginário puro
$\Lambda^a_b$	– Tensor de <i>boost</i>
$a, b, c, d, \dots = 0, 1, 2, 3$	– Índices Latinos (Espaço-tempo quadri-dimensional)
$\alpha, \beta, \gamma, \dots = 1, 2, 3$	– Índices gregos (Espaço 3D)
$\hat{e}_a$	– Bases unitárias
$G$	– Constante Gravitacional Universal
$c$	– Constante velocidade da luz
$e$	– Carga elétrica elementar
$\mu_0$	– Permeabilidade magnético do vácuo
$\epsilon_0$	– Permissividade elétrica do vácuo
$z$	– <i>redshift</i>
$T$	– Temperatura, coeficiente de transmissão
$\theta$	– Ângulo entre vetor da OG e vetor campo magnético ambiente
$M_\odot$	– Massa do sol
$h_+, h_\times$	– Amplitude das duas polarizações da OG
$\vec{r}'$	– Vetor Posição de um elemento infinitesimal dentro da fonte
$\vec{r}$	– Vetor Posição de um elemento infinitesimal fora da fonte
$R_{Lc}$	– Raio do cilindro de luz
$R$	– Raio do sistema, coeficiente de reflexão
$\delta_{ij}$	– Delta de Kronecker
$\hat{n}$	– Vetor normal a superfície
$M_{\alpha\beta}$	– Momento de energia da OG
$L$	– Luminosidade
$\nu$	– Frequência de rotação de um corpo massivo
$m$	– Massa total de um sistema binário
$\mu$	– Massa reduzida ou densidade de matéria-energia
$M_c$	– Massa <i>Chirp</i>
$p$	– Pressão mecânica
$\omega$	– Frequência angular da onda MHD
$\Omega, \omega_s$	– Frequência angular orbital do sistema
$f_s$	– Frequência orbital do sistema
$\omega_{OG}$	– Frequência angular da onda gravitacional
$f_{OG}$	– Frequência da onda gravitacional
$\omega_p$	– Frequência angular do plasma
$k$	– Vetor de onda ou número de onda MHD
$k_{OG}$	– Vetor de onda gravitacional ou número de onda gravitacional
$t_{coal}$	– Tempo da realização da coalescência
$\tau$	– Tempo restante para a coalescência
$\Gamma$	– Fator de Lorentz, Índice Politrópico Adiabático

$\gamma$	–	Fator de Lorentz
$\lambda_D$	–	comprimento de Debye
$\rho_m$	–	Densidade de matéria
$\rho$	–	Densidade de carga
$\vec{j}$	–	Densidade de corrente elétrica
$c_s$	–	Velocidade do Som
$v_A$	–	Velocidade de Alfvén Clássica
$u_A$	–	Velocidade de Alfvén Generalizada
$u_m$	–	Velocidade magneto-acústica mista
$c_s$	–	Velocidade adiabática do som
$F$	–	Tensor de Campos eletromagnéticos de Maxwell
$\mathfrak{F}$	–	Tensor de Campos eletromagnéticos de Maxwell dual
$w$	–	Entalpia relativística por unidade de massa
$\vec{B}$	–	Vetor campo magnético
$\vec{E}$	–	Vetor campo elétrico, energia total
$\vec{v}$	–	Vetor Velocidade do fluido
$\beta$	–	Velocidade do referencial
$P$	–	Potência da radiação
$W^{(B)}$	–	Energia do campo magnético
$\vec{S}$	–	Vetor de Poynting
$n_n$	–	Densidade de nêutrons no plasma

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 A FÍSICA DOS GRBs</b> . . . . .	<b>9</b>
2.1 Propriedades observadas . . . . .	9
2.1.1 Propriedades espectrais . . . . .	11
2.1.1.1 Curvas-de-luz . . . . .	12
2.1.1.2 Espectro contínuo e linhas espectrais . . . . .	16
2.1.2 Distribuição espacial . . . . .	21
2.2 Progenitores . . . . .	24
2.3 Processos físicos dos GRBs . . . . .	26
2.3.1 Emissão síncrotron . . . . .	26
2.3.2 Espalhamento Compton inverso . . . . .	32
2.4 Modelo <i>Fireball</i> . . . . .	32
2.4.1 Aceleração das partículas . . . . .	41
2.4.2 Modelo de choques internos X choques externos . . . . .	43
2.4.2.1 Choques internos . . . . .	44
2.4.2.2 Choques externos . . . . .	47
2.4.3 Modelos de fluxo de Poynting dominante . . . . .	51
2.4.4 Modelos alternativos de GRBs . . . . .	55
<b>3 SISTEMAS BINÁRIOS COMO FONTES DE ONDAS GRAVI-</b> <b>TACIONAIS</b> . . . . .	<b>57</b>
3.1 Estrelas de nêutrons . . . . .	59
3.1.1 Estrutura interna de uma estrela de nêutrons . . . . .	61
3.1.2 Magnetosfera de um pulsar . . . . .	62
3.1.3 Geração do plasma elétron-pósitron . . . . .	64
3.2 Ondas gravitacionais . . . . .	65
3.2.1 Estados de polarização . . . . .	67
3.2.2 Radiação do sistema binário na fase <i>inspiral</i> . . . . .	71
3.3 Detecções de ondas gravitacionais . . . . .	81
3.3.1 Detecção indireta . . . . .	83
3.3.2 Detecção direta . . . . .	85

<b>4</b>	<b>ACOPLAMENTO DAS ONDAS GRAVITACIONAIS COM O PLASMA MAGNETIZADO</b>	<b>99</b>
4.1	Plasma como um fluido	100
4.2	Equações magneto-hidrodinâmicas da relatividade geral	103
4.2.1	Equações de campo do eletromagnetismo	104
4.2.2	Equações de fluido	107
4.3	Fenômenos do plasma	109
4.3.1	Fluxo ou difusão	110
4.3.2	Equação de Langevin	112
4.3.3	Díada condutiva	115
4.3.4	Equações do movimento e energia modificadas	118
4.3.5	Integral da densidade de energia do plasma	121
4.4	Modelo GRMHD	123
4.4.1	Referencial comóvel	128
4.4.1.1	Ondas Alfvén	128
4.4.1.2	Ondas magneto-acústicas	130
4.4.2	Referencial de repouso	133
4.4.2.1	Ondas Alfvén relativísticas	134
4.4.2.2	Ondas magneto-acústica relativísticas	136
4.5	Discussão	139
<b>5</b>	<b>CARACTERÍSTICAS DO ACOPLAMENTO</b>	<b>143</b>
5.1	Equação da continuidade efetiva	143
5.2	Índice de refração	144
5.3	Vetor de Poynting	148
5.4	Energia depositada pelo acoplamento	151
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS</b>	<b>173</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>179</b>
	<b>ANEXO A - EVOLUÇÃO TEMPORAL DE <math>R</math> E <math>\Gamma</math></b>	<b>209</b>
A.1	Escala de tempo em fluxos relativísticos	209
	<b>ANEXO B - LINEARIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE CAMPO</b>	<b>215</b>
B.1	Ondas Gravitacionais	215

<b>ANEXO C - FORMALISMO GERAL DA TETRADA . . . . .</b>	<b>221</b>
<b>ANEXO D - TRANSFORMADAS . . . . .</b>	<b>223</b>
D.1 Transformada de Laplace . . . . .	223
D.2 Transformada de Fourier . . . . .	223



# 1 INTRODUÇÃO

A primeira evidência indireta das ondas gravitacionais (OGs) surgiu com a binária de pulsares PSR 1913+16 que exibira uma diminuição do período orbital, como consequência da energia gravitacional irradiada. A quantidade de decréscimo está de acordo com as previsões da Relatividade Geral (RG) com erro de 1% (TAYLOR J. H. E WEISBERG, 1989; WEISBERG J. M. E TAYLOR, 1984). Medidas similares utilizando sistemas "duplos de pulsares" recentemente descobertos têm permitido melhorar esses testes experimentais da Relatividade Geral para o nível de 0,05% (BECKER, 2009).

Após quatro décadas da descoberta de Hulse R. A. e Taylor (1975) sobre o decaimento orbital do pulsar PSR 1913+16, a primeira evidência direta das OGs veio no dia 14 de Setembro de 2015, às 09:50:45 (GMT). O evento, mencionado como GW150914, foi observado pelos dois detectores do observatório *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO) em Hanford e Livingston nos EUA simultaneamente (ABBOTT B. P., 2016). Os dados de amplitude da OG, adquiridos pelos interferômetros do LIGO, foram comparados com modelos de ondas preditos de forma teórica. Os resultados apontaram firmemente para a fase *inspiral e merger* de dois buracos negros (BNs) e o *ringdown* do BN resultante, a uma distância de mais de um bilhão de anos-luz.

Outras quatro detecções de BBNs aconteceram durante as corridas de observação do LIGO – GW151226 (ABBOTT, 2016), GW170104 (ABBOTT et al., 2016a), GW170608 (ABBOTT et al., 2017b), GW170814 (ABBOTT et al., 2017c) – até a primeira observação de um sinal emitido pela fase *inspiral* de binárias de estrelas de nêutrons (BENs) (ABBOTT et al., 2017d). Os detectores da rede LIGO-Virgo observaram o sinal de OG de objetos compactos de baixa massa consistentes com um *merger* de BENs em 17 de agosto de 2017 às 12:41:04 (UTC). A melhor combinação das medidas das massas provê a massa *chirp*  $M_c = 1,188_{-0,002}^{+0,004} M_\odot$  e uma faixa da massa total  $\sim 2,73 - 3,29 M_\odot$  para GW170817. As massas das componentes estão entre  $0,86 - 2,26 M_\odot$ , de acordo as massas das conhecidas de ENs (ABBOTT et al., 2017d).

Em adição, uma contrapartida eletromagnética – GRB 170817A – foi observada 1,7 s depois do tempo de coalescência de GW170817 (GOLDSTEIN et al., 2017; SAVCHENKO et al., 2017). A combinação dos dados do LIGO-Virgo permitiu restringir a posição da binária dentro de uma área  $28 \text{ graus}^2$  do céu, a distância de  $\sim 40_{-14}^{+8} \text{ Mpc}$  (SINGER et al., 2016). Por outro lado, o GRB 170817A foi encontrado na galáxia NGC 4993, consistente com a localização e a distância dadas pela detecção da OG (PAN et al., 2017). Essa coincidência da observação GW170817 e GRB170817A de natureza

distinta inaugura a astronomia multi-mensageira. Estima-se que a taxa de *merger* de binárias EN-EN, dentro do horizonte de eventos de detectores avançados – *Advanced LIGO* (HARRY et al., 2010), *Advanced Virgo* (ACCADIA et al., 2011) e *KAGRA* (ASO et al., 2013) – esteja entre 0,4 e 100  $\text{ano}^{-1}$  (ABADIE et al., 2010).

As ENs configuram-se num excitante laboratório cósmico para física teórica. Por possuírem campos magnéticos intensos e taxa de rotação elevada (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), estão relacionadas com as explosões de raios- $\gamma$  (GRBs) de curta duração, *short* GRBs - sGRBs, ( $t \lesssim 2\text{s}$ ) (KOUVELIOTOU et al., 1993; EICHLER et al., 1989; NAKAR, 2007). Estes eventos, tipicamente, são considerados os mais energéticos e mais brilhantes do Universo <sup>1</sup>, liberando  $\sim 10^{46}$  J em  $\sim 1$  ms (PACZYNSKI, 1986).

Tradicionalmente, os progenitores dos GRBs são baseados no tempo de duração (KOUVELIOTOU et al., 1993). Alguns GRBs longos ( $t \geq 2\text{s}$ ) são associados com Supernova Tipo Ic (GALAMA et al., 1998; STANEK et al., 2003). Por outro lado, observações pelo satélite Swift (SAKAMOTO et al., 2011) têm revelado que alguns GRBs curtos ( $t \leq 2\text{s}$ ) são associados com galáxia elípticas sem formação estelar (como a localização do GRB 050509B detectado em raio-X discutido na Referência Gehrels et al. (2005)). Seus progenitores têm sido associados com o *merger* de objetos compactos (NARAYAN et al., 1992; PIRAN, 1999; KOUVELIOTOU et al., 1993; EICHLER et al., 1989; NAKAR, 2007), similarmente, aos resultados obtidos pelas observações dos satélites Fermi (PACIESAS et al., 2012; QIN et al., 2013; KIENLIN et al., 2014) e o Integral (BOSNJAK; DAIGNE, 2014).

Com base nas observações, os progenitores de GRBs devem ser capazes de gerar um "*outflow*" com elevada luminosidade (entre  $10^{40}$  e  $10^{47}$  J  $\text{s}^{-1}$ ) e energia total (da ordem de  $10^{42}$  e  $10^{48}$  J) (FISHMAN; MEEGAN, 1995; ZHANG B. E MÉSZÁROS, 2004). O *outflow* é constituído por três componentes básicos: fótons, matéria e campos magnéticos. Mas devido aos altos fatores de Lorentz ( $\gamma \sim 100 - 1000$ ) (LU et al., 2012; LITHWICK; SARI, 2001), sugere-se que o ejetor deve possuir uma pequena contaminação de bárions para que seja possível alcançar velocidades relativísticas (ZHANG, 2011). O fator de Lorentz ( $\gamma$ ) da matéria durante a emissão *prompt* do GRB é um parâmetro fundamental para entender a física dos GRBs (LU et al., 2012). Seu valor limita inferiormente a quantidade permitida de poluição bariônica no fluxo. O fator

---

<sup>1</sup>Alguns poucos eventos isolados alcançam quantidades energéticas maiores, como a *hyernova* SN 2015L, chegando ao maior brilho observado de  $\sim 10^{45}$  J. No limite teórico, existem quantidades energéticas maiores, como a massa-energia visível da Via Láctea de  $10^{58}$  J. Entretanto, ainda não se observou uma galáxia liberar essa energia numa curta escala de tempo como os GRBs.

$\gamma$  pode ser determinado pelo ponto máximo da curva de luz do *afterglow* inicial (e a desaceleração do choque externo) ou pela compactidade (*compactness*) - parâmetro que determina se o GRB é opticamente fino para a produção de pares.

Mecanismos de dissipação magnética associados com a reconexão das linhas de campo magnética podem configurar numa importante via para a aceleração de partículas (PARKER, 1957). Entretanto, para GRBs, esse é um processo lento. Mecanismos alternativos sugerem participação das ondas Alfvén (MOORTGAT; KUIJPERS, 2003). Dadas as elevadas temperaturas que a matéria atinge na *fireball* (PIRAN; SHEMI, 1993), associadas com os intensos campos magnéticos, é plausível que ondas magneto-hidrodinâmicas (MHD) sejam produzidas durante a coalescência dos sistemas de binárias compactas. Os efeitos do plasma podem também contribuir para mecanismos de produção de radiação síncrotron, síncrotron auto-Compton (SSC) e espalhamento Compton (MEDVEDEV; LOEB, 1999).

Uma parte da energia liberada pelo progenitor GRB está na forma de jatos altamente relativísticos. Essas estruturas podem atingir raio  $\sim 10^{11}$  m, produzindo raios- $\gamma$  que são caracterizados, nominalmente, como emissão *prompt*. A uma distância maior, para uma faixa de  $\sim 10^{12}$  m, é produzido o *afterglow*, outra contraparte eletromagnética (WAXMAN, 2003; PIRAN, 2004). Apesar do extenso estudo, a natureza do GRB ainda permanece como uma questão em aberto (PIRAN, 1999).

Os GRBs são produzidos em distâncias cosmológicas, seus fluxos implicam em energias imensas, podendo alcançar  $10^{47}$  J, se a emissão é isotrópica. Quando uma grande quantidade de energia radiativa é, de repente, lançada em uma região, uma esfera radiativa (*fireball*) opaca de gás fótons-léptons ( $e^+$ ,  $e^-$ ,  $\gamma$ ) é criada devido ao perfil de criação dos pares elétron-pósitron. Essa esfera expande e resfria rapidamente até a energia dos fótons diminuir abaixo do limiar de produção de pares e se tornar transparente. Se alguma quantidade de matéria bariônica está misturada com esta *fireball*, um pouco de energia radiativa será convertida para energia cinética dos bárions, que são acelerados a velocidades ultrarrelativísticas, alcançando fatores de Lorentz da ordem de  $\sim 10^2 - 10^3$  (SHEMI; PIRAN, 1990), e o sinal de tal explosão será enfraquecido. Se a massa bariônica é grande o suficiente – GRB opticamente espesso (LITHWICK; SARI, 2001) – quase toda a energia de radiação será convertida em energia cinética e nenhum sinal raio- $\gamma$  da explosão será observado. A presença de  $10^{-9}M_{\odot}$  de bárions é suficiente para reduzir significativamente a radiação. Com  $10^{-5}M_{\odot}$  de matéria bariônica, a expansão nunca se torna relativística (FISHMAN; MEEGAN, 1995). Uma fração substancial da energia cinética dos bárions é transfe-

rida à população não-térmica de elétrons relativísticos (MESZAROS P. E REES, 1993). Estes, por sua vez, resfriam, devido ao espalhamento Compton inverso e a emissão síncrotron no campo magnético pós-choque (MEDVEDEV; LOEB, 1999), produzindo a radiação observada em GRBs e seus *afterglows* (KATZ, 1994).

Acredita-se que os GRBs sejam produzidos de acordo com os modelos da *fireball* (MESZAROS P. E REES, 1993; REES M. J. E MESZAROS, 1994; PIRAN, 1999; MÉSZÁROS, 2002; MÉSZÁROS, 2006), introduzido pela primeira vez por Cavallo G. e Rees (1978). As *fireballs* são objetos essencialmente dinâmicos, cujas propriedades aumentam rapidamente com o tempo. O GRB em si é produzido pela dissipação interna dentro do fluxo de saída, enquanto que o *afterglow* é produzido pelo choque externo com o meio circundante. Esses modelos são baseados na suposição de que os *outflows* ultrarelativísticos são comumente geradoras de choque.

O modelo da *fireball* supõe um comportamento essencialmente hidrodinâmico, isto é, dominada por bárions e energia cinética. O mecanismo central ejeta energia intermitentemente na forma de mini-conchas. Estas colidem, produzindo choques que aceleram as partículas, prótons e elétrons. Com a introdução do campo magnético, ou carregado pelo mecanismo central ou gerado pelos dínamos turbulentos, esses elétrons emitem síncrotron, na banda do raio- $\gamma$  (ZHANG B. E MÉSZÁROS, 2004). Isto é responsável pela emissão de GRB observada. A energia da emissão é um problema do modelo de choque interno; a emissão tem de ser extraída da energia cinética relativa entre as conchas colidindo, mas a eficiência da radiação é tipicamente pequena, cerca de 1%-5% (KUMAR; PIRAN, 2000). Para alcançar alta eficiência observada num GRB (FRAIL et al., 2001), algumas sugestões são feitas, incluindo a dissipação não linear (BELOBORODOV, 2000) e colisões *quasi*-elásticas (KOBAYASHI; SARI, 2001).

Existem várias motivações para considerar uma *fireball* com campos magnéticos intensos como geradora da radiação observada. Primariamente, desde que uma *fireball* de GRB exige um acúmulo muito pequeno de bárions para atingir o alto fator de Lorentz, um fluxo de Poynting torna fácil transportar uma quantidade grande de energia sem carregar bárions (ROSSI et al., 2004). Outro mecanismo de extração de energia, utilizando o processo de pares de neutrinos ( $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^-e^+$ ) (EICHLER et al., 1989), está associado com a correção do feixe do GRB (RUFFERT et al., 1997), assim a energia magnética satisfaz as necessidades energéticas. Além de que, campos magnéticos são úteis para jatos colimados (VLAHAKIS; KÖNIGL, 2003).

Uma fração grande,  $\geq 10\%$ , da energia da *fireball* pode ser convertida para a produção de fóton-méson com uma explosão de neutrinos de  $\sim 10^{14}$  eV. Prótons de  $10^{15}$

eV interagem com fótons de  $\sim 1\text{MeV}$ , carregando matéria de raios- $\gamma$  para produzir neutrinos de  $10^{14}\text{eV}$ . A detecção de neutrinos de GRBs constataria o cenário de *fireball* cosmológica para a produção de GRB (WAXMAN; BAHCALL, 1997). Além das questões fundamentais sobre os GRBs, existem problemas ainda em aberto, como o "no-host" para diversos sGRBs que não apresentam brilho coincidente com a galáxia hospedeira (BERGER, 2010), bem como a geração de campo magnético (MEDVEDEV; LOEB, 1999; MEDVEDEV et al., 2005) em GRBs que estão ainda em aberto.

Há dúvidas se o modelo de choque interno da *fireball* possa fornecer respostas satisfatórias para as questões acima descritas (LYUTIKOV; BLANDFORD, 2003; THOMPSON et al., 1994; DRENKHAHN, 2002; SPRUIT; DRENKHAHN, 2004; VLAHAKIS; KÖNIGL, 2003). Um modelo alternativo denominado Modelo Eletromagnético (EMM) foi proposto. Neste modelo, a energia de um fluxo de Poynting dominante é dissipada diretamente em partículas por meio de instabilidades de plasma. Embora o fluxo de *Poynting* seja geralmente mais diretamente observável, esta energia eletromagnética pode ser transferida para a energia cinética do plasma, que irá irradiar através de diferentes processos (PALENZUELA et al., 2013). Cenários com fluxo de *Poynting* dominante requerem um forte campo magnético ( $> 10^{15}$  Gauss) e grande taxa de rotação ( $\Omega \sim 10^4\text{s}^{-1}$ ) (LYUTIKOV; BLACKMAN, 2001). Essas características podem ser encontradas quando uma *merger* de ENs forma um toro de acreção em torno de um BN e em Magnetares recém-nascidos (USOV, 1992; BLACKMAN; YI, 1998; THOMPSON, 2005; REZZOLLA et al., 2011; PALENZUELA et al., 2013).

A presença de matéria carregada e campos magnéticos elevados sugere a participação de ondas Alfvén e magnetossônicas (MOORTGAT; KUIJPERS, 2003) como um mecanismo importante para aceleração de partículas, bem como processos envolvendo reconexão magnética (PARKER, 1957). Dadas as altas temperaturas que a matéria atinge na *fireball* (PIRAN; SHEMI, 1993), associadas a intensos campos magnéticos, as ondas MHD são produzidas durante a coalescência dos sistemas binários compactos, enquanto estes liberam ondas gravitacionais.

As ondas MHD podem transportar energia e *momentum* através do plasma. Dependem das características do sistema, como campo magnético, densidade local e também da radiação gravitacional. Isso sugere que as ondas MHD podem ser um possível mecanismo para acelerar a matéria a altos fatores de Lorentz.

Em um espaço-tempo plano no vácuo, OGs e ondas eletromagnéticas (OEMs) não interagem. No entanto, OG e OEM podem acoplar em um espaço curvo. Em particular, Gertsenshtein (1962) encontrou valores baixos na transferência de energia

eletromagnética para energia gravitacional, proporcional a  $G/(\pi c^3)B^2RT \sim 10^{-17}$ , com um tempo de viagem do raio de luz de  $T \sim 10^7$  anos e um campo interestelar  $B \sim 10^{-5}$  G constante ao longo de um comprimento de  $R \sim 10$  anos-luz. A OEM viajando através de um campo eletromagnético estático é transformada em OGs da mesma frequência e vetor de onda. A eficiência do processo depende do quadrado do campo, bem como do quadrado de sua dimensão linear (BOCCALETTI et al., 1970). Um cenário semelhante, em um espaço com um campo magnético estacionário, Zel'dovich (1974) verificou que  $hB_0$  é a fonte da radiação eletromagnética, onde  $h$  é a amplitude da OG, modificando a métrica que causa expansão e compressão das linhas de  $B_0$ .

A interação OG-OEM também foi estudada por Brodin G. e Marklund (1999), os autores interpretaram o processo como um decaimento do gráviton com energia  $\hbar\omega_0$  em um fóton com energia  $\hbar\omega_1$  e um *plasmon* com energia  $\hbar\omega_2$ , de modo que a taxa de crescimento das ondas do plasma é dada por  $(k_2\omega_0/k_2\omega_1)^2\omega_1\omega_2/4|h_x|^2$  (considerando a polarização + da OG como  $h_+ = 0$ ).

Macedo P. G. e Nelson (1983) derivaram as relações de dispersão que governam o acoplamento entre OG e OEM propagando-se perpendicular e paralelamente a um campo magnético de fundo. O caso em que as ondas se propagam em um ângulo arbitrário em relação ao campo magnético não foi considerado. Os autores descobriram que a existência de cada acoplamento está ligada ao fato de que as perturbações anisotrópicas da função de distribuição induzem desvios nos elétrons e íons, que por sua vez geram uma corrente elétrica. Portanto, a interação OG-OEM se deve principalmente à geração de correntes elétricas no interior do plasma pela perturbação das trajetórias das partículas carregadas por causa da OG (PAPADOPOULOS et al., 2001). Os autores chegaram a conclusão que a propagação da OG ao longo da direção do campo magnético de fundo não gera correntes no plasma (MACEDO P. G. E NELSON, 1983; PAPADOPOULOS et al., 2001).

Apesar da fraca interação das OGs com a matéria, o acoplamento OE-OEM pode ser alterado pela presença de um plasma fortemente magnetizado. Em particular, a OG pode interagir com a OEM por meio de excitação no plasma - ondas Alfvén ou magnetossônicas. As OGs de alta frequência produzidas pelo *merger* das ENs se propagam pela magnetosfera do sistema, interagindo com os campos eletromagnéticos acoplados à matéria. Essa interação (ou acoplamento) pode excitar ondas MHD, gerando harmônicos mais elevados, como radiação eletromagnética na banda de radiofrequência (MARKLUND et al., 2000; MOORTGAT, 2006).

Isliker et al. (2006) mostraram que uma OG gerada por um *magnetar* pode ser a fonte da energia liberada em um *flare* gigante e pode estar associada até mesmo em um GRB curto, através da absorção da energia da OG por um plasma nas proximidades dos objetos. Eles assumiram um campo magnético da EN cerca de  $B \sim 10^{16}$  G, uma densidade de fundo do sistema  $\rho_0 = 10^{-14} \text{gcm}^{-3}$ , um índice adiabático  $\Gamma = 4/3$  e frequência da OG alcançando 5 kHz.

O acoplamento OG-OEM é mais eficiente se as ondas são coerentes, ou seja, se as frequências e a fase relativa das ondas permanecem inalteradas por muito tempo (SERVIN M. E BRODIN, 2003). Vários autores mostraram que o acoplamento é mais eficiente quando as ondas OG-OEM são ressonantes (SERVIN et al., 2000; PAPADOPOULOS et al., 2001; MOORTGAT; KUIJPERS, 2003). A interação de coerência no vácuo ou na presença de um campo eletromagnético de fundo requer apenas que as frequências coincidam e as ondas tenham velocidade de fase idêntica. De acordo com Servin M. e Brodin (2003), considerando a interação OG-OEM em um "meio", a ocorrência de tais ressonâncias é mais rara porque a velocidade de fase para OG ainda é igual à velocidade da luz, enquanto para OEMs isso ocorre apenas para frequências de onda específicas (ou no limite de frequências muito altas). Na verdade, a velocidade das ondas MHD depende da velocidade de Alfvén que diminui com a pressão mecânica e aumenta com a pressão magnética. A condição de coerência pode ser estabelecida no plasma tênue fortemente magnetizado com pressão  $p$  e campo magnético  $B$  onde  $2\mu_0 p/B^2 \ll 1$ .

Nosso objetivo é apresentar o conjunto de equações relativísticas MHD (GRMHD) que descrevem a interação das OGs com a magnetosfera das ENs produzindo OEMs no plasma magnetizado durante a fase *inspiral*. As polarizações  $+$ ,  $\times$  da OG se acoplam com os modos de ondas MHD. Calculamos, formulação semi-analítica, a energia transferida pela interação. Em particular, mostramos que o chamado modo magnetossônico pode atingir energias da ordem das energias observadas em GRBs curtos.

O trabalho está organizado da seguinte forma. No Capítulo 2, apresentamos as propriedades observadas dos GRBs, como as curvas de luz, os espectros contínuos e distribuição espacial, que ajudaram a identificar os possíveis progenitores dos GRBs. Discutimos em seguida os processos físicos da emissão em alta energia que explicam as características dos espectros observados. O modelo da *fireball* e suas propriedades são descritos para tentar justificar a alta aceleração das partículas, assim como o modelo de choques internos e externos para justificar as emissões eletromagnéticas.

O Capítulo termina com a apresentação do modelo EMM com o fluxo de *Poynting* dominante. No Capítulo 3, introduzimos as características físicas das estrelas de nêutrons que possibilitam a produção de ondas MHD no sistema binário. Descrevemos as ondas gravitacionais produzidas por esses sistemas durante a coalescência, são apresentadas as soluções linearizadas das Equações de Campo e as propriedades do modelo. Ao final do Capítulo, mostramos um compilado das detecções diretas dos interferômetros LIGO e Virgo. Destacamos a detecção GW170817 que será utilizada para calcularmos as energias associadas ao acoplamento. No Capítulo 4, derivamos as equações GRMHD que formam o conjunto fechado de equações que descrevem o modelo de acoplamento da OG com o plasma magnetizado. Usando o formalismo 3+1 (*orthonormal frame* – ONF), demonstramos o surgimento das densidades de corrente que são geradas pela OG nas equações de Maxwell linearizadas. É discutida a aproximação da teoria MHD ideal nas equações de plasma que permanece válida durante a coalescência da binária. Com a relação de dispersão derivada da transformação de Fourier nas grandezas da equação diferencial do acoplamento, chegamos as soluções para o sistema no referencial comóvel e no referencial de laboratório, em termos das polarizações da OG  $+$ ,  $\times$  e das propriedades do plasma. Finalmente, no Capítulo 5, discutimos as características do acoplamento, a modificação da equação de continuidade da matéria carregada no plasma, a diferença do índice de refração do plasma que circunda o sistema e o meio interestelar (ISM), gerando consequências para a transmissão de ondas eletromagnéticas. Discutimos a intensidade e direção do vetor de *Poynting*, destacando a pressão de radiação. E, por fim, calculamos a quantidade de energia eletromagnética associada ao acoplamento da OG-plasma magnetizado para dois casos de binária de ENs: binária utilizada na simulação da referência (REZZOLLA et al., 2011) e a binária do evento GW170817. Os resultados são resumidos e discutidos no Capítulo 6, incluindo a relevância do modelo apresentado aqui para estudos sobre GRBs e as perspectivas futuras.

Esta tese está associada a dois artigos. O primeiro com título "Excitation magneto-hydrodynamic wave by gravitational wave produced by binary of neutron stars", publicado no International Journal of Modern Physics Conference Series, Vol. 45 pp. 1760006–236 (2017), <https://doi.org/10.1142/S2010194517600060>. O segundo artigo, cujo título é "Magnetohydrodynamic waves excited by a coupling between gravitational waves and a strongly magnetized plasma in binaries of neutron stars" foi publicado no Physical Review D, vol. 102, 043004 (2020), <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.043004>.

## 2 A FÍSICA DOS GRBs

Em 1967, os satélites Vela (EUA) e Konus (USSR) estavam monitorando possíveis testes de bombas atômicas que estavam proibidas pelo *Nuclear Test Ban Treaty*, assinado em 1963, durante a Guerra Fria. O satélite Vela detectou uma explosão de raio- $\gamma$  inesperada, muito breve e intensa. Após análises dos dados, foi confirmado que a explosão não se relacionava com um teste de arma nuclear, em vez disso, se relacionava com um transiente astrofísico no céu (KATZ, 2002). A partir de 1969, devido às atualizações no sistema do satélite Vela, os GRBs foram detectados com mais frequência, numa média de 5 explosões por ano. O grupo liderado por Ray Klebesadel divulgou os resultados no ano de 1973 (KLEBESADEL et al., 1973), onde a primeira detecção de GRB nos arquivos do Vela era o GRB 670702. Após Vela e Konus, outros experimentos e missões de detecção de GRB foram conduzidos: *Apollo 16*, *Ulysses*, BATSE, *Swift*, Fermi.

### 2.1 Propriedades observadas

Uma fração da energia liberada pelo progenitor do GRB em forma de um jato altamente relativístico alcança um raio da ordem de 100 milhões de quilômetros da sua fonte e se converte em raios- $\gamma$ , chamados de emissão *prompt*. Mais distante, para uma escala de 10 bilhões de quilômetros, é produzido o *afterglow* (WAXMAN, 2003). Apesar do estudo extensivo da emissão *prompt* dos GRBs, a natureza desta emissão ainda permanece uma questão em aberto.

Com uma emissão que tipicamente dura poucos segundos, sem repetição, e com a curva-de-luz bastante variável, espectros diferentes para cada explosão, não há nenhuma característica evidente que os GRBs pudessem ser associados com algum modelo de emissão simples.

Até 1991, com auxílio de um grande acúmulo de curvas-de-luz de GRBs com uma rápida variabilidade de cerca de milissegundos, mas sem periodicidade convincente, foi possível detectar linhas em  $\sim 400$  keV que foram interpretadas como originadas da aniquilação de  $e^+/e^-$  em 511 keV, deslocadas para o vermelho em 400 keV pelo campo gravitacional de uma suposta fonte compacta (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). Interpretações semelhantes levaram à suposição de que os GRBs fossem produzidos por estrelas de nêutrons fortemente magnetizadas.

A natureza não-térmica de seus espectros de energia e a variabilidades espectral numa explosão foram também confirmadas e bem estudadas (VEDRENNE; ATTEIA,

2009), porém a ligação com as estrelas de nêutrons ainda continuava em dúvida, fortalecendo o modelo de origem extragaláctica em distâncias cosmológicas (MEEGAN et al., 1992). A confirmação da origem cosmológica para os GRBs veio com a observação das contrapartes transientes em raios-X de muitos GRBs, seguida de observações de transientes ópticos (SAHU et al., 1997a) e em rádio (FRAIL et al., 1997). O primeiro *redshift* do transiente óptico associado ao GRB foi da linha de absorção com *redshift*  $z = 0,835$  do GRB 970508 (METZGER et al., 1997). Após o lançamento dos satélites *Swift* e *Fermi*, foram possíveis mais estudos detalhados sobre a emissão *prompt*, tanto no domínio espectral quanto temporal.

Em contraste, a fase *afterglow* dos GRBs, energeticamente mais baixa, com comportamento relativamente suave, foi observada muito depois da detecção dos GRBs. A procura por contrapartes em todos os possíveis comprimentos de onda – óptico, rádio e raio-X – não tinha sido bem sucedida até o lançamento da missão BeppoSAX, em 1996. Com a detecção do *afterglow* em rádio, óptico e raio-X, tornaram-se possíveis as medidas das distâncias e a identificação, em quase todos os casos, das galáxias hospedeiras dos GRBs (VEDRENNE; ATTEIA, 2009; PIRAN, 2004). As posições acuradas do *afterglow* permitiram o uso de ferramentas clássicas da astronomia através de grandes telescópios ópticos e radiotelescópios no solo. Consequentemente, seus *redshifts* correspondentes foram medidos, que variam de 0,16<sup>1</sup> até 4,5 (PIRAN, 2004), mostrando que as explosões acontecem em distâncias cosmológicas ( $\sim$  Gpc).

Dentro das galáxias hospedeiras existe evidência que GRBs de longa duração surgem em regiões de formação estelar de forma que a taxa de surgimento dos GRBs está associada com a taxa de formação estelar da galáxia hospedeira. Desde que essas regiões abrigam estrelas massivas jovens que provavelmente terminam como buracos negros, modelos invocando a emissão de jatos relativísticos por buracos negros recém-nascidos foram rapidamente favorecidos. A conexão possível entre uma supernova e um GRB longo foi confirmada pelo HETE-2, em 2003, que detectou um GRB extremamente brilhante associado com uma supernova em *redshift*  $z = 0,17$  (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). Mas algumas condições para a correlação foram necessárias, já que a vasta maioria de supernovas não emitem jato relativístico para produzir a emissão de raios- $\gamma$ . Ainda tem o fato de que supernovas ocorrem em uma taxa de um evento por segundo no Universo observável, ao passo que os GRBs ocorrem em uma taxa de um evento por dia.

Enquanto o HETE-2 confirmava a ligação dos GRBs longos com as supernovas, ob-

---

<sup>1</sup>Existem medidas com *Redshifts* mais baixos que isso, igual a 0,0085.

servações de *afterglow* de GRBs curtos levantavam a questão sobre quais objetos são os possíveis progenitores desses eventos. Modelos sugeriram que a emissão de jatos relativísticos por *merger* de estrelas ou magnetares podem ser o mecanismo geral que explicaria esses surtos. Importante enfatizar o problema da energia, pois em alguns casos a energia dos surtos de raios- $\gamma$  é comparável com a energia associada com a massa de repouso de uma estrela de nêutrons. Com isso, se entendeu a necessidade de introduzir uma possível colimação na emissão do GRB. Tipicamente, o ângulo do feixe vai de  $1^\circ$  até  $10^\circ$ , implicando que em média apenas um GRB de uma centena ou mais tem seus jatos direcionados em direção à Terra (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

A isotropia da distribuição angular já era observada antes do BATSE (MAZETS; GOLENETSKII, 1981), mas, com este experimento, esta característica foi rapidamente confirmada para milhares de GRBs. O BATSE apresentou isotropia indiscutível da distribuição e não-homogeneidade dos GRBs, mas sem a concentração deles no plano galático, então uma origem dos GRBs ligados às estrelas de nêutrons mais próximas do disco galático foi rejeitada. Portanto, surgiram as ideias de que os GRBs poderiam estar em distâncias cosmológicas com enormes energias liberadas. Fontes cosmológicas explicariam a isotropia da distribuição angular e não-homogeneidade das fontes.

Estimativas revelam que *merger* de sistemas binários de estrelas de nêutrons, liberando  $\sim 10^{46}$  J em  $\sim 1$  milissegundo (PACZYNSKI, 1986), é, provavelmente, o mecanismo central de GRBs de curta duração (NARAYAN et al., 1992), quais abrangem cerca de 1/4 da população total de GRBs detectados. Modelagens numéricas têm sido realizadas para revelar como eventos de *merger* de compactas podem produzir um GRB (ROSSWOG; DAVIES, 2002; RUIZ et al., 2016; ENDRIZZI et al., 2016).

### 2.1.1 Propriedades espectrais

O instrumento BATSE (sensível em 30 keV-2 MeV) na missão bem sucedida da NASA, em 1991, *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO), confirmou a maioria das propriedades dos GRBs: duração, rápida variabilidade das curvas-de-luz, ausência de periodicidades, existência de duas classes. <sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>Os GRBs são caracterizados pela duração da sua explosão, quando esta dura tempo menor que 2 seg, recebe a classificação de GRB curto, pelo contrário, o GRB é classificado longo.

### 2.1.1.1 Curvas-de-luz

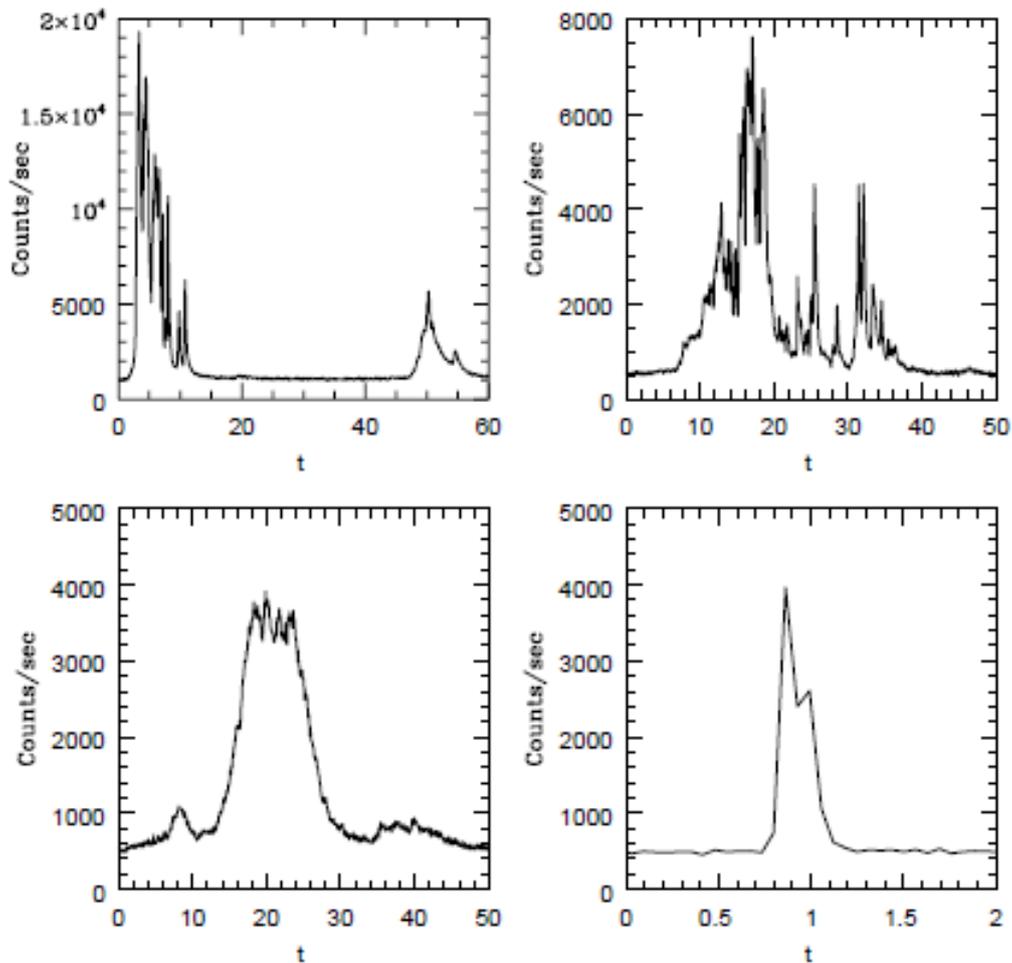
A propriedade mais notável da curva-de-luz da emissão *prompt* do GRB é a irregularidade. Na Figura 2.1, algumas curvas-de-luz dos GRBs presentes no catálogo do BATSE são mostradas, exibindo a complexidade de correlacionar duas quaisquer curvas-de-luz. Nenhuma curva de dois GRBs é idêntica. Enquanto algumas explosões consistem de componentes muito irregulares, outras são suaves com um ou alguns picos (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).<sup>3</sup>

A curva-de-luz varia com a banda de energia, a largura de pulsos individuais  $\omega$  é dependente da energia, variando com a energia da seguinte forma:  $\omega(E) \propto E^{-\alpha}$  com  $\alpha \sim 0,3 - 0,4$  (NORRIS et al., 2005; LIANG et al., 2006).

---

<sup>3</sup>Uma periodicidade com período de 8 seg foi observado no evento de 5 de março de 1979 durante 22 ciclos (SCHAEFER; DESAI, 1988). Mas este GRB não era típico e rapidamente foi suspeito pertencer a outra classe de *burst* (CLINE et al., 1980), chamada mais tarde de *Soft Gamma-Ray Repeaters* (SGRs)

Figura 2.1 - Número de contagens por tempo para vários GRBs do catálogo do BATSE.



Algumas curvas-de-luz dos GRBs presentes no catálogo do BATSE mostram a complexidade dessa propriedade da emissão prompt. Nenhuma curva é idêntica. Algumas explosões consistem de componentes muito irregulares, outras são suaves.

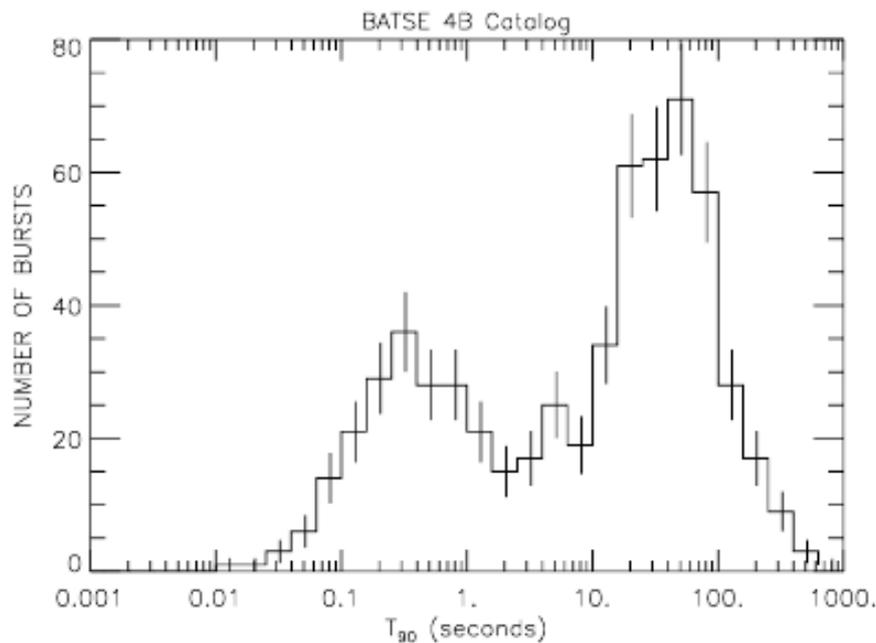
Fonte: Piran (1999).

A classificação dos GRBs foi tradicionalmente baseada nas durações no domínio temporal e no índice de dureza (*hardness ratio*– HR), a razão entre o fluxo de fótons observados na banda de alta e baixa energia do detector (KOUVELIOTOU et al., 1993). Um típico GRB dura cerca de 10 seg, podendo variar de muitos milissegundos até muitos milhares de segundos (MEEGAN et al., 1992). Nesta última ordem, por exemplo, o GRB 940217 exibiu atividade de GeV por uma hora e meia da explosão (HURLEY et al., 1994).

Outros exemplos foram as explosões GRB 961027a, GRB 961027b, GRB 961029 e GRB 961029b, que ocorreram na mesma região no céu dentro de dois dias e são considerados como uma única muito longa explosão (MEEGAN et al., 1998).

A definição de duração de um GRB é resultado do experimento BATSE. Definiu-se, arbitrariamente,  $T_{90}$  como o tempo que 90% das contagens de explosões de raios- $\gamma$  levam para chegar no observador na banda 50 – 300 keV. Esta medida elimina os 5% iniciais e finais da emissão total da explosão. Analogamente, definiu-se  $T_{50}$ , eliminando 25% iniciais e finais da emissão. A duração abrange 5 ordens de grandeza, variando de 0.01 seg até valores maiores que 100 seg.

Figura 2.2 - Distribuição de durações ( $T_{90}$ ) dos dados do experimento BATSE.



A distribuição das durações das explosões mostram que os GRBs podem ser divididos em duas classes. Em geral, as explosões curtas têm duração  $T_{90} < 2s$  e explosões longas,  $T_{90} > 2s$ .

Fonte: Zhang B. e Mészáros (2004).

A concentração de explosões detectadas pelo BATSE em dois grupos sugeriu duas classes, com durações semelhantes, notavelmente vista na Figura 2.2. As classes

são separadas por uma linha de duração  $T_{90} \sim 2$  seg no referencial do observador (KOUVELIOTOU et al., 1993): classe de explosões "longas"(definida no índice de dureza como *soft*) que compreendia aproximadamente 3/4 da população, com média de  $T_{90} \approx 20 - 30$  seg, e a classe de explosões "curtas"(em índice HR, *hard*) que compreendia 1/4, com média  $T_{90} \approx 0,2 - 0,3$  seg. Resultados similares são obtidos pelo *Fermi*, onde apenas 17% das explosões são consideradas como curtas, o resto sendo longas (PACIESAS et al., 2012; QIN et al., 2013; KIENLIN et al., 2014). Conclusões similares, com menos amostragem, são observadas no catálogo do *Swift* (SAKAMOTO et al., 2011) e do *Integral* (BOSNJAK; DAIGNE, 2014).

Tem sido extensivamente procurado um terceiro tipo de GRB com durações intermediárias. No entanto, não é claro se esta divisão é estatisticamente interessante (HAKKILA et al., 2000; MUKHERJEE et al., 1998; BROMBERG et al., 2013). Recentes análises mostraram que explosões com duração  $T_{90} \sim 10^3$  seg não precisam pertencer a uma população especial como era sugerido (GENDRE et al., 2013; LEVAN et al., 2014), porém, explosões com  $T_{90} \gtrsim 10^4$  seg podem pertencer a uma população separada (GAO; MÉSZÁROS, 2015).

Uma consequência da arbitrariedade da classificação  $T_{90}$  é que essa associação para uma certa categoria do mesmo GRB poderia mudar com o detector, pois um detector mais sensível tende a detectar sinais mais fracos que seriam ocultados por ruídos de fundo. Os pulsos de GRB são tipicamente mais amplos em baixas energias (ZHANG, 2011). Inclusive, as curvas-de-luz são muito irregulares e nenhuma distinção é feita entre a fase *prompt*, a emissão *afterglow* inicial e dos *redshifts* entre as explosões (PE'ER, 2015).

Não é surpreendente que detectores tal como o HETE-2 e *Swift* trouxeram confusão para essa classificação do tempo  $T_{90}$ . Para muitos GRBs, basta dizer que eles são longos ou curtos (ZHANG, 2011). A diferenciação entre GRBs curtos ou longos é mais sustentada pelas observações *afterglow* feitas pelo BeppoSAX, HETE-2 e *Swift*, que sugerem que alguns GRBs longos são associados com supernova Tipo Ic (GALAMA et al., 1998; STANEK et al., 2003). Em geral, as galáxias hospedeiras de GRB longo são extremamente azuis e exibindo fortes linhas em emissão. Isso sugere a presença de grande número de estrelas jovens e massivas o que permite conectar os GRB longos com a morte de estrelas de grande massa (FRUCHTER et al., 2006).

Observações realizadas pelo *Swift* revelaram alguns GRBs curtos nas proximidades de galáxias hospedeiras que são elípticas sem formação estelar, com sistemas mais evoluídos como binárias compactas (GEHRELS et al., 2005), levando em direção ao

candidato progenitor dessa classe: *mergers* de dois objetos compactos (NARAYAN et al., 1992).

Por outro lado, algumas observações, como GRB 060614 e GRB 060505 de duração longa, não tiveram associação com supernovas brilhantes, mas compartilhavam propriedades similares aos GRBs curtos (FYNBO et al., 2006; VALLE et al., 2006; ZHANG et al., 2007). Ou como os GRBs 090423 e 080916 que possuem duração menor que 1 seg, mas são provavelmente relacionados às estrelas massivas (ZHANG B. E PE'ER, 2009).

Assim, certas propriedades de observação nem sempre se referem a certos tipos de progenitores. Alguns autores recorrem a outros vários critérios de observações para classificar os GRBs fisicamente, baseando nos modelos de progenitores das explosões. De forma que a duração sozinha não é necessariamente um bom indicador para classificar a física de um GRB. Classicamente, para GRBs cosmológicos, existem duas classes gerais: Tipo I (GRBs associados às compactas) e Tipo II (GRBs associados às estrelas massivas) (KANN et al., 2011; LU et al., 2012).

### 2.1.1.2 Espectro contínuo e linhas espectrais

Os primeiros espectros dos GRBs surgiram com um detector semi-omnidirecional a bordo do IMP-6 (CLINE et al., 1973). Os espectros de 6 GRBs pareciam ser bem representados por uma forma exponencial como:

$$dn/dE = I_0 \exp(-E/E_0) \quad \text{fóton/cm}^2/\text{keV}/\text{seg} , \quad (2.1)$$

com uma energia característica  $E_0$  de 150 keV. Rapidamente, outros espectros surgiram, ajustados por duas leis de potência (VEDRENNE; ATTEIA, 2009): entre 2 keV e 200 keV, com expoente  $-1,4$  e entre 0,3 e 3 MeV, com expoente de  $-2,6$ .

Apesar de complexos, uma lei uniforme ajustou grosseiramente todos os espectros através de uma lei de potência  $dN \sim E^{-\alpha}dE$  com  $\alpha$  variando de 1,3 até 2,5, valores mais usuais dentro da faixa de 1,5 – 1,7 (MAZETS; GOLENETSKII, 1981). Mas para muitos GRBs, o melhor ajuste era obtido pela lei  $dN \sim \exp(-E/kT)dE$  (GILMAN et al., 1980), tipicamente, da emissão térmica *bremsstrahlung* de um plasma tênue quente, com uma temperatura  $T = (0,5 - 20) \times 10^9$  K (correspondendo a 50 – 2000 keV). Portanto, o espectro observado é de fato sensível ao método de análise escolhido. Tipicamente, a análise do espectro é baseada no fluxo integrado

sobre a duração total da emissão *prompt*, chamado de espectro de tempo-integrado. Isso implica num desafio, pois o sinal dependente do tempo pode ser, potencialmente, perdido ou ao menos manchado (PE'ER, 2015).

Uma propriedade geral dos GRBs é a natureza não-térmica de suas emissões, com o máximo de suas energias emitidas em raio-X duro ou raio- $\gamma$  mole (100 keV até 1 MeV) (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). Isso indica que a fonte deve ser opticamente fina. O espectro desvia de um corpo negro tanto em altas energias quanto em baixas energias. Além de que, a escassez de raio-X exclui modelos opticamente espessos em que os raios- $\gamma$  poderiam ser efetivamente degradados em raios-X (IMAMURA; EPSTEIN, 1987). A extremidade de alta energia deixa outra restrição forte nos modelos físicos de GRB. Esses fótons de alta energia escapam livremente da fonte sem produzir pares de elétron-pósitron. Outra propriedade dos espectros do GRB é sua rápida dependência temporal, que foi descoberta muito cedo, por exemplo, com o brilhante GRB 781119 (BARAT et al., 1981).

Vários processos de radiação não-térmicos ou térmicos têm sido considerados para ajustar o contínuo dos espectros dos GRBs, obtidos com uma diversidade grande de instrumentos. Em 1980, comparando esses possíveis processos com as observações, parecia eliminar muitos mecanismos de emissão, incluindo *bremsstrahlung* e espalhamento Compton inverso de choques. Eles pareciam consistentes com espalhamento Compton inverso em uma distribuição térmica de elétrons quentes, com emissão síncrotron térmica, e, possivelmente, com emissão síncrotron de uma distribuição de lei de potência de elétrons ultrarrelativísticos (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

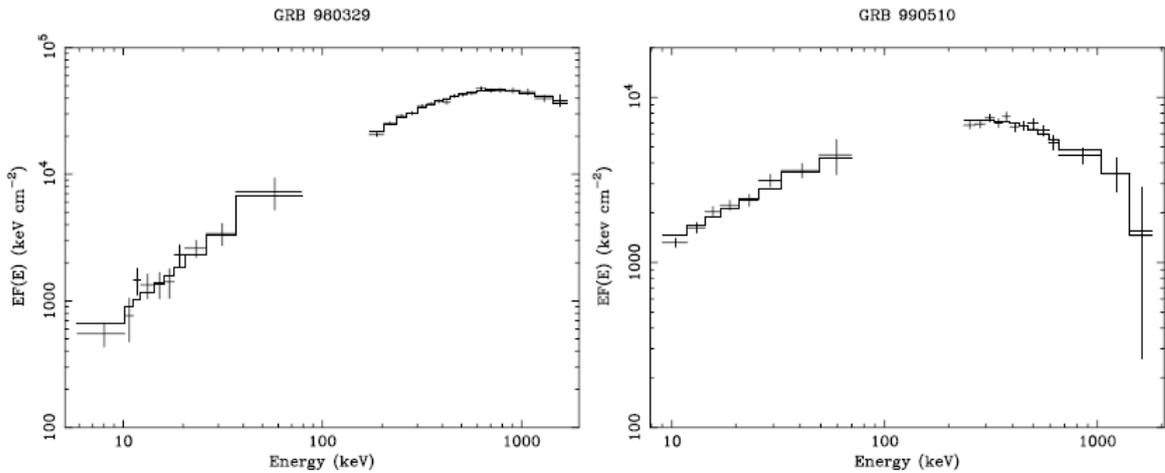
Portanto, não existe nenhum modelo teórico que prediz a forma do espectro dos GRBs. Um excelente ajuste fenomenológico para os espectros foi introduzido por Band et al. (1993), conhecido como função "Band". Na Figura 2.3, são mostrados dois exemplos de espectros de GRBs ajustados pela função Band. O espectro do número de fótons ( $N_{ph}$ ) neste modelo é caracterizado por duas leis de potência juntas com uma energia de corte  $H$ . Que pode ser escrito como:

$$N_{ph}(E) = \begin{cases} A \left( \frac{E}{100\text{keV}} \right)^\alpha \exp\left(\frac{-E}{E_0}\right), & \text{para } E < H \\ A \left[ \frac{(\alpha-\beta)E_0}{100\text{keV}} \right]^{\alpha-\beta} \exp(\beta - \alpha) \left( \frac{E}{100\text{keV}} \right)^\beta, & \text{para } E \geq H \end{cases} \quad (2.2)$$

onde  $H \equiv (\alpha - \beta)E_0$  e  $E = h\nu$ . Para muitos valores observados de  $\alpha$  e  $\beta$ ,  $\nu F_\nu \propto$

$\nu^2 N(\nu)$ , os espectros atingem o ponto máximo em  $E_p = (\alpha + 2)E_0 = [(\alpha + 2)/(\alpha - \beta)]H$  (PIRAN, 1999). A energia típica da radiação observada é  $E_p$ , onde a fonte emite uma quantidade de sua luminosidade.  $E_p$  é definida desta maneira mas não se deve confundir com a razão de dureza (HR) que é comumente usado nos dados analisados do BATSE.

Figura 2.3 - Espectro dos GRBs.



O espectro das explosões é não-térmico. Para muitos GRBs, o espectro é bem descrito por uma lei de potência suave quebrada.

Fonte: Zhang B. e Mészáros (2004).

Este modelo<sup>4</sup>, amplamente usado na descrição dos espectros do GRB, tem então quatro parâmetros livres: inclinação do espectro de baixa energia,  $\alpha$ , inclinação do espectro de alta energia,  $\beta$ , energia de corte ( $\approx E_0$ ) e um termo de normalização,  $A$ . Um lado negativo, claramente, tendo apenas quatro parâmetros, é que não está habilitado para capturar comportamento espectral complexo, tal como o comportamento temporal diferente das emissões de alta energia. Além disso, este modelo é matematicamente natural, e, então, o ajuste dos dados com este modelo não provê, por conta própria, alguma ideia sobre a origem física das emissões (PE'ER, 2015). Quando se usa o modelo "Band" para ajustar um grande número de explosões, a distribuição dos parâmetros chaves ( $\alpha$ ,  $\beta$  e o pico de energia  $E_p$ ) mostra uma distribuição sur-

<sup>4</sup>Algumas variações têm sido introduzidas na literatura. Exemplo é a lei de potência única (PL), "modelo de comptonização" (KANEKO et al., 2006; NAVA et al., 2011b; GOLDSTEIN et al., 2012).

preendentemente estreita. As propriedades dos espectros das duas categorias, GRBs curtos e longos, detectados tanto pelo BATSE, *Integral*, quanto pelo *Fermi*, são muito similares, com pequenas diferenças (KANEKO et al., 2006; NAVA et al., 2011a; ZHANG, 2011; GOLDSTEIN et al., 2012; BOSNJAK; DAIGNE, 2014). A inclinação do espectro de baixa energia está aproximadamente na faixa  $-1,5 < \alpha < 0$ , média em  $\langle \alpha \rangle \simeq -1$ . A distribuição da inclinação dos espectros de alta energia alcança o máximo em  $\langle \beta \rangle \simeq -2$ .

O modelo "Band" ajusta os espectros em três propriedades chaves dos espectros (PE'ER, 2015): (1) A emissão *prompt* estende a energias muito altas ( $\gtrsim$  MeV). Esta energia está acima do limite para produção de pares ( $m_e = 0,511$  MeV), que é a motivação original para expansão relativística dos *outflows* do GRB; (2) O modelo "Band" não parece semelhante a uma função de Planck, desde que as razões da emissão térmica, que foi inicialmente sugerida como a origem dos espectros *prompt* do GRB (GOODMAN, 1986; PACZYNSKI, 1986), foram rapidamente abandonadas e não considerada como um processo de radiação válido para um tempo longo; (3) Os valores dos parâmetros livres do modelo "Band", e, em particular, os valores da inclinação dos espectros de baixa energia,  $\alpha$ , não são facilmente ajustados com qualquer processo radiativo simples, como síncrotron. Apesar de que, em algumas explosões, a emissão síncrotron poderia ser usada para ajustar os espectros (FRONTERA et al., 2000), este não é o caso da vasta maioria dos GRBs (PREECE et al., 1998; GHIRLANDA et al., 2003).

Band et al. (1993) apresenta um pequeno catálogo de 52 GRBs brilhantes analisados de acordo com a função "Band". Preece et al. (2000) apresenta um catálogo maior com 156 explosões selecionados por alto *fluence*<sup>5</sup>. Eles consideram muitas formas espectrais, incluindo a função "Band". A maioria das explosões está na faixa  $(\alpha - \beta)E_0 \sim 250$  keV. Em muitos casos, o espectro foi observado simultaneamente por muitos instrumentos. GRB 920622, por exemplo, foi observado simultaneamente por BATSE, COMPTEL e *Ulysses*. O espectro de tempo-integrado nesses detectores alcança de 25 keV até 10 MeV e concorda bem com um espectro de Band com:  $E_p = 457 \pm 30$  keV,  $\alpha = -0,86 \pm 0,15$  e  $\beta = -2,5 \pm 0,07$  (GREINER et al., 1995).

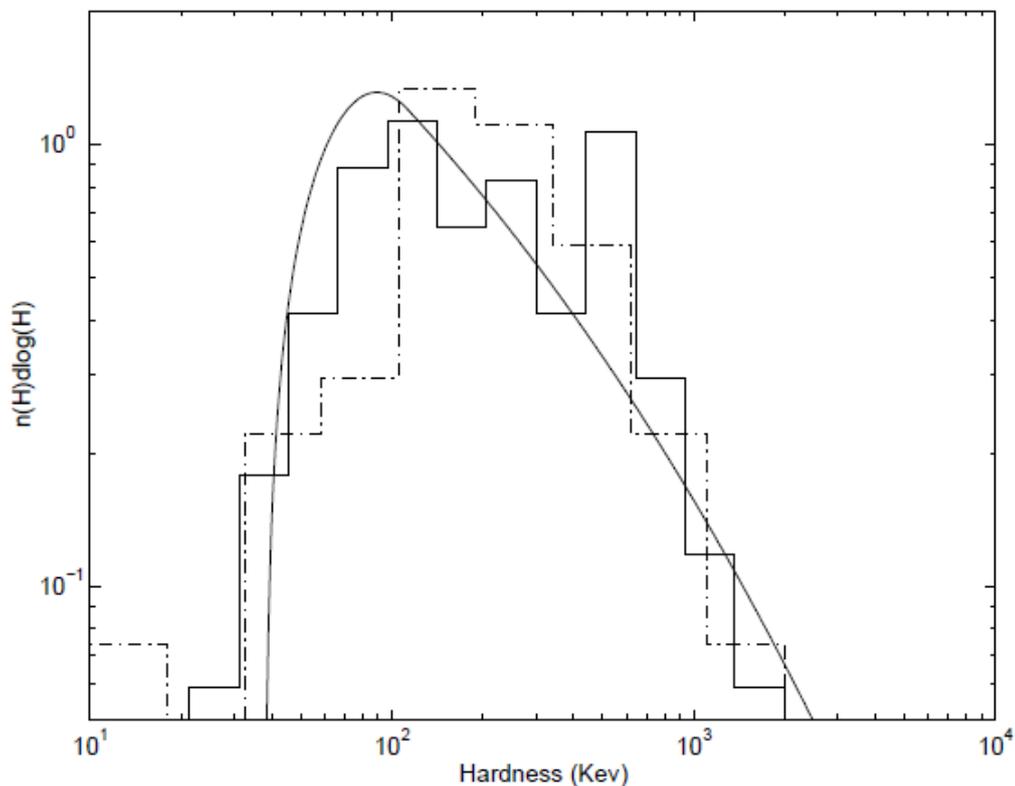
A Figura 2.4 mostra a distribuição dos valores observados de  $H$  (*hardness*) em muitas amostras (BAND et al., 1993; MALLOZZI et al., 1995; COHEN et al., 1998). Muito dos *bursts* está na faixa  $100\text{keV} < H < 400\text{keV}$ , com um máximo claro na distribuição em torno de  $H \sim 200$  keV. Não existem muitos GRBs com pico de energia na

---

<sup>5</sup>Fluxo recebido do GRB integrado sobre a duração da explosão.

faixa de centenas de keV. No entanto, não é conhecido se existe uma real escassez de GRBs *hard* e se existe um limite de corte superior para dureza do GRB ou se apenas que a detecção é mais fácil nessa banda (poucas dezenas de keV). Os *triggers* do BATSE, por exemplo, são baseados na maioria na taxa de contagem entre 50 keV e 300 keV. BATSE é, então, menos sensível para explosões mais duras que emitem mais de sua energia na faixa de MeV. Geralmente, uma explosão mais dura com a mesma energia que uma explosão mole emite menos fótons. Além disso, o espectro é geralmente plano na faixa de alta energia e decai rapidamente em baixas energias. Assim é intrinsecamente mais difícil detectar uma explosão mais dura (PIRAN, 2004).

Figura 2.4 - Número de explosões  $N(H)$  por dureza *hardness* ( $H$ ).



Distribuição de valores de dureza  $H$  observados. A linha pontilhada representa a amostra de Band et al. (1993), a linha cheia representa a amostra de Cohen et al. (1998). Para comparação, um ajuste teórico de uma distribuição acima de  $H = 120$  keV que mostra um decaimento lento ( $\sim -0,5$ ) de números de GRBs por *hardness* ( $H$ ).

Fonte: Piran (1999).

A parte de baixa energia do espectro se comporta em muitos casos como uma lei de potência:  $F_\nu \propto \nu^\alpha$  com  $-1/2 < \alpha < 1/3$  (KULKARNI et al., 1998; COHEN et al., 1997). Isto é consistente com a extremidade de baixa energia da emissão síncrotron dos elétrons relativísticos – uma distribuição dos elétrons em que toda a população é relativística, não apenas da extremidade superior. Isto é uma indicação direta para a existência de choques relativísticos em GRBs. Mais que 90% das explosões brilhantes estudadas por Schaefer et al. (1998) satisfaz esse limite.

Além do contínuo, linhas de cíclotron e aniquilação foram relatadas por muito *bursts* (MAZETS; GOLENETSKII, 1981). De fato, mais que 20% dos GRBs pareceram exibir características semelhantes de linhas de absorção e emissão (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). As linhas de absorção foram observadas na faixa de energia 30–70 keV sempre na fase inicial da explosão, foram interpretadas como linhas de absorção devido à absorção *bremsstrahlung* magnética na frequência cíclotron  $\omega_H = eB/mc$ , levando a campos magnéticos intensos  $B \sim (2 - 6) \times 10^{13}$  Gauss. Elas foram naturalmente interpretadas como uma prova convincente de que as fontes podem ser estrelas de nêutrons com campos magnéticos intensos. As linhas de emissão, relatadas em torno de 400 keV, seriam linhas de aniquilação (em 511 keV), com um correspondente *redshift* de 20% devido ao campo gravitacional na superfície das estrelas de nêutrons (MAZETS et al., 1980).

Espectro dos GRBs, principalmente as linhas, apresentou evidências observacionais apoiando a emissão desses eventos nas regiões das calotas polares das estrelas de nêutrons fortemente magnetizadas. Este modelo foi também apoiado pelas estruturas de tempo muito curtas (no nível de muitos milissegundos) observadas em curvas-de-luz que conduziram a inferir regiões de radiação pequenas com tamanhos típicos de poucas centenas de quilômetros (LIANG et al., 1997).

### 2.1.2 Distribuição espacial

Mensurar a distribuição dos GRBs é uma boa maneira de aproximar da sua origem. Detectores omnidirecionais em três satélites foram utilizados para a detecção dessas explosões (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). A diferença de tempo de chegada ( $\Delta t$ ) em dois satélites permite a definição de um cone com um ângulo de abertura  $\theta$ , determinado por  $\cos \theta = c\Delta t/D_{12}$ , onde  $D_{12}$  é a distância entre os dois satélites. Com três satélites, dois cones são obtidos, suas intersecções dão duas possíveis direções para o GRB. Este método de triangulação tem conduzido a localização de muitas explosões através do *Interplanetary Network* (IPN). Outro método foi também usado para prover a posição grosseira dos GRBs. Uma direção, numa ordem de poucos

graus, pode ser obtida, comparando as taxas de contagem recebidas por diferentes detectores com diferentes orientações, cobrindo o céu inteiro no mesmo satélite (MAZETS; GOLENETSKII, 1981). Esta técnica usada no experimento KONUS, também, mais tarde, foi usada pelo BATSE no CGRO.

KONUS e o IPN, com métodos diferentes e para diferentes GRBs, obtiveram mapas de aproximadamente uma centena para as posições dos GRBs no céu. Rapidamente um ou dois catálogos de mapas ficaram acessíveis para uma análise da distribuição angular dos GRBs (MAZETS; GOLENETSKII, 1981; ATTEIA et al., 1987). A análise da distribuição de 88 GRBs localizados pelo IPN mostrou que esta distribuição era isotrópica dentro dos limites estatísticos (ATTEIA et al., 1987). Da mesma maneira, o mapa obtido pelo KONUS não mostrou qualquer concentração de GRBs no plano galáctico (MAZETS; GOLENETSKII, 1981). Este último resultado é importante, pois a ausência de correlação com galáxia ou *clusters* próximos rejeita GRBs até distâncias menores que 100 Mpc (para comparação, o Cluster Virgo está cerca de 20 Mpc). Isto implica uma luminosidade típica de  $\sim 10^{43} \text{ J s}^{-1}$  para GRBs extragalácticos, enquanto a luminosidade seria apenas de  $10^{31} \text{ J s}^{-1}$ , se os GRBs fossem associados com estrelas de nêutrons galácticas, tipicamente em 100 pc. Essa enorme diferença nas energias envolvidas é uma razão importante que explica o porquê, em 1980, muitos teóricos no campo tentaram explicar os GRBs por uma população de estrelas de nêutrons galácticas, no disco da galáxia ou em um halo galáctico estendido (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

Para quantificar a isotropia dos GRBs, pode normalmente contar os GRBs em dois hemisférios, mas esta aproximação não utiliza todas as informações de posição acessíveis. Para ser mais preciso, a análise é feita pela distribuição angular dos GRBs localizados por cálculos de momentos multipolares de baixa ordem de suas distribuições na esfera celeste e comparando-os com simulações de *Monte Carlo* de distribuição angular isotrópica parecida, incluindo o mesmo tipo de localizações ou efeitos de seleção (HARTMANN; BLUMENTHAL, 1989). O momento de dipolo  $\langle \cos \theta \rangle$  ( $\theta$  é o ângulo entre o objeto e o centro galáctico) mede o ângulo de concentração dos objetos no céu em direção ao Centro Galáctico. O momento de quadrupolo  $\langle \sin^2 b - 1/3 \rangle$  ( $b$  é a latitude galáctica do objeto) mede o grau de concentração dos objetos em direção ao Plano Galáctico. Se a distribuição dos objetos é isotrópica e homogênea  $\langle \cos \theta \rangle = 0$  e  $\langle \sin^2 b \rangle = 1/3$ . Por outro lado, objetos concentrados em direção ao Centro Galáctico teriam  $\langle \sin^2 b \rangle$  perto de 0. Medindo os momentos de dipolo e quadrupolo dos GRBs no catálogo (ATTEIA et al., 1987; HARTMANN; BLUMENTHAL, 1989), demonstrou-se a isotropia da distribuição angular das fontes neste catálogo.

Outro indicador,  $\langle V/V_{max} \rangle$  (SCHMIDT et al., 1988), pode ser usado para medir a distribuição das fontes na direção radial. Este teste calcula, para cada GRB, sua posição relativa dentro do volume acessível para o instrumento. A combinação desses indicadores ( $\cos \theta$ ,  $\langle \sin^2 b - 1/3 \rangle$ ,  $\langle V/V_{max} \rangle$ ) permite testar a distribuição dos GRBs em três dimensões (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). Para fontes homogêneas, espera-se  $\langle V/V_{max} \rangle = 0,5$ . Os resultados para GRBs foram marginalmente abaixo de 0,5, sugerindo uma falta de explosões fracas (SCHMIDT et al., 1988). No início dos testes, a contradição aparente entre a isotropia e a não-homogeneidade das fontes não foi considerada ser tão dramática, porque as localizações foram usualmente obtidas para os GRBs mais brilhantes, enquanto que o teste  $\langle V/V_{max} \rangle$  envolveu todos os GRBs, incluindo os mais fracos. Muitos pesquisadores estavam esperando que mais instrumentos sensíveis encontrassem as fontes fracas concentradas no plano galático. Alguns deles, no entanto, consideraram que esta isotropia, como uma restrição, seria suficientemente para propor modelos extragaláticos e cosmológicos. Em meados de 1980, as procuras por contrapartes de todos os possíveis comprimentos de onda – óptico, rádio e raio-X – usando as melhores localizações obtidas por triangulação – foram todas negativas, conservando o mistério da natureza dessas fontes.

Com o experimento BATSE, a isotropia da distribuição angular, já observada antes, foi rapidamente confirmada para milhares de GRBs localizados "grosseiramente". O teste  $\langle V/V_{max} \rangle$  realizado no BATSE demonstrou sem nenhuma dúvida uma falta de fontes fracas. A conjunção da isotropia indiscutível da distribuição dos GRBs e a distribuição não-homogênea desses *bursts* é o resultado mais notável do BATSE (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). Com esses resultados, existiam argumentos decisivos para rejeitar uma origem dos GRBs ligada às estrelas de nêutrons mais próximas do disco galático. Assim, para uma população do disco em tipicamente 100 pc, a energia necessária por explosão era  $10^{31}$  J. Com os resultados do BATSE, essa possibilidade foi rejeitada e a escala de distância mínima compatível com a isotropia das fontes foi 100 kpc, nesse caso, a energia liberada alcança  $\sim 10^{37}$  J. Portanto a ideia que GRBs poderiam estar em distâncias cosmológicas (poucos gigaparsecs) com enorme energias liberadas em fontes GRB (além de  $10^{52}$  ergs) foi cada vez mais aceita (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

Fontes cosmológicas explicam a isotropia da distribuição angular, a distribuição angular não-homogênea das fontes e a ausência das contrapartes *quiescentes*, mas não explicavam a natureza não-térmica da emissão e a energia liberada. Felizmente, soluções foram propostas cedo envolvendo expansão relativística das fontes (chamada *fireball*) (MESZAROS P. E REES, 1993).

## 2.2 Progenitores

Um dos principais obstáculos em resolver o mistério do GRB foi a ausência de contrapartes identificadas em outros comprimentos de onda. A contraparte – *afterglow* – do GRB 970228 foi descoberta pelo satélite Italiano-Holandês BeppoSAX (PIRO et al., 1995) e, como esperado, esta descoberta revolucionou os estudos em GRB. GRB 970228 foi um GRB com pico duplo. O primeiro pico que durou  $\sim 15$  seg foi de raios- $\gamma$  duro. Foi seguido, 40 seg depois, por um segundo pico de raios- $\gamma$  mole, que durou  $\sim 40$  seg (PIRAN, 1999). O WFC (*Wide Field Camera*), que tem um campo de visada  $40^\circ \times 40^\circ$ , detectou raios-X mole simultaneamente para ambos os picos. Oito horas depois, o NFI (*Narrow Field Instrument*) foi apontado em direção às explosões e detectou uma emissão contínua de raio-X. A posição precisa determinada pelo BeppoSAX permitiu a identificação de um *afterglow* no óptico (SAHU et al., 1997b) – uma fonte pontual de magnitude 20 perto de uma nebulosa vermelha.

Em seguida da detecção do raio-X do GRB 970228 pelo BeppoSAX, foi revelado um decaimento do fluxo de raio-X dado por  $t^{-1,33 \pm 0,11}$ . O decaimento do fluxo pode ser extrapolado por uma lei de potência até o fluxo de raio-X do segundo pico. A emissão óptica também retrata um decaimento do fluxo. A fonte não poderia ser observada a partir do final de março de 1997 até início de setembro de 1997. Quando foi observada novamente, em 4 de setembro, foi encontrado que a nebulosidade óptica não decaiu e a fonte pontual mostra nenhum movimento próprio, refutando sugestões anteriores (PIRAN, 1999). A magnitude visual da nebulosa em 4 de setembro foi  $25,7 \pm 0,25$  comparado com  $25,6 \pm 0,25$  em 7 de abril. Ao passo que a magnitude visual da fonte pontual em 4 de setembro foi  $28,0 \pm 0,25$  que é consistente com um decaimento do fluxo como  $t^{-1,14 \pm 0,05}$  (FRUCHTER et al., 1997). Apesar dos esforços extensivos, nenhuma emissão em rádio foi detectada (FRAIL et al., 1997).

As observações do *afterglow* dos GRBs permitiram também a descoberta das galáxias hospedeiras em muitos casos, fornecendo informações cruciais sobre os progenitores dos GRBs. Muitos modelos cosmológicos sugerem que GRBs estão em uma galáxia hospedeira. O problema "*no host*" tem desaparecido com as observações do *afterglow*. Essas observações permitiram determinar com precisão a posição e a identificação das galáxias hospedeiras para muitos GRBs. Muitas dessas galáxias hospedeiras são fracas com magnitude entre 24,4 e 25,8. Isto suporta a conclusão dos estudos anteriores, que GRBs não são associados com galáxias brilhantes e definitivamente com nenhum núcleo de tais galáxias (excluindo por exemplo modelos tipo AGN) (PIRAN, 1999). Essas observações são consistentes com taxa de GRBs sendo proporcional à

taxa de formação estelar.

A mais simples conclusão das observações é que todos os GRBs estão associados com regiões de formação estelar. Nem todos os GRBs mostram um *afterglow* no óptico intenso. É possível que as condições associadas com regiões de formação estelar (tal como densidade de matéria interestelar alta – ou a existência de nuvens moleculares) são essenciais para a aparência do *afterglow* óptico forte e não para a aparência do próprio GRB (PIRAN, 1999).

Em 1998, BeppoSAX forneceu a primeira pista de uma conexão possível entre uma supernova e um GRB. Foi observado que a localização do GRB 980425 continha uma supernova SN 1998bw, cujo tempo de explosão, medido em 1 – 2 dias de precisão, era compatível com o tempo do GRB (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). Essa observação importante lançou alguma luz nos possíveis progenitores dos GRBs. Essa conexão SN-GRB, que seria confirmada mais tarde pelo HETE-2 e *Swift*, tem sido muito útil em apoiar o modelo de colapso. Este modelo é baseado na explosão de uma estrela massiva de tipo *Wolf-Rayet* (WR) deixando para trás um buraco negro com um disco de acreção transiente como fonte da *fireball* relativística. Essa associação SN-GRB foi uma revelação extraordinária (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

A conexão dos GRBs longos com supernovas confirmada em março de 2003, pelo HETE-2, associou um GRB extremamente brilhante com uma supernova em *redshift*  $z = 0,17$ . Em julho de 2005, um alerta do HETE-2 liderou a descoberta do primeiro *afterflow* do óptico de um GRB curto, que foi seguido (duas semanas depois) por uma segunda observação disparada pelo *Swift*. Essas observações abriram a janela aos estudos dos GRBs curtos, suas energias, suas galáxias hospedeiras, e seus possíveis progenitores (PIRAN, 1999). Finalmente, o estudo de muitos flashes de raio-X com HETE-2 mostrou que eles não são nada além que GRBs moles (*soft*). Então, enquanto confirmava a ligação dos GRBs longos com supernova, as observações do HETE-2 abriram o campo mostrando que os GRBs curtos e XRFs (*flashes de X-ray*) compartilham propriedades básicas de GRBs longos, levantando a questão do que são os progenitores desses eventos. Os modelos que têm sido propostos para explicar a grande diversidade observada de GRBs sugerem que a emissão de jatos relativísticos por estrelas morrendo, *mergers* de estrelas compactas (binárias de estrelas de nêutrons ou estrelas de nêutrons com buracos negros) ou magnetares pode ser um mecanismo geral que explicaria os clássicos GRBs, XRFs e GRBs curtos (KOUVELIOTOU et al., 1993; EICHLER et al., 1989; NAKAR, 2007).

O relatório dos resultados do *Swift* apresentou alguns excitantes *bursts*. GRB 060218

foi um flash de raio-X de baixo *redshift* ( $z = 0,033$ ), cuja supernova foi estudada em ótimo detalhe. GRB 050904 em  $z = 6,3$  é um dos mais distantes GRBs, explodiu quando o Universo tinha  $\sim 900$  milhões de anos, quase o fim da época de re-ionização. GRB 060614 é um GRB longo próximo  $z = 0,125$  com nenhuma supernova associada, que levanta questões da diversidade dos progenitores de GRB.

### 2.3 Processos físicos dos GRBs

Os GRBs são produzidos em distâncias cosmológicas, seus fluxos implicam em energias imensas, podendo alcançar  $10^{47}$  J, se a emissão é isotrópica. Quando uma grande quantidade de energia radiativa é, de repente, lançada em uma região, uma esfera radiativa (*fireball*) opaca de gás fótons-léptons ( $e^+, e^-, \gamma$ ) é criada devido ao perfil de criação dos pares elétron-pósitron. Essa esfera expande e resfria rapidamente até a energia dos fótons diminuir abaixo do limiar de produção de pares e se tornar transparente. Se alguma quantidade de matéria bariônica está misturada com esta *fireball*, um pouco de energia radiativa será convertida para energia cinética dos bárions, que são acelerados a velocidades ultrarrelativísticas, alcançando fatores de Lorentz da ordem de  $\sim 10^2 - 10^3$  (SHEMI; PIRAN, 1990), e o sinal de tal explosão será enfraquecido. Se a massa bariônica é grande o suficiente – GRB opticamente espesso (LITHWICK; SARI, 2001) – quase toda a energia de radiação será convertida em energia cinética e nenhum sinal raio- $\gamma$  da explosão será observado. A presença de  $10^{-9}M_{\odot}$  de bárions é suficiente para reduzir significativamente a radiação. Com  $10^{-5}M_{\odot}$  de matéria bariônica, a expansão nunca se torna relativística (FISHMAN; MEEGAN, 1995).

Um fração substancial da energia cinética de bárions é transferida à população não-térmica de elétrons relativísticos (MESZAROS P. E REES, 1993). Estes, por sua vez, resfriam, devido ao espalhamento Compton inverso e a emissão síncrotron no campo magnético pós-choque (MEDVEDEV; LOEB, 1999), produzindo a radiação observada em GRBs e seus *afterglows* (KATZ, 1994).

#### 2.3.1 Emissão síncrotron

Desde que o cenário possui elétrons acelerados e campo magnéticos amplificados, a radiação síncrotron dos elétrons tem que desempenhar um papel em ambas emissões, *prompt* e *afterglow*. Os ingredientes essenciais para caracterização da emissão síncrotron são (PIRAN, 1999):  $\gamma_e$ , o fator de Lorentz dos elétrons relativísticos,  $B$ , a intensidade do campo magnético, e  $\Gamma$ , o fator de Lorentz do material emitindo. Os fótons vistos pelo observador são, portanto, deslocados para o azul, por causa do

movimento relativístico do material radiando; a frequência característica síncrotron  $\nu_{sin}$  no referencial do observador é (VEDRENNE; ATTEIA, 2009):

$$\nu_{sin}(\gamma_{e,obs}) = \frac{eB}{2\pi m_e c \gamma_e^2 \Gamma} , \quad (2.3)$$

onde  $e$  e  $m_e$  são carga e massa do elétron.

A potência emitida no referencial comóvel ao fluido por um único elétron é:

$$P'_{sin} = (4/3)\sigma_T c U_B \gamma_e^2 , \quad (2.4)$$

e, no referencial do observador:

$$P_{sin} = \Gamma^2 P'_{sin} , \quad (2.5)$$

de forma que  $U_B = B^2/8\pi$  é a densidade de energia magnética e  $\sigma_T$ , a seção de choque de Thompson.

O tempo de resfriamento do elétron no referencial comóvel ao fluido é  $t' = \gamma_e m_e c^2 / P'_{sin}$  e  $t \sim \Gamma^{-1} t'$  no referencial do observador, consequentemente:

$$t_{sin}(\gamma_e) = \frac{3m_e c}{4\sigma_t U_B \gamma_e \Gamma} , \quad (2.6)$$

e, portanto:

$$t_{sin} \propto \gamma_e^{-1} \Gamma^{-1} . \quad (2.7)$$

Usando a frequência característica síncrotron, Equação (2.3), e colocando  $\gamma_e$  como uma função da frequência do elétron no referencial do observador, tem-se:

$$t_{sin}(\nu) = (3/\sigma_T) \sqrt{\frac{2\pi m_e c q_e}{B^3 \Gamma}} \nu^{-1/2} \approx \Gamma^{-1/2} \nu^{-1/2} . \quad (2.8)$$

O tempo de resfriamento na frequência  $\nu$  depende da frequência do fóton  $\nu$ , mas não

depende da energia do elétron,  $\gamma_e$ , ainda que elétrons com certo  $\gamma_e$  possam produzir fótons com energia  $h\nu$ . A grandeza  $t_{sin}$  dá um limite inferior para escala de tempo de variabilidade dos GRBs, os picos em um GRB não podem ser menores que  $t_{sin}$ . No entanto, isto não é uma restrição muito forte, já que  $t_{sin}$  é muito menor que a duração dos GRBs (PIRAN, 1999). Em geral, nenhuma conexão evidente tem sido encontrada entre o tempo de resfriamento síncrotron,  $t_{sin}$ , e as curvas-de-luz dos GRBs.

Para calcular o espectro síncrotron total radiado por uma população de elétrons com uma distribuição de energias, é feita uma abordagem análoga à dedução de Sari et al. (1998). Assume-se que as energias  $\gamma_e$  dos elétrons seguem a lei de potência, com um índice  $p$  acima do fator de Lorentz mínimo  $\gamma_m$ . A distribuição esperada a partir do choque das partículas aceleradas é:

$$N(\gamma_e) \sim \gamma_e^{-p} \quad \text{para} \quad \gamma_e > \gamma_m, \quad (2.9)$$

isso conduz que  $\langle \gamma_e \rangle \propto \gamma_m$ .

Para manter a energia dos elétrons finita, o índice espectral  $p$  deve obedecer  $p > 2$ . Como a maioria dos elétrons tem suas energias próximas de  $E_{min} = \gamma_m m_e c^2$ , esta energia pode ser considerada como a energia característica da população de elétrons. Portanto,  $\gamma_m$  caracteriza o típico fator de Lorentz dos elétrons e a frequência de síncrotron típica  $\nu_m = \nu_{sin}(\gamma_m)$ .

Se os elétrons são acelerados anterior ao choque se propagando através de um meio uniforme e frio com densidade  $n$ , a densidade de partículas e a densidade de energia anterior ao choque são dados por  $4\Gamma n$  e  $4\Gamma^2 n m_p c^2$ , respectivamente, onde  $\Gamma$  é o fator de Lorentz do fluido de choque (BLANDFORD; MCKEE, 1976). Assume-se que uma fração constante  $\varepsilon_e$  da energia de choque,  $e$ , vai para os elétrons, então (SARI et al., 1998):

$$\gamma_m = \varepsilon_e \frac{p-2}{p-1} (m_p/m_e) \Gamma. \quad (2.10)$$

Também se assume que a densidade de energia magnética anterior ao choque é uma fração constante  $\varepsilon_B$  da energia de choque, permitindo o cálculo do valor do campo magnético no referencial do fluido:  $B = (32\pi m_p \varepsilon_B n)^{1/2} \Gamma c$ . A determinação de  $P_{sin}$ , dada pela Equação (2.5), assume que os elétrons não perdem uma fração significativa

de sua energia de radiação. Isto é obtido se  $\gamma_e < \gamma_c$ , onde  $\gamma_c$  é um valor crítico de energia, calculado de:

$$\Gamma\gamma_cm_e c^2 = P(\gamma_c)t ,$$

onde o tempo  $t$  é medido no referencial do observador, como a potência  $P$ . Consequentemente:

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \Gamma B^2 t} .$$

Isto significa que um elétron com um fator de Lorentz inicial  $\gamma_e > \gamma_c$  resfria para baixo de  $\gamma_c$  no tempo  $t$ . Como resfria, a frequência da emissão síncrotron varia com  $\gamma_c^2$ , enquanto a energia do elétron varia com  $\gamma_e$ , e a potência espectral  $P_\nu \sim P(\gamma_e)/\nu(\gamma_e)$  varia com  $\nu^{-1/2}$  sobre a faixa de frequência  $\nu_c < \nu < \nu(\gamma_e)$ ,  $\nu_c$  é definido por  $\nu_c = \nu(\gamma_c)$ .

A emissividade máxima aparece em  $\nu_c$  e é dada por:  $P_{\nu,max} = (m_e c^2 \sigma_T / 3e) \Gamma B$ . Para obter o espectro síncrotron da distribuição da lei de potência dos elétrons, é necessário integrar sobre  $\gamma_e$ . Dois casos têm de ser considerados,  $\gamma_m > \gamma_c$  ou  $\gamma_c > \gamma_m$ .

- **Caso 1.** Quando  $\gamma_m > \gamma_c$ , todos os elétrons resfriam para aproximadamente  $\gamma_c$ , e a potência espectral em  $\nu_c$  é aproximadamente  $N_e P_{\nu,max}$ , onde  $N_e$  é o número total dos elétrons varridos no fluido pós-choque. Este é o caso de resfriamento rápido. O fluxo no observador  $F_\nu$  é dado por (SARI et al., 1998):

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{1/3} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_c > \nu \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_m > \nu > \nu_c \text{ onde } \nu_m = \nu(\gamma_m) \\ (\nu_m/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_m)^{-p/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu > \nu_m , \end{cases}$$

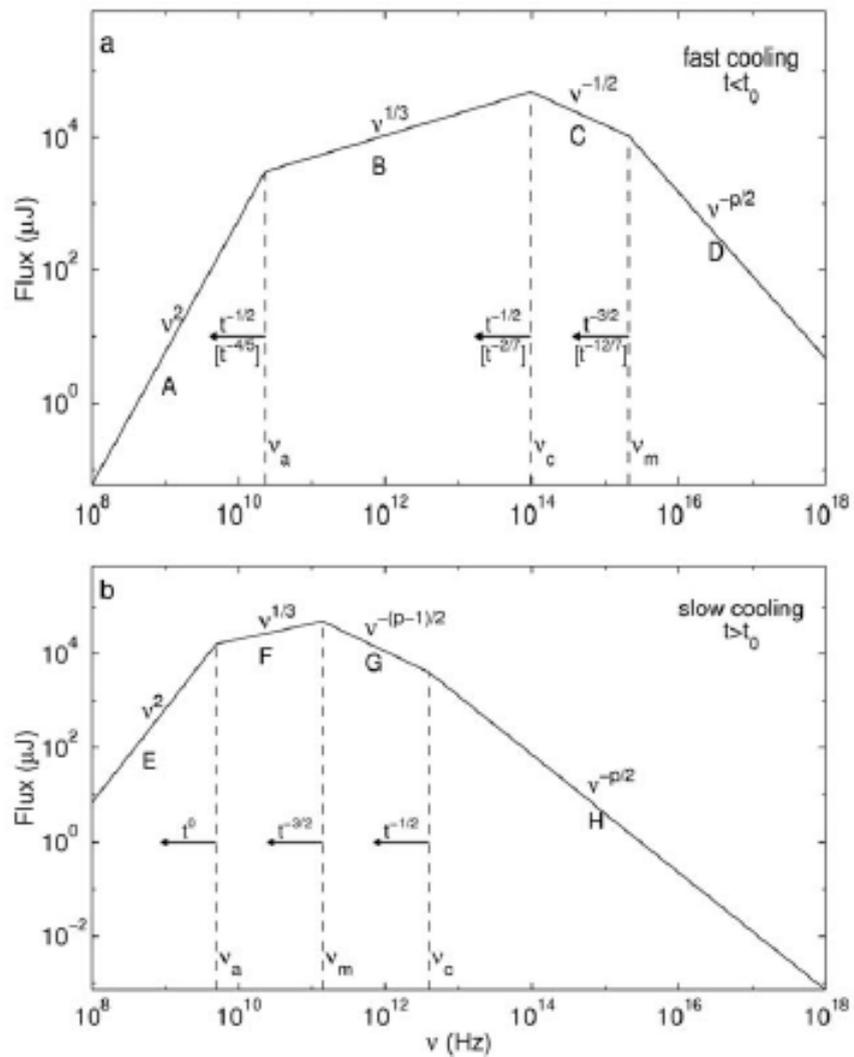
e  $F_{\nu,max} = N_e (P_{\nu,max} / 4\pi D^2)$  é o pico do fluxo observado da fonte em uma distância  $D$ .

- **Caso 2.** Quando  $\gamma_c > \gamma_m$ , apenas aqueles elétrons com  $\gamma_e > \gamma_c$  podem resfriar. Este é o caso de resfriamento lento, pois os elétrons com  $\gamma_e \sim \gamma_m$  que formam o total da população não resfria dentro do tempo  $t$ . O fluxo no observador  $F_\nu$  é dado por:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_m > \nu \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu_c > \nu > \nu_m \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} F_{\nu,max} & \text{para } \nu > \nu_c . \end{cases}$$

A Figura 2.5 dá o espectro síncrotron para as duas condições do resfriamento rápido e lento. O resfriamento rápido acontece durante o próprio GRB. Os choques relativísticos devem emitir suas energias efetivamente, pois, de outra forma, haveria um problema de ineficiência: os elétrons têm de liberar toda sua energia rapidamente. Além disso, se o tempo de resfriamento fosse muito longo, a variabilidade seria suprimida. A transição de resfriamento rápido para o resfriamento lento é esperada para acontecer durante os estágios iniciais do choque externo na fase inicial do *afterglow* ou na última fase da emissão *prompt* (MÉSZÁROS P. E REES, 1997; WAXMAN; BAHCALL, 1997; MÉSZÁROS et al., 1998).

Figura 2.5 - Emissão síncrotron dos elétrons acelerados em um choque relativístico.



Os elétrons têm uma distribuição em lei de potência com índice  $p$ . (a) Resfriamento rápido ( $t < t_0$ ). Esta é uma situação esperada em tempos iniciais. As escalas acima das retas correspondem a uma evolução adiabática e as escalas nos colchetes correspondem a uma evolução radiativa completa. (b) Resfriamento lento (em  $t > t_0$ ). Nesse caso, a evolução é sempre adiabática. Nos dois casos, existem quatro segmentos com três frequências características  $\nu_m, \nu_c, \nu_a$ . Em ambos os casos, a auto-absorção é importante abaixo de  $\nu_a$ .

Fonte: Sari et al. (1998).

### 2.3.2 Espalhamento Compton inverso

Apesar de que, geralmente, é considerado que os fótons radiados durante a fase *prompt* do GRB são devidos à emissão síncrotron, o espalhamento Compton Inverso poderia ter um papel importante durante a fase *prompt*, dependendo das condições físicas dentro da *fireball*. O efeito Compton inverso nos GRBs tem sido considerado por vários autores (WAXMAN; BAHCALL, 1997; WEI; LU, 1998; PANAITESCU A. E MÉSZÁROS, 2000; DERMER et al., 2000; SARI; ESIN, 2001; BJÖRNSSON, 2001; WANG et al., 2001; ZHANG B. E MÉSZÁROS, 2001; WU et al., 2005). Interações Compton inverso contribuem para atrasar a transição da fase inicial de resfriamento rápido para a última fase de resfriamento lento. Quando o resfriamento Compton dos elétrons domina sobre o resfriamento síncrotron, o *afterglow* exibe comportamento bastante diferente (LI et al., 2002). Há impacto do resfriamento Compton na determinação dos parâmetros básicos  $E, n, \varepsilon_e, \varepsilon_B$  (SARI; ESIN, 2001).

Espalhamento Compton inverso aumenta a energia do fóton por um fator de  $\gamma^2$  e pode introduzir uma componente de alta energia no espectro do GRB, se  $\gamma \sim 100$ . Para fótons síncrotron típicos (na faixa de  $\sim 100$  keV), a componente Compton inverso do elétron estará na faixa de GeV (ZHANG B. E MÉSZÁROS, 2001). Tal componente de alta energia tem sido observada em alguns GRBs (por exemplo, GRB 940217) com o *EGRET* (HURLEY et al., 1994).

### 2.4 Modelo *Fireball*

O conceito de *fireball* foi introduzido pela primeira vez por Cavallo G. e Rees (1978). Tais explosões são também observadas em supernovas com energias similares; mas, no caso dos GRBs, a energia imensa deve ser liberada dentro de um volume menor e em um tempo mais curto. Portanto, a fonte deve ser extremamente opaca para criação de pares e não pode emitir radiação não-térmica. Huter et al. (1983) introduziram um modelo *fireball* para o GRB de 25 de março de 1978 e concluíram que o modelo é aplicável para uma grande classe de GRB, desde que as componentes de emissão *hard* sejam características comuns dos espectros dessas explosões. No entanto, eles assumiram que a média da energia dos fótons e léptons ( $\gamma m_e c^2$ ) permanece constante através da evolução da *fireball* e ignoraram a aceleração da matéria bariônica e a conversão da energia radiativa para energia cinética (SHEMI; PIRAN, 1990). Essa característica foi pontuada mais tarde por Goodman (1986), que considerou uma *fireball* de radiação pura. Ele notou que enquanto os fótons resfriam, o movimento da esfera radiativa cresce e alcança um fator  $\gamma$  extremamente grande. Os fótons que saíram são deslocados para o azul e o espectro final em geral é um

espectro de corpo negro modificado à temperatura inicial.

*Fireballs* são essencialmente objetos dinâmicos, cujas propriedades evoluem rapidamente com tempo (muito similar a evolução dos primeiros minutos do Universo). A *fireball* pode ser caracterizada por sua energia inicial  $E_0$ . A razão energia-massa na *fireball* inicial é  $\eta = E_0/M_0c^2$  com  $M_0 \ll E_0/c^2$ ,  $M_0$  representa os bárions carregados da esfera radiativa e  $\eta$ , a média de energia por bárion.

O raio inicial da *fireball* é  $R_{in}$ , onde, dentro desse raio, as partículas têm um fator de Lorentz da matéria  $\Gamma \sim 1$  e velocidades isotrópicas aleatórias com um fator de Lorentz médio  $\gamma \sim \eta = E_0/M_0c^2$ . Com a profundidade óptica inicial sendo extremamente alta, a expansão radial é consequência da alta luminosidade e a energia interna pode apenas ser convertida em energia cinética da matéria. A fase de aceleração começa e a expansão das partículas externas conduz os seus vetores velocidades permanecerem cada vez mais em ângulos menores  $\propto (R/R_{in})^{-1}$  ao longo da direção radial, a distribuição de velocidade começando no referencial comóvel. A temperatura do referencial de repouso  $T'$  e o fator de Lorentz  $\Gamma$  da *fireball* expandindo podem ser derivados da termodinâmica e da conservação de energia. A expansão adiabática dá  $T'V'^{\gamma-1} = \text{constante}$ , onde  $V'$  é o volume da região radiando e  $\gamma = 4/3$  é o índice adiabático do gás; se  $V' \propto R^3$  no estágio inicial, então  $T' \propto R^{-1}$  ( $R$  é o raio da *fireball*) (MESZAROS P. E REES, 1993).

Por outro lado, o total da energia interna mais energia cinética, no referencial do observador externo, é:  $E_0 = \Gamma M_0(kT'/m_p + c^2)$ . Para temperaturas relativísticas, o primeiro termo é dominante, então  $E_0 \propto \Gamma T'$ . Como a energia total é constante,  $T' \propto \Gamma^{-1}$ , logo  $\Gamma \propto R$ . Isto é, o fator de Lorentz da matéria do gás expandindo cresce linearmente com  $R$  até saturar em um valor  $R_{sat} \propto \Gamma_{max} R_{in}$ , com  $\Gamma_{max} \sim \eta \sim E_0/M_0c^3$  e  $R_{sat} = \eta R_{in}$ . Durante essa fase, a energia térmica da *fireball* é adiabaticamente transformada na energia de movimento da matéria. Além da distância  $R_{sat}$ , a concha se locomove sem esforço com  $\Gamma = \Gamma_{max}$  constante. Geralmente, a desaceleração do jato, devido sua interação com o meio circundante à esfera radiativa, ocorre depois do fator de Lorentz da matéria  $\Gamma$  ter saturado, e o raio de desaceleração  $R_{des}$  é maior que o  $R_{sat}$  (MESZAROS P. E REES, 1993; REES M. J. E MESZAROS, 1994).

Como toda matéria foi movida com  $v = c$  desde o início, está tudo "empilhado" em finas cascas de expansão; a "finura" da casca pode ser explicada. A casca expandindo radialmente tem uma largura no referencial do observador que é inicialmente  $\delta R \sim R_{in}$ . A velocidade radial varia por causa da variação gradual da largura radial

no referencial do observador, assim  $\delta R/R \sim \delta v/v \sim \Gamma^{-2}$ . A largura da casca no referencial do observador é, portanto,  $\delta R \sim R_{in}$ , para  $R < R_\delta$ , e  $\delta R \propto R\Gamma^{-2}$ , para  $R > R_\delta$ , com  $R_\delta \sim \delta R\eta^2$ , sendo a variação do raio (MESZAROS P. E REES, 1993). Quando  $\eta$  é largo, estes raios são muito maiores que  $R_{sat}$ , pois  $R_{sat} \propto R_{in}\eta$ . Por exemplo, com  $R_{in} \sim 10^7$  cm e  $\eta \sim 10^3$ , dá  $R_\delta = 10^{13}$  cm.

A *fireball* expandindo relativisticamente inicialmente tem pares  $e^\pm$  em equilíbrio que domina a opacidade de espalhamento, conduzindo a uma profundidade óptica alta. Os pares na expansão saem do equilíbrio e recombina abaixo da temperatura comóvel,  $T' \sim 17$  keV. Tais *fireballs* apresentam algumas dificuldades na explicação das explosões dos raios- $\gamma$  (MÉSZÁROS, 2002):

- A radiação emitida na transparência é quase-térmica, produzindo um espectro de fóton térmico ao invés do espectro lei de potência não-térmico do GRB observado;
- As escalas de tempo das quais os fótons escapam são comparáveis aquelas durações que o fluxo se torna opticamente fino (milissegundos). Este é tão curto que respeita a maioria das durações dos GRBs.

Para evitar esses maiores problemas, uma nova versão da *fireball* era necessária: o modelo de choque de *fireball*, com choques externos (REES M. J. E MESZAROS, 1992) e choques internos (REES M. J. E MESZAROS, 1994).

Adicionando alguma contaminação de bárions na *fireball*, pode-se resolver os dois problemas mencionados acima. Mesmo uma pequena quantidade de bárions ( $10^{-7} - 10^{-5}M_\odot$ ) arrastados pela esfera radiativa terminaria carregando a energia da matéria da *fireball*, convertendo a energia radiativa inicial em energia cinética.

A interação dos bárions com o meio ao redor, acontecendo em choques relativísticos, permite irradiação com um espectro não-térmico (REES M. J. E MESZAROS, 1992). Para cargas bariônicas muito pequenas, a densidade dos pares decresce para valores que são muito menores que a densidade dos elétrons "bariônicos" associados com os fótons. Para uma temperatura de corpo negro inicial de uns poucos MeV (em  $R_{in}$ ), a recombinação dos pares começa em raios abaixo do raio de saturação. Nesses raios a profundidade óptica decresce, mas é ainda maior que 1, e a radiação não escapa.

O raio da fotosfera  $R_{foto}$  é definida quando a profundidade óptica  $\tau_{foto}$  alcança uma unidade. Além de  $R_{foto}$ , a radiação pode escapar, mas chega no observador apenas

se o vetor velocidade da matéria radiando faz um ângulo menor que  $\theta \sim \Gamma^{-1}$  com a linha de visada.

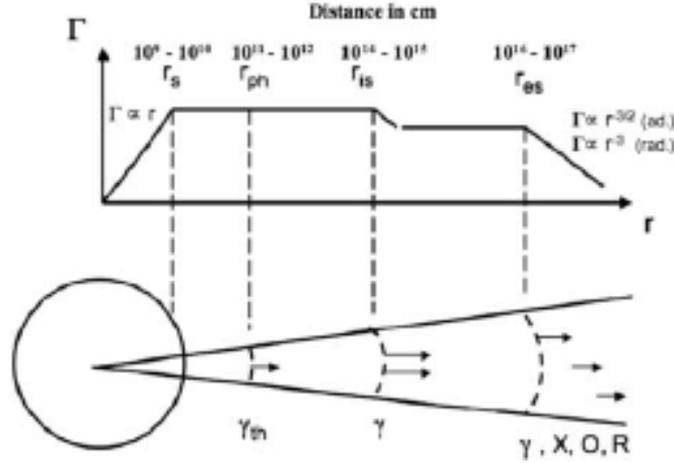
Esses modelos são baseados na suposição que *outflows* ultrarrelativísticos são comumente geradores de choques, e se esses choques ocorreram depois da *fireball* ter se tornado opticamente fina, eles reconverteriam a energia cinética da matéria do fluxo em energia interna das partículas não-térmicas e radiação. É também importante ter um número suficiente de partículas, especificamente, elétrons, que podem ser acelerados nos choques e alcançar altas energias. Essas partículas, então, radiarão através da emissão síncrotron ou combinação das emissões do Compton inverso e síncrotron, para produzirem o espectro dos raio- $\gamma$  observados. Os choques esperados para sustentar esses modelos:

- **Choques externos (CE):** O choque da *fireball* interage com o meio externo ao redor da fonte. Este choque explica muito bem a radiação *afterglow* de vários comprimentos de onda. De fato, modelos de choques externos anteciparam a presença de *afterglows* (KATZ, 1994; MÉSZÁROS P. E REES, 1997; PACZYNSKI; RHOADS, 1993; VIETRI, 1997; WAXMAN; BAH-CALL, 1997). Os choques externos geram um choque inverso, atravessando o jato.
- **Choques internos (CI):** O choque interno do fluxo é a interação com ele mesmo. Esses choques são favoráveis para explicar as curvas-de-luz variáveis rapidamente da emissão *prompt* da explosão. Elas ocorrem dentro do jato se movendo rápido, levemente relativístico, quando o *outflow* do mecanismo central leva cascas sucessivas com diferentes fatores de Lorentz. Múltiplos choques aparecem quando as cascas mais rápidas ultrapassam as mais lentas. (REES M. J. E MESZAROS, 1992; SARI; PIRAN, 1995; KOBAYASHI et al., 1997; DAIGNE; MOCHKOVITCH, 1998)

A condição para os choques ocorrerem, quando a *fireball* é opticamente fina, é obviamente mais rigorosa para os choques internos, que acontecem mais perto do mecanismo central. Eles têm que aparecer além do raio da fotosfera  $R_{foto}$ , que permite mais energia sair como radiação não-térmica. Tais condições têm consequências para a faixa de valores permitidos para  $\eta$ , que deve ser tipicamente entre poucas dezenas e poucas centenas (MÉSZÁROS, 2006). A Figura 2.6 indica o comportamento esquemático do  $\Gamma$  versus  $R$  (MÉSZÁROS, 2006). Esta figura também mostra onde os choques internos e externos acontecem e qual tipo de emissão de radiação pode estar

associada com essas regiões.

Figura 2.6 - Comportamento esquemático do fator de Lorentz do jato em diferentes regiões do modelo de choques da *fireball*.



$R_{sat}$  ( $r_s$  na figura) é a distância definindo o fim da fase de aceleração, enquanto o fator de Lorentz total cresce linearmente com  $R$ .  $R_{foto}$  caracteriza o raio da fotosfera.  $R_{in}$  define o fim da fase de deslocamento com  $\Gamma$  ficando constante.  $R_{CI}$  ( $r_{is}$  na figura) e  $R_{CE}$  ( $r_{es}$  na figuras) são usados para definir o início das fases interna e externa respectivamente. A emissão *prompt* raio- $\gamma$  é produzida pelos choques internos em uma distância típica  $R_{CI}$ . Depois de  $R_{CE}$ ,  $\Gamma$  decresce.  $R_{CE}$  define o raio de desaceleração,  $R_{des}$ . Isto indica o início do *afterglow*. A dependência de  $\Gamma$  com  $R$  em sua fase decrescente é  $\Gamma \propto R^{-3/2}$  no caso adiabático e  $\Gamma \propto R^{-3}$  no caso radiativo, assumindo o meio com densidade uniforme. Esta figura também indica as radiações típicas produzidas nas regiões diferentes. A produção dos raios- $\gamma$  térmicos na fotosfera é indicado por  $\gamma_{ter}$ , enquanto  $\gamma$  indica os raios- $\gamma$  produzidos por choques internos.  $\gamma$ , X, O, R caracterizam a emissão *afterglow* pelos choques externos começando em  $R_{CE}$ .

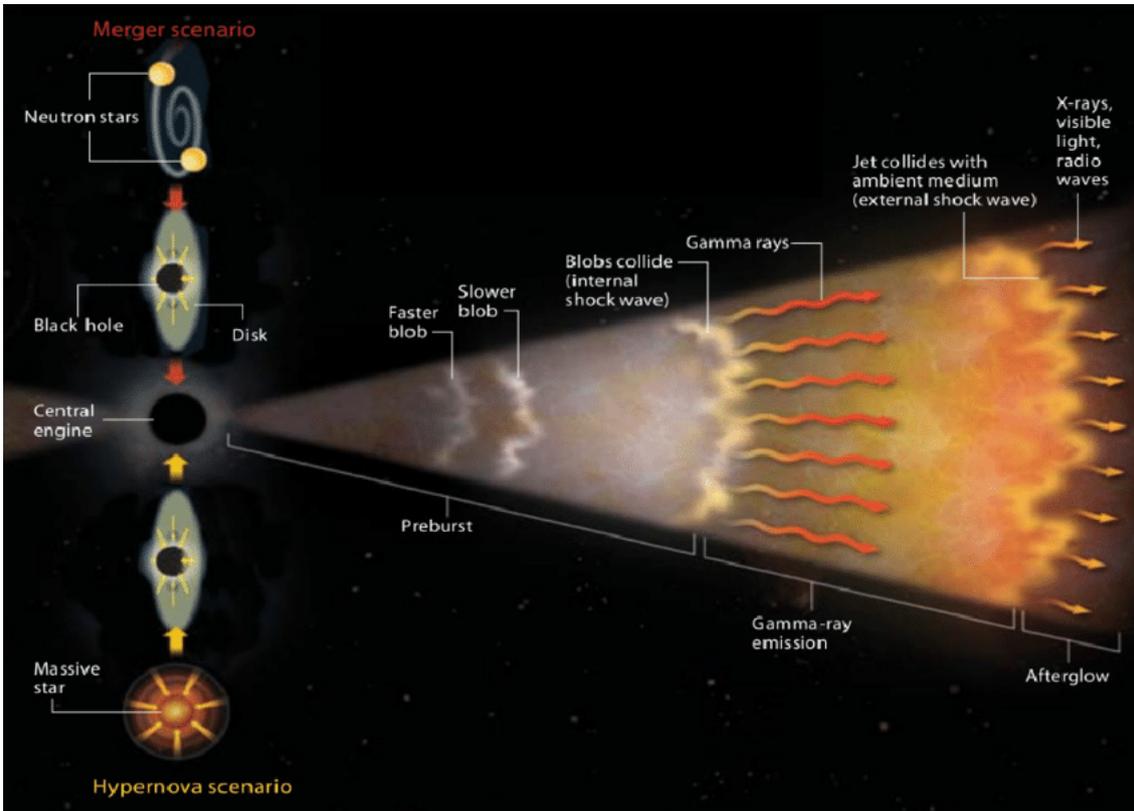
Fonte: Mézáros (2006).

Os modelos de choques internos e externos não dependem da natureza da fonte central. É irrelevante se a fonte de energia inicial é devido à coalescência de objetos compactos ou para colapsares produzidos por explosões de uma estrela super massiva (VEDRENNE; ATTEIA, 2009). Esse desenvolvimento dos choques internos e externos fez o possível para explicar muitas das propriedades dos GRBs e seus *afterglows* no início da era do BeppoSAX. Depois do número crescente de GRBs detectados e localizados, com mais e mais informação de seus *afterglows* e suas evoluções tempo-

rais espectrais, essa situação se tornou mais complicada e novos desenvolvimentos do modelo foram necessários (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

No início, a *fireball* é extremamente quente (sua pressão  $p$  é muito maior que  $\rho$ , a densidade de massa de repouso do elemento de fluido). As cascas relativísticas, de uma largura radial  $\Delta$ , se locomovem com  $\Gamma$  que cresce linearmente com seu raio:  $\Gamma \propto R$ . Desde que são não-homogêneas com uma distribuição não-monotônica de velocidades em função do raio, choques internos podem ser reproduzidos. Esses choques internos convertem parte da energia cinética da *fireball* em radiação. No começo da expansão da *fireball*, o meio interestelar (ISM) não tem influencia na casca expandindo, mas, como a casca resfriada se propaga com um fator de Lorentz  $\Gamma$ , ela dirige um choque em direção ao meio interestelar. Este choque se propaga com  $\Gamma_{ch} = 2^{1/2}\Gamma$ . Atrás do choque, a ISM é aquecida. Enquanto o raio da casca  $R$  cresce, mais matéria do ISM é colidida e a casca é progressivamente influenciada pelo ISM. Esta influencia se torna significante quando a energia da ISM aquecida se torna comparável a  $E_0$ . A emissão *afterglow* começa quando a maioria da energia cinética total do ejetor é transferida ao meio externo colidido. A Figura 2.7 dá uma visão artística deste modelo com suas principais fases.

Figura 2.7 - Ilustração com os passos do modelo de choques da *fireball*.



À esquerda, são indicados dois principais cenários que conduzem a um buraco negro central com um disco circundante. A explosão é representada à direita, destacando os passos dos choques interno e externo. A emissão raio- $\gamma$ , *prompt emission*, é produzida pelo choque interno, choque das cascas rápida e lenta. O choque externo, onde o jato colide com o meio ambiente da ignição central, produz a emissão menos energética, o *afterglow* (raio-X, luz visível, ondas de rádio).

Fonte: Gehrels et al. (2007).

Os choques são caracterizados por saltos acentuados nos parâmetros físicos. Conservação da massa, energia e *momentum* determinam as condições dos saltos dos choques relativísticos. Define-se a densidade numérica e densidade de energia (BLANDFORD; MCKEE, 1976),  $n_{1,2}$  e  $e_{1,2}$ , respectivamente, medidas no referencial de repouso local para matérias "fluxo acima" (*upstream*; região 1) e "fluxo abaixo" (*downstream*; região 2). Através do choque relativístico, a matéria é comprimida pelo fator  $\Gamma$ . A pressão ou a densidade de energia interna anterior ao choque é da ordem de  $\Gamma^2 n_1 m_p c^2 = \Gamma^2 \rho_{ext} c^2$ .

No referencial de repouso ao choque, a energia térmica relativa por partícula *downstream* é da mesma ordem da energia cinética por partícula à frente do choque (*upstream*). Então, pode-se dizer que o choque converte a energia cinética ordenada em energia cinética randômica comparável. Se o choque é ultrarrelativístico, a velocidade randômica de *downstream* é ultrarrelativística. Condições de saltos similares podem ser derivadas por campos magnéticos através do choque. Um campo magnético paralelo é comprimido e amplificado por um fator  $\Gamma$ . Então, na região *downstream*, anterior ao choque, o campo magnético é altamente amplificado e as partículas podem ser aceleradas para altas energias. Essas são as condições ideais para emissão síncrotron irradiar os raios- $\gamma$ .

Em um raio  $R_{sat} = \eta R_{in}$ , a casca é esfriada e cai com  $\Gamma = \Gamma_{max} = \eta$  constante <sup>6</sup>. Este é o fim da fase de aceleração. A energia interna da *fireball* é agora negligenciável comparada a energia da massa de repouso ( $p \ll \rho$ ). A *fireball* se comporta como um pulso de energia, com um perfil radial congelado, que tem quase a velocidade da luz. Numa distância  $R_\delta = R_{in}\eta^2$ , o pulso de energia quebra, a *fireball* começa a espalhar.

A energia térmica do referencial em repouso do material varrido pela onda explosiva é  $\Gamma mc^2$ , onde  $m$  é a massa do material colidido. No referencial de laboratório, esta energia é deslocada para o azul, então é  $\Gamma^2 mc^2$ . Como o raio da *fireball* cresce, uma massa crescente é varrida ( $m \propto R^3$ ). A energia cinética perdida da casca se torna significativa e a casca começa a desacelerar ( $m_{dec} = (4\pi/3)_{p_{ext}} R_{dec}^3$ ). Precisamente, o raio de desaceleração  $R_{dec}$  tem sido definido como o raio em que a parte mais rápida (inicial) do ejetor se move com o fator de Lorentz  $\Gamma_{max} = \eta$  e varre uma quantidade de gás externo igual a fração  $\Gamma_{max}^{-1}$  de sua própria massa:  $M_0 = E_0/\Gamma_{max}c^2 = E_0/\eta c^2$  (PANAITESCU et al., 1999). Consequentemente,  $m_{dec} = M_0/\eta = E_0/\eta^2 c^2$ . Este é, obviamente, muito mais breve que o caso não-relativístico, onde  $m_{dec} = M_0$ . Além deste raio, o gás colidido domina a massa e energia do sistema expandindo. No estágio adiabático inicial da expansão da *fireball*, a energia térmica desta é convertida em energia cinética total da expansão ( $\Gamma$  cresce com o tempo), e quando a desaceleração se torna significativa, o processo é revertido e a *fireball* começa a converter sua energia cinética total em energia térmica. A energia cinética da *fireball* costuma esquentar o meio varrido externo. Esta energia térmica é lançada em uma região opticamente fina e pode ser radiada para fora se os tempos de resfriamento são suficientemente pequenos (REES M. J. E MESZAROS, 1992).

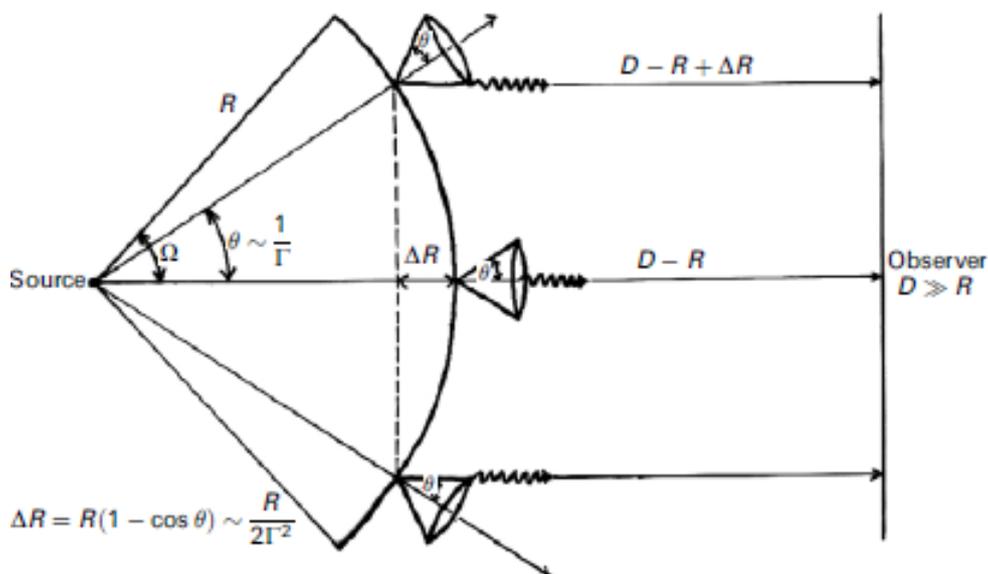
---

<sup>6</sup> $\eta$  é a razão energia-massa na *fireball* inicial ou a energia média por bárion:  $\eta = E_0/M_0c^2$ , onde  $M_0 \ll E_0/c^2$  representa os bárions carregados da *fireball*.

Se perdas radiativas não são importantes (evolução adiabática),  $\Gamma$  começa lentamente a decrescer com  $\Gamma \propto m^{-1/2}$ , desde que  $E \propto \Gamma^2 m = \text{constante}$ . Neste caso de um meio ambiente uniforme com  $\rho = \text{constante}$  e  $m \propto R^3$ , tem-se  $\Gamma \propto R^{-3/2}$ . Se o resfriamento radiativo é importante, ele carrega para fora toda a energia cinética randômica convertida por causa do choque, e  $\Gamma \propto R^{-3}$ .

A emissão recebida por um observador, de uma casca esférica em raio  $R$ , se movendo com um fator de Lorentz total  $\Gamma$ , está restrita a parte da casca que está se movendo perto da linha de visada, com um ângulo menor que  $\theta = \Gamma^{-1}$ , apresentado na Figura 2.8. Um lançamento de energia impulsiva na casca é então observada sobre uma escala de tempo angular  $t \sim R/2c\Gamma^2$  (REES M. J. E MESZAROS, 1992). Assumindo uma ejeção impulsiva, o volume de matéria ejetada em um raio  $R$  é principalmente concentrado na região da largura  $\Delta R \sim R/2\Gamma^2$ . A escala de tempo final cuja desaceleração é observada para acontecer é dada por  $t_{dec} \sim R_{dec}/2c\Gamma^2$ , onde  $R_{dec}$  é o raio de desaceleração. Esta é a escala de tempo final do observador, cuja a radiação do choque externo será detectada por uma ejeção impulsiva.

Figura 2.8 - Parte da emissão do GRB  $\theta$  que é visível ao observador.



Esta figura ilustra o significado de  $t_{ang}$  para cascas relativísticas e como pode ser simplesmente obtido.  $\Omega$  é o fator do feixe da emissão do GRB e  $\theta = \Gamma^{-1}$  é a parte desta emissão que é visível ao observador.

Fonte: Daigne and Mochkovitch (1998).

### 2.4.1 Aceleração das partículas

A questão crítica é o problema da aceleração das partículas nos choques levemente relativísticos. O modelo comum para aceleração de choque de partículas é o modelo de aceleração do choque difuso: as partículas são aceleradas quando elas repetidamente atravessam um choque. Irregularidades magnéticas (ondas Alfvén) confinam as partículas por algum tempo próximo do choque. A formação de um espectro lei de potência é o resultado da competição entre a energia ganha por ciclo de cruzamento de choque (do *upstream* para *downstream* e de volta) e a probabilidade de escapar do choque por ciclo de cruzamento,  $P_{esc}$ . A aceleração de choque é uma realização do processo de aceleração estatística proposto por Fermi (1949). No contexto da aceleração dos raios cósmicos galácticos, a aceleração de choque difuso é o mecanismo que é proposto para produzir partículas energéticas próximo de choques intensos em plasmas magnetizados (KRYMSKII, 1977; AXFORD et al., 1978; BELL, 1978; BLAND-

FORD; OSTRIKER, 1978). De fato, é pensado que os choques criados por explosões de supernovas são responsáveis por produção dos raios cósmicos galáticos com energia  $E < 10^{15}$  eV.

No caso dos GRBs, os choques são relativísticos e aceleração da partícula é mais complicada. Aceleração de choque difuso não pode ser aplicado, pois a propagação das partículas aceleradas próximas ao choque não pode ser descrita como uma difusão espacial. As anisotropias na distribuição angular das partículas aceleradas são grandes e a aproximação de difusão para transporte espacial não se aplica. Mas alguns princípios gerais, como no caso não-relativístico, operam se o meio "fluxo acima" contém campo magnético (e possivelmente flutuações magnéticas) para defletir ou espalhar partículas carregadas e se flutuações magnéticas intensas estão presentes no meio "fluxo abaixo" para permitir que partículas espalhadas magneticamente retornem aos choques (ACHTERBERG et al., 2001). Muitos autores têm discutido aceleração de partícula em choques relativísticos (HEAVENS; DRURY, 1988; BEDNARZ; OSTROWSKI, 1998; GALLANT; ACHTERBERG, 1999; KIRK et al., 2000; ACHTERBERG et al., 2001; VIETRI, 1995; VIETRI, 2003). Acontece que no primeiro ciclo, as partículas que originam no *upstream* têm sua energia impulsionada por um fator  $\Gamma_{ch}^2$ , se elas são espalhadas pelo choque na região *upstream*. Mas, por consequência dos choques de ciclo de cruzamento, a energia da partícula dobra tipicamente (VIETRI, 1995; GALLANT; ACHTERBERG, 1999; ACHTERBERG et al., 2001). Os espectros de energia das partículas aceleradas nos choque ultrarrelativísticos é ainda uma lei de potência, como no caso não relativístico (por exemplo, aceleração de raios cósmicos). A inclinação desta lei de potência é  $p = 1 + \ln(1/P_{ret}) / \ln \langle E_f/E_i \rangle$  (com  $N(E)dE \propto E^{-p}dE$ ). Aqui  $P_{ret} = 1 - P_{esc}$  é a probabilidade média por ciclo que uma partícula retorna ao choque e cruza novamente ao meio *upstream* (ACHTERBERG et al., 2001) <sup>7</sup>.

Um valor universal é obtido pela inclinação da lei de potência:  $p \sim 2, 2 - 2, 3$ . Este resultado tem sido obtido por muitos grupos com simulações numéricas e considerações analíticas. Este resultado, no entanto, foi contestado, com o argumento que os choques levemente relativísticos não produzem espectro de partícula perto da lei de potência universal (ELLISON D. C. E DOUBLE, 2002). Do ponto de vista observacional, esta inclinação universal concorda com a inclinação inferida de muitos espectros de GRB e espectros *afterglow* (PANAITESCU A. E MÉSZÁROS, 2000). Alguns GRBs, no entanto, não se ajustam neste cenário, com valores de  $p < 2$  (PANAITESCU A.

---

<sup>7</sup> $E_f/E_i$  é a razão entre as energias final e inicial em um ciclo, os *brackets* indicam os valores médios.

E MÉSZÁROS, 2000). Nesse caso, o modelo analítico pode não estar apropriado, desde que valores de  $p < 2$  indicam uma divergência dos espectros de energia dos elétrons.

Outros mecanismos de aceleração têm sido discutidos. Rieger and Duffy (2005) propõem a aceleração de cisalhamento gradual das partículas energéticas nos jatos do GRB. Hededal et al. (2004) investigaram numericamente a dinâmica das partículas carregadas nos choques altamente relativísticos.

Essa questão sobre a aceleração das partículas é muito importante, se o interesse é estimar a aceleração dos elétrons antes do choque relativístico e o espectro dos elétrons resultantes. O conhecimento do espectro dos elétrons é necessário para calcular o espectro que está na origem do GRB e seu *afterglow*. No Anexo A, página 209, é discutido sobre a evolução esperada do raio do fluxo  $R$  e do fator de Lorentz  $\Gamma$  com o tempo, semelhante àquela seguida por Piran (1999).

#### 2.4.2 Modelo de choques internos X choques externos

Logo depois da introdução do modelo *fireball*, várias tentativas foram feitas para explicar os GRBs através da interação desta com o meio externo e a transferência de uma parte substancial de sua energia para o meio externo colidido (REES M. J. E MESZAROS, 1992; MESZAROS P. E REES, 1993). Se os GRBs fossem resultados de um choque externo, a duração do *burst* deveria estar relacionada ao tempo de desaceleração, a variabilidade, devido à inhomogeneidade no meio interestelar e os precursores, devido ao choque interno dentro do jato (SARI; PIRAN, 1995). Alguns autores tentaram explicar os GRBs pelos choques externos (SARI et al., 1996). A partir deles, muitas propriedades dos GRBs foram explicadas, mas não explicavam a quebra de energia espectral identificada pelo BATSE em torno de poucas centenas de keVs. Alguns potenciais problemas na explicação das curvas-de-luz e a alta eficiência radiativa dos GRBs foram apontados. Panaitescu A. e Mészáros (1998) mostraram um grau notável de concordância qualitativa com uma faixa grande das correlações espectrais e temporais exibidas pelos GRBs. Eles concluíram que tais modelos poderiam ser responsáveis por parte da emissão dos GRBs ou, alternativamente, um subconjunto substancial deles (isto é, os menos variáveis). A principal desvantagem do modelo do choque externo é que ele prediz curvas-de-luz de GRB suave, em contraste à variabilidade temporal rápida (dezenas de milissegundos), encontrada em muitos GRBs (FENIMORE et al., 1996; SARI; PIRAN, 1997).

Rees M. J. e Meszaros (1994) propuseram o modelo de choque interno. Eles enfatizaram que os choques internos formam em um pequeno raio e em regiões de altas

densidades comparadas às regiões onde choques externos são formados. Os fatores de Lorentz requeridos para produção dos raios- $\gamma$  são menores com choques internos. Isto permite quantidades levemente maiores de carga bariônica e leva a restrições menos rigorosas na fonte. Mais tarde, muitos autores estudaram a hidrodinâmica dos choques internos (SARI; PIRAN, 1997; KOBAYASHI et al., 1997; DAIGNE; MOCHKOVITCH, 1998) e mostraram que choques internos oferecem uma explicação natural para múltiplas escalas de tempo observadas nas curvas-de-luz de GRBs. A fonte, ela própria é variável, a estrutura temporal observada reflete a atividade do mecanismo interno que conduz o GRB.

McMahon et al. (2004) reconsideraram a possibilidade de explicar o *prompt* de raios- $\gamma$  e as emissões *afterglow* iniciais, aplicando o modelo de choque externo para alguns GRBs. Usando uma amostragem de 10 GRBs, notaram que o GRB 970508 (uma explosão de único pulso) ajusta bem com a extrapolação de seu *afterglow*, sugerindo que esta explosão poderia ter sido produzida por um choque externo. Dois *bursts*, candidatos possíveis, proveram que a energia do campo magnético durante a explosão é perto da equipartição e maior por um fator  $10^2$  que o valor estimado no *afterglow* em  $\sim 1$  dia. Os sete GRBs restantes não são compatíveis com o modelo de choque externo. Ramirez-Ruiz E. e Fenimore (2000), estudando a evolução da largura do pulso em GRBs como uma função da amplitude do pulso, encontraram uma lei de potência com um índice de cerca 2,8. Este comportamento pode ser reproduzido por um modelo de choque interno adicionando alguma evidência quantitativa que os GRBs são de fato causados por choques internos.

Como o choque interno pode apenas dissipar uma fração da energia cinética, ele deve estar acompanhado e seguido do choque externo entre o fluxo e meio circundante à explosão que dissipa a energia remanescente. Os choques externos (choque direto e choque inverso) produzem o *afterglow*, uma suave emissão duradoura. Mas eles são também invocados para muitas emissões iniciais: a última parte dos GRBs longos e flashes ópticos do *prompt* (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

#### 2.4.2.1 Choques internos

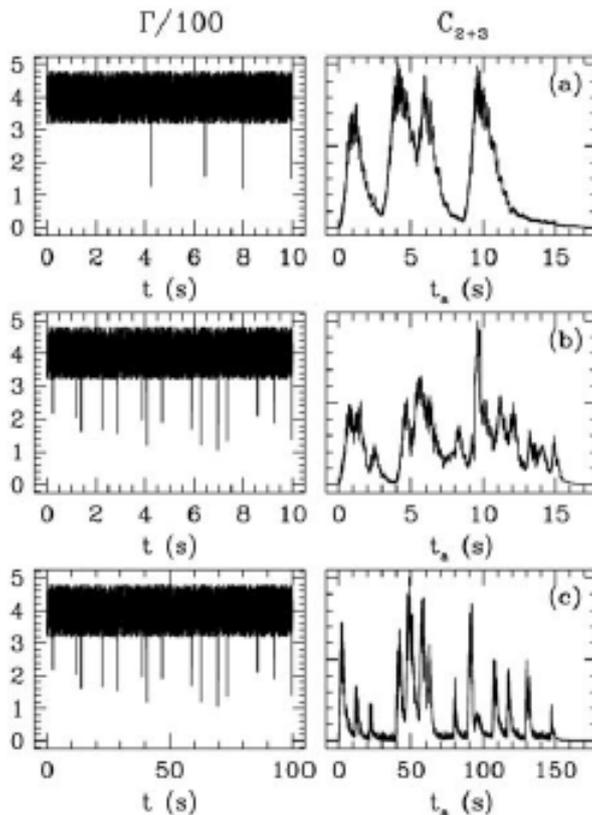
Choques internos podem aparecer dentro de um vento relativístico produzido por uma fonte altamente variável. Se o fator de Lorentz do vento é variável, cascas sucessivas podem ter grandes velocidades. Se uma casca rápida sendo ejetada depois de uma mais lenta, eventualmente, elas se alcançarão e colidirão (REES M. J. E MESZAROS, 1994). Esta é a origem do choque.

Definindo,  $\Gamma_s$  e  $\Gamma_f$ , os fatores de Lorentz da casca lenta e rápida, respectivamente, e assumindo que  $\Gamma_s$  e  $\Gamma_f$  são da mesma ordem, o tempo antes da colisão no referencial de repouso da fonte será  $T = \Gamma_s^2 \Gamma_f^2 / (\Gamma_s^2 - \Gamma_f^2) t_{var}$ , da ordem  $\Gamma^2 t_{var}$ , onde  $t_{var}$  é o tempo de escala variável no referencial de repouso. A colisão ocorrerá em um raio  $R = \Gamma^2 t_{var} c$ . Para a emissão *prompt* ser detectável, esses choques têm que aparecer quando o jato tiver alcançado distâncias suficientemente grandes que permitem a radiação resultante escapar sem perdas adiabáticas (REES M. J. E MESZAROS, 1994). Para valores típicos de  $t_{var}$  (1 s) e  $\Gamma$  (100), os choques acontecem em  $R \sim 10^{14} - 10^{15}$  cm (representados na Figura 2.6). Limites superiores em  $R$  (e, então, em  $\Gamma$ ) podem também ser determinados, pois, para fatores de Lorentz iniciais muito altos, choques internos aparecem a grandes distâncias e choques externos acontecem antes dos choques internos aparecerem. Este fato pode ter papel importante, limitando os fatores de Lorentz e, então, a faixa de variabilidade da energia do pico  $E_p$  do GRBs (PIRAN, 2004).

A duração total da explosão é dada por  $\Delta$ ,  $\Delta > t_{var}$ , isto é, a duração da explosão é naturalmente maior que a duração dos picos (e pode ser muito maior para GRBs longos e complexos). Além disso, no modelo de choque interno, a curva-de-luz da emissão *prompt* segue a atividade do mecanismo central. Isto permite a produção das estruturas complexas observadas nas curvas-de-luz do GRB. Em resumo, no modelo de choque interno, o mecanismo interno variável e contínuo tem de operar durante toda duração da explosão e sua variabilidade está associada com a escala de tempo observada.

Nos modelos em que o vento ultrarrelativístico é representado por muitas cascas com fatores de Lorentz e densidades diferentes (KOBAYASHI et al., 1997; DAIGNE; MOCHKOVITCH, 1998), a colisão de duas cascas é o processo elementar, permitindo a aceleração dos elétrons. Por exemplo, considere uma sucessão de camadas emitidas a cada 2 ms com um fator de Lorentz variando, desde que a massa das camadas é proporcional a  $1/\Gamma$ , a taxa de injeção de energia é constante (DAIGNE; MOCHKOVITCH, 1998). Neste modelo, é adicionada uma flutuação variável para o fator de Lorentz de cada uma das camadas injetadas no vento, de maneira que reproduza as variações temporais rápidas vistas na maioria das explosões observadas. A variabilidade dos termos curtos introduzidos nos fatores de Lorentz é reproduzida no perfil do GRB. Perfis de explosões simuladas para três distribuições iniciais são apresentadas na Figura 2.9.

Figura 2.9 - Perfis de explosões simuladas para três distribuições iniciais do fator de Lorentz no ejetor.



Em todos os três casos, uma componente rápida com  $\Gamma = 400$  é desacelerada por uma série de camadas mais lentas. As massas na componente rápida e camadas mais lentas são comparáveis. Isto ilustra a capacidade dos modelos dos choques internos para reproduzir as curvas-de-luz observadas dos GRBs.

Fonte: Daigne and Mochkovitch (1998).

O fator de Lorentz da casca "misturada" (*merged*)  $\Gamma_m$  é calculado por

$$\Gamma_m = [(m_f \Gamma_f + m_s \Gamma_s) / (m_f / \Gamma_f + m_s / \Gamma_s)]^{1/2}. \quad (2.11)$$

A casca rápida é caracterizada pela sua massa  $m_f$  e fator de Lorentz  $\Gamma_f$ , a mais lenta, por  $m_s$  e  $\Gamma_s < \Gamma_f$ . A energia interna  $E_{int}$  da casca *merged* é a diferença da energia cinética antes e depois da colisão:

$$E_{int} = m_f c^2 (\Gamma_f - \Gamma_m) + m_s c^2 (\Gamma_s - \Gamma_m) . \quad (2.12)$$

Em uma simples colisão, a eficiência da conversão da energia cinética em energia interna que será parcialmente emitida como radiação é:

$$\varepsilon = 1 - \frac{(m_f + m_s)\Gamma_m}{m_f\Gamma_f + m_s\Gamma_s} . \quad (2.13)$$

A interação das duas conchas acontece na forma de dois choques, um direto e um inverso, e seus fatores de Lorentz podem ser calculados (SARI; PIRAN, 1995). Com algumas suposições a cerca da energia de equipartição entre os elétrons, prótons e campo magnético, os fatores de Lorentz dos elétrons acelerados podem ser determinados e suas emissões síncrotron podem ser calculadas. Uma fração dos fótons síncrotron pode ser deslocada para energia mais alta pelo espalhamento Compton inverso.

O espectro síncrotron instantâneo obtido é também válido durante a fase *afterglow* subsequente. No entanto, a fase *prompt* do GRB envolve emissões simultâneas de múltiplos choques e o espectro combinado pode ser mais complicado. Isto pode explicar o porquê do *afterglow* ser bem ajustado por um espectro síncrotron, enquanto a situação não é tão clara para o espectro *prompt* do GRB (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

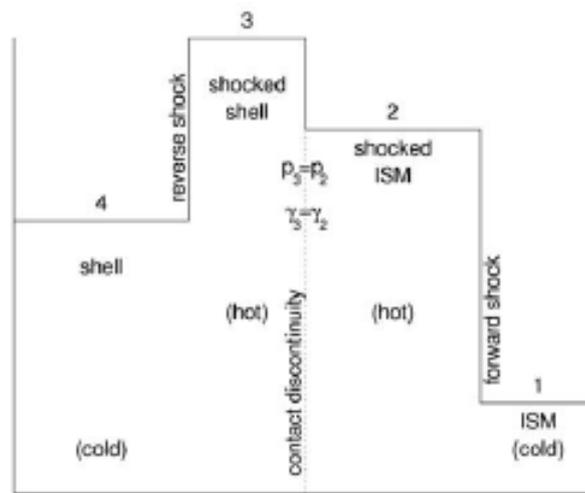
#### 2.4.2.2 Choques externos

Por outro lado, os choques externos aparecem quando uma casca relativística é desacelerada no meio interestelar (ISM) frio ou no vento ejetado pela estrela progenitora anterior à explosão (REES M. J. E MESZAROS, 1992). Geralmente, dois choques formam: um choque de saída (usualmente chamado de choque externo) que se propaga no meio circundante; e o choque inverso que se propaga no jato. O *afterglow* começa em uma distância onde a maioria da energia do ejecto é transferida ao meio. Para uma explosão longa, isto pode acontecer enquanto o GRB está ainda se propagando.

No início, como choque externo aumenta, sua luminosidade bolométrica  $L$  surge, aproximadamente, como  $L \propto t^2$ , se o meio circundante é o ISM com uma densidade constante. Isto é obtido igualando, no referencial de descontinuidade de contato, o fluxo cinético  $L/4\pi R^2$  com a pressão externa  $\rho_{ext}\Gamma^2$ , durante a fase inicial. Enquanto  $\Gamma = \Gamma_f = \text{constante}$ ,  $\rho_{ext}$  sendo também constante,  $R \propto t$  e  $L \propto R^2$  dá  $L \propto t^2$ . Assim,

luminosidade cresce enquanto o material externo pode ser negligenciado. Ela atinge o ponto máximo quando  $R$  alcança o raio de desaceleração típico, e rapidamente decai depois disso (REES M. J. E MESZAROS, 1992; SARI; PIRAN, 1997). Evolução dinâmica do *afterglow* e suas propriedades radiativas são determinadas completamente por  $E_0$ ,  $\varepsilon_e$ ,  $\varepsilon_B$ ,  $n$ , e  $p$  (o índice espectral dos elétrons acelerados pelo choque) (PANAITESCU A. E MÉSZÁROS, 2000). Em particular, é independente de  $\eta$  que caracteriza os bárions carregados da *fireball*.

Figura 2.10 - As quatro regiões delimitadas pelos choques diretos e inversos.



Os choques diretos e inversos delimitam quatro regiões ilustradas: região 1 é o ISM, em geral, região mais fria; região 2 é o ISM atingido entre a descontinuidade de contato (CD) e o choque direto rápido (FS); a região 3 é a casca atingida entre a descontinuidade de contato (CD) e o choque inverso (RS); o choque inverso está situado no contato com a casca não colidida, que é a região 4. Pressões e velocidades ficam iguais em cada lado da descontinuidade de contato, mas não é o caso para a densidade  $\rho$ . (KOBAYASHI et al., 1997)

Fonte: Sari et al. (1996).

A radiação emitida e a eficiência de resfriamento dependem das condições nas regiões colididas 2 e 3 (veja na Figura 2.10). A estrutura do choque é determinada por duas quantidades:

- $\Gamma$ , o fator de Lorentz da matéria interna expandindo (região 4) relativa à matéria de fora (ISM, região 1);

- A razão  $n_4/n_1$  entre as densidades numérica de partículas nessas duas regiões.

Inicialmente, durante a fase inicial do choque externo, a razão  $n_4/n_1$  é grande  $n_4/n_1 > \Gamma^2$ , e a casca expandindo é pequena e densa. Durante esta fase inicial, o choque inverso é levemente relativístico e a maioria da conversão de energia acontece no choque direto. Apenas uma pequeníssima fração da energia é convertida em energia térmica no choque inverso (SARI; PIRAN, 1995).

Definindo:

$$E_0 = m_p c^2 \int_0^l 4\pi r^2 n(r) dr , \quad (2.14)$$

a energia da massa de repouso dentro da esfera de Sedov iguala a energia da explosão  $E_0$ .

Para ISM homogênea, chega-se as seguintes equações:

$$E_0 = m_p c^2 n \int_0^l 4\pi r^2 dr = m_p c^2 n (4\pi/3) l^3 \text{ e} \quad (2.15)$$

$$l = \left[ \frac{3E_0}{4\pi m_p c^2 n} \right]^{1/3} = 10^{18} E_{52}^{1/3} n_1^{-1/3} \text{ cm} . \quad (2.16)$$

Uma segunda escala de comprimento deve ser introduzida,  $\Delta$ , a largura estreita inicialmente da casca relativística  $\Delta \sim R_{in}$  com valores na faixa  $\Delta \sim 10^7$  cm até  $10^{12}$  cm (SARI; PIRAN, 1995; SARI; PIRAN, 1997) no referencial do observador. Com esses dois comprimentos característicos, define-se o parâmetro adimensional,  $\xi = (l/\Delta)^{1/2} \Gamma^{-4/3} = 2(l_{18}/\Delta_{12})^{1/2} \Gamma_{100}^{-4/3}$  (SARI; PIRAN, 1995).

Os valores canônicos para  $\Delta$  e  $l$  são  $10^{12}$  cm e  $10^{18}$  cm, respectivamente. Dois raios,  $R_{dec}$  e  $R_\Delta$ , são definidos para representar as localizações onde a extração de energia efetiva acontece. Metade da energia cinética da casca é convertida em energia térmica quando a massa externa coletada é  $M_0/\Gamma$ . Isto acontece em uma distância característica  $R_{dec}$  que tem sido chamada de raio de desaceleração:

$$R_{dec} \propto l/\Gamma^{2/3} = \left( \frac{3E_0}{4\pi n m_p c^2 \Gamma^2} \right)^{1/3} = 5,4 \times 10^{16} E_{52}^{1/3} n_1^{-1/3} \Gamma_{100}^{-2/3} \text{ cm} \quad (2.17)$$

onde  $E_{52}$  é a energia isotrópica equivalente em unidades de  $10^{45}$  J, e  $n_1$ , a densidade nas partículas por  $\text{cm}^3$ .

As outras distâncias características são  $R_\Delta$  e  $R_N$ :

- $R_\Delta$  é a distância em que o choque inverso alcança a borda interna da casca (SARI; PIRAN, 1995):

$$R_\Delta = l^{3/4} \Delta^{1/4} = 10^{15} l_{18}^{3/4} \Delta_{12}^{1/4} \text{ cm} ; \quad (2.18)$$

- $R_N$  é a distância em que a densidade de energia produzida pelo choque se torna alta suficiente para o choque inverso se tornar relativístico e começar a reduzir o fator de Lorentz da casca consideravelmente:

$$R_N = l^{3/2} \Delta^{1/2} \Gamma^2 . \quad (2.19)$$

Uma simples relação pode ser obtida entre esses raios característicos usando  $\xi$  (KO-BAYASHI et al., 1997):

$$R_\Delta \sqrt{\xi} = R_{dec} = R_N / \xi . \quad (2.20)$$

Choques externos se tornam efetivos no  $\min(R_{dec}, R_\Delta)$  e valores típicos para  $l$ ,  $R_{dec}$ , e  $R_\Delta$  são:  $l \sim 10^{18} \text{ cm}$ , e  $R_{dec} \sim R_\Delta \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}$ . Condições em  $R_\Delta$  e  $R_{dec}$  definem os valores do parâmetro  $\xi$ , o choque inverso é Newtoniano ( $\xi > 1$ ) ou relativístico ( $\xi < 1$ ) (SARI; PIRAN, 1995). Ambos são possíveis, dependendo de  $\Delta$  e  $\Gamma$ , que são duas quantidades que são menos restritas, enquanto o comprimento de Sedov é bem definido,  $l = 10^{18} \text{ cm}$ . O caso  $\xi = 1$  corresponde aos valores típicos de  $l, \Delta, \Gamma$  (PIRAN, 2004), levando a  $R_\Delta = R_{dec} = R_N$ .

Piran (2004) definiu as condições nos choques diretos e inversos e o campo magnético nas regiões 2 e 3, quando a casca tem expandido para  $R$ . O choque esquentou o ejecto expandindo, amplificando os campos magnéticos pré-existente ou gerando um campo turbulento necessário para calcular o espectro síncrotron. Para caracterizar a

energia carregada pelos elétrons e pelo campo magnético, dois números são usados:  $e_e$  e  $e_B$ . É comum assumir que  $e_e$  e  $e_B$  representam uma fração constante da energia interna anterior ao choque (chamado de  $e$ ), então é possível definir depois parâmetros adimensionais:

$$\varepsilon_e = e_e/e$$

e

$$\varepsilon_B = B^2/8\pi = e_B/e$$

$\varepsilon_e$  e  $\varepsilon_B$  são geralmente considerados constantes através da evolução do *burst*. Esta é uma simplificação, pois a evolução desses parâmetros durante a expansão *fireball* é certamente complexa e difícil de calcular. O problema do campo magnético intenso e sua evolução, em particular, é um sério problema. (THOMPSON et al., 1994; MESZAROS P. E REES, 1993).

Para o caso típico com  $\xi = 1$ , é possível calcular os parâmetros físicos das regiões colididas em  $R_\Delta = R_{dec}$ , quando a energia cinética da casca é convertida a energia térmica, via dois choques. Para o choque direto,  $\Gamma_2 = \Gamma$ ,  $n_2 = 4\Gamma n_1$  e  $e_2 = 4\Gamma^2 n_1 m_p c^2$ , e para o choque inverso,  $\Gamma_3 = \Gamma$ ,  $n_3 = 4\Gamma^2 n_1$ , e  $e_3 = e_2$  na descontinuidade de contato. E para o campo magnético  $B \propto \varepsilon_B^{1/2} \Gamma n_1^{1/2}$  (SARI et al., 1996).

Tendo calculado os parâmetros físicos nas regiões de choque, é agora possível calcular sua radiação síncrotron. Quando foi estudada a evolução das *fireballs* cosmológicas relativísticas, muitos autores previram que elas seriam seguidas por *afterglows*, radiando em frequência declinando gradualmente de raios- $\gamma$  moles, passando por raios-X, pela luz visível e ondas de rádio. Além disso, esses *afterglows* teriam de terminar por um tempo significativamente maior que a própria explosão (KATZ, 1994; MÉSZÁROS P. E REES, 1997; VIETRI, 1997; SARI; PIRAN, 1997; WAXMAN; BAHCALL, 1997). As equações dadas nessa seção permitem os cálculos da evolução do fator de Lorentz com o tempo do observador  $t$ . É necessário saber esta evolução para calcular a emissão síncrotron dos elétrons acelerados pelo choque direto.

### 2.4.3 Modelos de fluxo de Poynting dominante

A produção da emissão *prompt* do GRB sem choques internos através dos modelos dominados pelo fluxo de Poynting foi sugerido. Campos magnéticos são também uma maneira natural de transmitir a energia do objeto central com uma pequena

contribuição de bárions. Em MHD ideal, isso pode ser considerado como energia magnética carregada pelo *outflow* do objeto central. É definido por  $\vec{S} = c\vec{E} \times \vec{B}/4\pi$ . O campo elétrico é dado por  $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}/c$  onde  $v$  é a velocidade do fluido. O fluxo de Poynting fica então  $S = v_{\perp}(B^2/4\pi)$ ,  $v_{\perp}$  sendo a componente perpendicular da velocidade às linhas de campo. Isto claramente indica que o fluxo de Poynting representa energia magnética carregada pelo fluxo. Mas não é apenas a densidade de energia magnética  $B^2/8\pi$  que conta, isto é apenas metade do fluxo de Poynting. Outra metade pode ser contada pela interpretação de  $S$  como o fluxo da entalpia magnética  $w = U + P$ , onde  $U$  e  $P$  são densidade de energia magnética e pressão magnética, ambos iguais a  $B^2/8\pi$ . Esta distinção é crucial quando a aceleração do fluxo é considerado (SPRUIT; DRENKHAHN, 2004).

Apesar das instabilidades e reconexões, a energia magnética no fluxo pode ser convertida em energia cinética do plasma ou em partículas rápidas e, de lá, em calor ou radiação. Dependendo da velocidade dessa dissipação de energia, a conversão de energia pode acontecer perto do objeto central ou do lado de fora da fotosfera, se a dissipação é lenta. Neste último caso, o meio pode ser opticamente fino e a energia das partículas rápidas produzidas pela reconexão pode ser radiada como emissão síncrotron na presença do campo magnético. No mesmo tempo, a dissipação da energia magnética reduz a pressão total, e o gradiente da pressão aparece e acelera o fluxo para fora. Consequentemente, um mecanismo central magnético pode providenciar ambos a aceleração do fluxo e a dissipação fora da fotosfera necessária para eficiência da radiação *prompt* (SPRUIT; DRENKHAHN, 2004), a dissipação da energia magnética no fluxo sendo devido à reconexão magnética. Além disso, como as energias magnéticas fora da fotosfera são grandes suficientes ( $10^7 - 10^8$  Gauss), a emissão síncrotron pode acontecer com alta eficiência. Então os ingredientes cruciais para a emissão *prompt* de raios- $\gamma$  são resultados naturais da dissipação magnética em um *outflow* magneticamente energizado.

Outro ponto muito interessante, a aceleração do ejetor é proporcional à taxa de dissipação de energia, e a energia cinética alcançada pelo fluxo iguala a energia magnética dissipada. Consequentemente, a aceleração do fluxo é possível pela destruição do ingrediente que a conduz. Esta situação estranha pode ser explicada, pois a equação da energia contém o fluxo de Poynting  $S = v_{\perp}(B^2/4\pi)$ , duas vezes o fluxo da energia magnética. Então a aceleração do fluxo usa metade do fluxo de Poynting. A outra metade da energia disponível através do fluxo de Poynting pode ser usada como a energia térmica para partículas ou radiação. Esta claramente ilustra a distinção que tem de ser feita entre o fluxo da energia magnética,  $c(B^2/8\pi)$ , e o fluxo de Poynting,

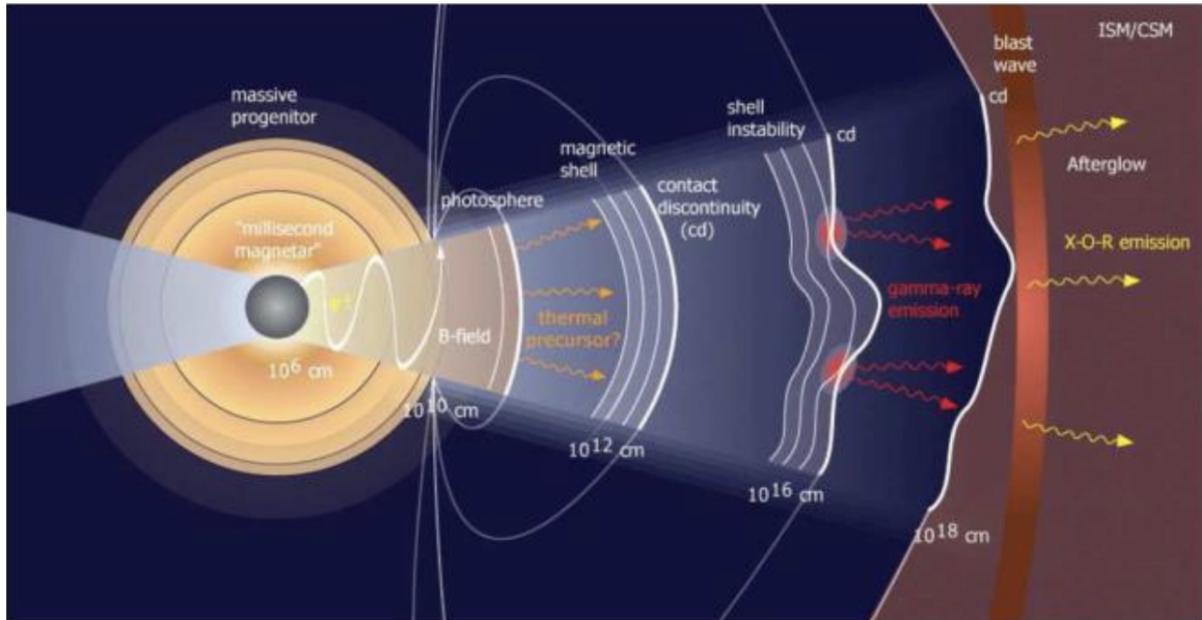
$c(B^2/4\pi)$ . Os modelos envolvendo dissipação magnética são bastante atrativos por ao menos três razões:

- Desde que a dissipação do fluxo de energia magnética aparece fora da fotosfera, isto leva naturalmente a emissão *prompt* não-térmica com uma eficiência grande ( $\sim 50\%$ ) da energia total do GRB;
- O processo de dissipação acelera o fluxo para altos fatores de Lorentz;
- A presença do campo magnético intenso na região de dissipação naturalmente explica a eficiente emissão síncrotron.

Há questões que o modelo de choque interno/*fireball* não provê respostas satisfatórias (LYUTIKOV; BLANDFORD, 2003; THOMPSON et al., 1994; DRENKHAHN, 2002; SPRUIT; DRENKHAHN, 2004; VLAHAKIS; KÖNIGL, 2003). Foi proposto um modelo alternativo chamado EMM (*Modelo Electro-Magnetic*), ilustrado na Figura 2.11; neste modelo, a energia de um fluxo de Poynting dominante é dissipada diretamente em partículas emitindo através de instabilidades. O fluxo de Poynting é criado quando um progenitor de massa estelar relativístico rotacionando perde muito de sua energia rotacional em uma bolha eletromagneticamente dominante que expande relativisticamente depois de sair da superfície do progenitor estelar.

Vários aspectos dos modelos de fluxo de Poynting dominante têm sido discutidos na literatura: Interessantemente, o nascimento do jato de Poynting dominante pode ser simulado também em laboratório (LEBEDEV et al., 2005). Um problema do EMM é que a modelagem da dissipação magnética é muito complexa, fazendo difíceis predições observacionais. A emissão *prompt* não oferece pista fácil, desde que os elétrons acelerados radiam suas energias através da emissão síncrotron, em EMM como no modelo de choque interno (SMOLSKY; USOV, 2000; LYUTIKOV; BLANDFORD, 2003; GIANNIOS, 2006). Felizmente, as predições do EMM e dos modelos de choque interno diferem durante a fase do *afterglow*: a EMM é caracterizada por um choque inverso fraco ou ausente (ZHANG B. E KOBAYASHI, 2005; LYUTIKOV, 2006) e pela existência de um *afterglow* brilhante inicial de raio-X (GENET et al., 2006). Roming et al. (2006) analisou várias razões que podem suprimir a emissão óptica esperada e concluíram que é devido a supressão da emissão de choque inverso forte, que poderia ser atribuído ao fluxo de Poynting dominante ou a um choque inverso puramente hidrodinâmico não-relativístico. Genet et al. (2006) estudaram em detalhe o *afterglow* predito pelos modelos de ejetos eletromagnéticos e concluíram que as diferenças com o modelo de choque interno são tão pequenas para permitir distinguir essas

Figura 2.11 - Modelo *Electro-Magnetic*.



O fluxo de Poynting é representado pela energia magnética do sistema. Pode ser convertido em energia cinética do plasma e em radiação. No EMM, o progenitor perde muito de sua energia rotacional em uma bolha eletromagnética que produz um fluxo de Poynting. A energia do fluxo é dissipada diretamente em partículas emitindo através de instabilidades, emissão *prompt*. O *afterglow* é produzido pelo choque da onda de explosão com o meio interestelar (ISM).

Fonte: Lyutikov and Blandford (2003).

duas famílias de modelos apenas pela observação do *afterglow*. Giannios (2006) argumentou que dissipação eletromagnética atrasada explica naturalmente os *flares* de raio-X descobertos pelo *Swift* nos *afterglows* iniciais de muitos GRBs. Cenários com *outflows* de fluxo de Poynting dominante requerem uma fonte de campo magnético ( $> 10^{15}$  Gauss) e elevada taxa de rotação ( $\Omega \sim 10^4 \text{s}^{-1}$ ) (LYUTIKOV; BLACKMAN, 2001). Essas características podem ser encontradas quando um *merger* de estrela de nêutrons forma um *torus* de acreção em torno de um buraco negro e em magnetares recém nascidos (USOV, 1992; BLACKMAN; YI, 1998; THOMPSON, 2005). Ventos relativísticos fortemente magnetizados, suas instabilidades (LYUTIKOV; BLACKMAN, 2001) e suas interações com o meio ambiente provêm maneiras plausíveis de produção da emissão de alta frequência e representam mecanismo plausível para a geração dos GRBs cosmológicos.

#### 2.4.4 Modelos alternativos de GRBs

- Modelos que atribuem o GRB inteiro (incluindo a emissão *prompt*) aos choques externos (FENIMORE et al., 1999). Há algum consenso, no entanto, que esses modelos requerem muitos pressupostos pré-estabelecidos para serem reais;
- Modelo *cannonball* de GRBs (DAR; RÚJULA, 2004) sugere que uma supernova emite *bullets* de matéria, tendo cerca da massa da Terra. A emissão *prompt* de raio- $\gamma$  é explicada por espalhamento Compton inverso da luz da supernova pelos elétrons no plasma da *cannonball*. O *afterglow* é bem explicado pela radiação síncrotron dos elétrons ambiente varridos para dentro e acelerados dentro da *cannonball*. De acordo com os autores do modelo *cannonball*, apenas o obstáculo para construir uma teoria completa de GRBs é o entendimento teórico do mecanismo de ejeção da *cannonball* nas explosões das supernovas;
- Outro modelo envolvendo *bullets* foi proposto por Heinz S. e Begelman (1999). Os autores mostram que é possível reproduzir a estrutura temporal da emissão *prompt* do GRB com este mecanismo, mesmo para explosões com energias altas. Este modelo, no entanto, não explica as correlações temporais entre a duração dos GRBs e seus termos de variabilidade curtos. Aqui novamente, os autores não explicam a origem dos *bullets*.



### 3 SISTEMAS BINÁRIOS COMO FONTES DE ONDAS GRAVITACIONAIS

A gravidade é a mais fraca das forças fundamentais da natureza e, não é surpresa, que as Ondas Gravitacionais (OGs), pequenas deformações do espaço-tempo viajando na velocidade da luz, têm provado ser os sinais mais indescritíveis da astronomia. Há muito tempo, [Einstein \(1918\)](#) e [Eddington \(1922\)](#) estudaram o problema da radiação gravitacional. Através dessa radiação, o universo ainda não tinha sido observado diretamente, até 14 de setembro de 2015, quando aconteceu a primeira detecção realizada pelo LIGO. A divulgação oficial aconteceu apenas no dia 11 de fevereiro de 2016. ([ABBOTT et al., 2016c](#)).

Na maioria dos sistemas astronômicos, a gravidade é a interação dominante. Os campos gravitacionais fortes são os conversores de massa em energia mais eficientes da Natureza. Estes campos são descritos pela Teoria da Relatividade Geral de Einstein e as Ondas Gravitacionais (OG) surgem como consequência fundamental. Supernovas (SN) de Colapso Nuclear ([MUELLER; JANKA, 1997](#); [YAKUNIN et al., 2010](#)), rotação de Estrelas de Nêutrons (EN) com pequena assimetria em sua forma ([ANDERSSON et al., 2011](#)), coalescência de binárias compactas ([KALOGERA et al., 2004](#)), Buracos Negros Supermassivos (BNSM) ([BERENTZEN et al., 2009](#)) e flutuações de densidade cosmológicas ([ANANDA et al., 2007](#)) estão dentre os cenários que irradiam grande quantidade de energia gravitacional ([SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009](#)).

Coalescência de binárias compactas é o cenário de interesse deste trabalho, principalmente, a coalescência envolvendo estrelas de nêutrons e/ou buracos negros. Os detectores terrestres, tal como *Advanced* LIGO ([ABBOTT et al., 2009](#); [SIGG et al., 2008](#); [HARRY et al., 2010](#); [AASI et al., 2015](#)), *Advanced* Virgo ([ACCADIA et al., 2011](#); [ACERNESE et al., 2015](#)), GEO 600 ([GROTE et al., 2008](#)) e KAGRA ([ASO et al., 2013](#)), esperam detectar vários sinais gravitacionais oriundos de binárias compactas.

As formas de OGs dessas coalescências e a amplitude nas frequências de interesse, de acordo com [Phinney \(1991\)](#), podem ser preditas com confiança (em contraste com os pulsares e supernovas de colapso nucleares) e a taxa de eventos pode ser determinada das observações eletromagnéticas <sup>1</sup>. A taxa de *merger* de binárias EN-EN dentro do horizonte de eventos de detectores avançados é estimada para estar entre 0,4 e 100 ano<sup>-1</sup> ([PHINNEY, 1991](#); [CUTLER et al., 1993](#); [ABADIE et al., 2010](#)). A sensibilidade desses detectores torna possível medir uma haste de um metro de

---

<sup>1</sup>Em contraste com a fusão de binárias de buracos negros de massas estelares.

comprimento, oscilando com uma amplitude de um milionésimo do raio de um átomo de hidrogênio (MOORTGAT, 2001).

Com a detecção das OGs de *merger* de binárias de ENs, é possível, por exemplo, extrair informações, principalmente, sobre a equação de estado da matéria em densidades nucleares (BAUSWEIN; JANKA, 2012; TAKAMI et al., 2014): a emissão pós-*merger* é caracterizada pela equação de estado e provê uma ferramenta poderosa para restringi-la dentre as equações de estado existentes (LATTIMER; PRAKASH, 2001). As propriedades do "*chirp*" da emissão de estágios finais da inspiração são facilmente calculadas, e bem modeladas por métodos pós-Newtonianos (PHINNEY, 1991). Assim, numa detecção é fácil determinar as massas individuais, taxa de *spins* dos objetos e a distância das fontes (ABBOTT et al., 2016c).

A detecção da emissão gravitacional da fonte GW170817 (ABBOTT et al., 2017d) e da emissão eletromagnética associada GRB170817A (BROMBERG et al., 2017) inaugurou a astronomia multi-mensageira (ABBOTT et al., 2017e). Em geral, as observações das OEMs e OGs são muito complementares. Por exemplo, com observações eletromagnéticas, é muito difícil determinar a inclinação de um sistema binário, mas a partir da polarização da radiação gravitacional, que depende da orientação da dinâmica dentro da fonte relativa ao observador, a inclinação de um sistema binário é facilmente mensurada (SCHUTZ, 1996).

Enquanto os emissores primários da radiação eletromagnética são as partículas carregadas, as ondas gravitacionais são emitidas pela massa e momento acumulados no sistema inteiro. Devido à neutralidade global de carga, a radiação eletromagnética é tipicamente emitida em pequenas regiões, com comprimento de ondas pequenos, e transmite informação direta sobre as condições físicas de pequenas porções de fontes astronômicas. Já a radiação gravitacional tem comprimento de onda grande e transmite informação direta sobre regiões em grande escala. Ao passo que as ondas eletromagnéticas se acoplam fortemente com as cargas, tornando fáceis de detectar, porém sendo facilmente espalhadas, as ondas gravitacionais se acoplam fracamente com a matéria, sendo difíceis de detectar, mas viajam sem ser afetadas substancialmente pela matéria. Essas diferenças sugerem que as observações eletromagnéticas podem ser pobres preditores dos fenômenos que os detectores de ondas gravitacionais eventualmente podem observar, pois 96% da energia-massa do universo carregam nenhuma carga elétrica (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009).

### 3.1 Estrelas de nêutrons

Estrelas de nêutrons (ENs) são formadas a partir do colapso gravitacional, devido à perda de equilíbrio hidrostático, das regiões centrais de estrelas normais (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983). Existem dois diferentes meios para isso:

- Núcleo de massa pequena ( $M_{core} \lesssim 2M_{\odot}$ ) de estrelas massivas ( $M \sim 10 - 25M_{\odot}$ ) da sequência principal;
- Estrela anã branca que acreta massa de uma companheira excedendo o limite de Chandrasekhar ( $M_{ch} = 1,44M_{\odot}$ ).

A condição de equilíbrio hidrostático para uma estrela não-relativística é escrita na forma:

$$\Gamma = \left| \frac{\partial \ln p}{\partial \ln V} \right| > 4/3 ,$$

onde  $p$  é pressão e  $V$ , volume.

Para uma estrela sozinha de massa  $M \approx 10 - 25M_{\odot}$ , ocorre a queima do oxigênio e dos elementos mais pesados na região central, lá se forma um núcleo de ferro, cuja massa e temperatura são gradualmente aumentados. Depois de cerca de  $10^7$  anos, a massa do núcleo se torna da ordem de  $10M_{\odot}$ , a densidade no centro alcança  $10^9 - 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$  e a temperatura,  $10^{10} \text{ K}$ , correspondente a energia da ordem de  $1 \text{ MeV}$ . Neste tempo, os elétrons, responsáveis para a pressão  $p$ , se tornam relativísticos, afetando a equação de estado. Enquanto que para um gás relativístico  $p \propto V^{-4/3}$ , a condição de equilíbrio fica  $\Gamma = 4/3$ , trazendo a região central ao limite de estabilidade. Além disso, ocorre reação de fotodesintegração (IMSHENNIK; NADEZHIN, 1983) que é o ponto de início da neutronização da matéria:

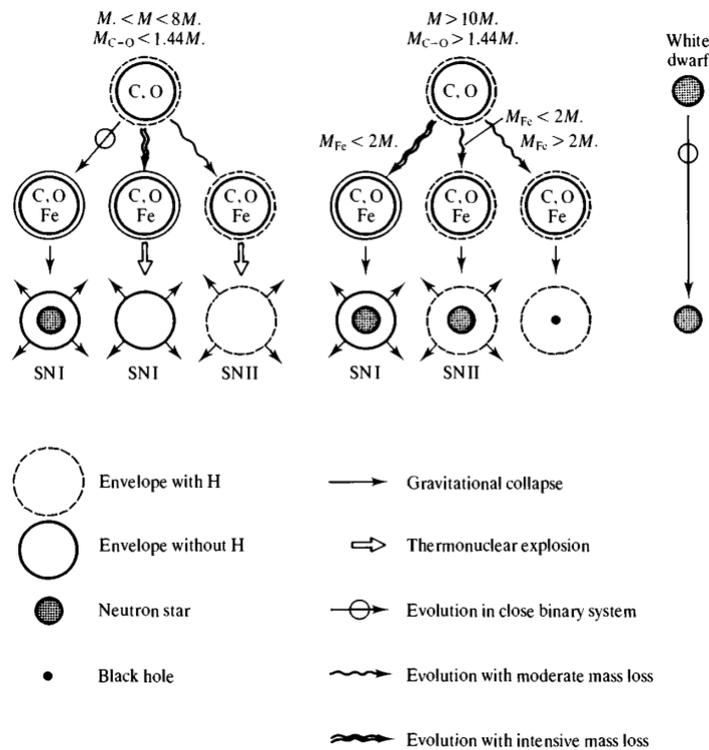


A neutronização, que é acompanhada por um decréscimo da densidade de elétrons, consequentemente, da pressão, é irreversível (desde que os neutrinos deixem a estrela livremente); e leva toda a responsabilidade pela perda de equilíbrio hidrodinâmico. O núcleo da estrela instável alcança um novo estado estável caracterizado por  $\rho_{core} \sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10^2 \text{ K}$ ,  $M \sim 1,2 - 1,6M_{\odot}$  e  $R \sim 10 \text{ km}$ . Resultando numa estrela

de nêutrons. Uma estrela de nêutrons formada por um colapso de uma estrela anã branca, acretando matéria da companheira em um sistema binário, têm parâmetros análogos, podendo alcançar velocidades angulares consideráveis pela conservação do momento angular. Este objeto passa a se chamar *pulsar*. Geralmente, a velocidade de rotação de um pulsar alcança 500m/s, que excede bastante a velocidade de estrelas ordinárias (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983).

Se a massa da região central da estrela exceder a  $3M_{\odot}$ , a pressão da matéria de nêutrons não pode compensar as forças gravitacionais. Neste caso, o colapso gravitacional deve resultar na formação de um buraco negro (BECKER, 2009). Nem todo colapso gravitacional (nem cada explosão de uma supernova) é acompanhada por formação de estrelas de nêutrons, como segue num resumo básico sobre as evoluções e formação de estrelas de nêutrons na Figura 3.1.

Figura 3.1 - Formação de estrelas compactas.



Resumo dos caminhos possíveis da evolução estelar com relação a massa da estrela comum e a formação da estrela de nêutrons.

Fonte: Beskin et al. (1993).

### 3.1.1 Estrutura interna de uma estrela de nêutrons

Modelos de colapso gravitacional mostram que a massa de ENs deve variar dentro de um intervalo curto,  $1,2M_{\odot}$  a  $1,6M_{\odot}$  (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983)<sup>2</sup>. Ao mesmo tempo, a teoria da estrutura interna dá um espectro de massa muito mais amplo em que a EN permanece estável (BESKIN et al., 1993).

A maioria dos modelos de estrutura de EN são baseados na solução de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939):

$$\frac{dp(r)}{dr} = -\frac{G[\rho_m(r) + p(r)c^{-2}][m(r) + 4\pi r^3 p(r)c^{-2}]}{r^2[1 - 2Gm(r)r^{-1}c^{-2}]}, \quad (3.1a)$$

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho_m(r). \quad (3.1b)$$

$$m(0) = 0 \quad (3.1c)$$

A Equação (3.1) representa o equilíbrio hidrostático de uma estrela fria de simetria esférica, com efeitos da teoria Geral da Relatividade;  $m(r)$  é a massa gravitacional dentro de uma esfera de raio  $r$ ,  $p(r)$  e  $\rho_m(r)$  são a pressão e densidade correspondente, respectivamente.

Para densidades  $\rho_m \gtrsim \rho_{core} = 2,4 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ , existe uma incerteza significativa na equação de estado (ARNETT; BOWERS, 1977). Dessa forma, existem modelos de estrutura interna chamados *soft* ("mole"), derivada dos modelos em que (para densidades de ordem nuclear) a energia de interação média corresponde a atração, e *stiff* ("rígido"), derivada dos modelos em que já existe repulsão para densidade abaixo da densidade nuclear.

Em uma EN, é possível distinguir quatro regiões principais: (i) superfície; (ii) crosta externa, consiste de núcleos e elétrons relativísticos (para  $\rho_m > 10^7 \text{ g cm}^{-3}$ ); (iii) crosta interna, fronteira em que  $\rho_m = 4,3 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ , que consiste de núcleos não relativísticos e elétrons degenerados relativísticos, assim como líquido de nêutrons não relativísticos degenerados - de forma que a dissociação do núcleo e a formação dos nêutrons livres se tornam energeticamente vantajosa; e (iv) núcleo, que a densidade

---

<sup>2</sup>O sistema binário que originou o evento GW190814 (ABBOTT et al., 2020b) identificou que um dos objetos compactos possui massa no intervalo  $2,5$  a  $2,67 M_{\odot}$ . Esse resultado se junta às recentes observações de pulsares que têm mostrado resultados consistentes com massas de estrelas de nêutrons superiores a  $2M_{\odot}$  (veja, em particular, Linares et al. (2018), Cromartie et al. (2020)). Assim, o limite que colocamos,  $1,2$  a  $1,6 M_{\odot}$  deve ser considerado como conservador.

limiar é  $\rho_{core} = 2,4 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ , onde a matéria nuclear (nêutrons, prótons e elétrons) consiste na forma líquida, o número de elétrons e prótons são cerca de 1% do número de nêutrons (BESKIN et al., 1993).

### 3.1.2 Magnetosfera de um pulsar

As ENs possuem um valor de campo magnético extremamente alto, da ordem de  $10^{11} - 10^{13}$  Gauss. É comum associar o grande valor do campo magnético perto da superfície da EN como consequência da conservação do fluxo magnético durante o colapso gravitacional (MANCHESTER R. N. E TAYLOR, 1977). Mas há também uma possibilidade de geração de campo associada com os efeitos termomagnéticos (URPIN et al., 1986). Neste caso, o campo magnético é gerado por correntes de elétrons induzidas pelo gradiente de temperatura na crosta externa de uma EN.

Naturalmente, as estrelas comuns se encontram em sistemas binários. A maioria das estrelas massivas de sistemas binários evoluem primeiro na sequência principal, resultando numa supernova e numa EN. Se o sistema não foi extinto pela explosão, há uma formação de um par de estrelas de nêutrons e uma estrela da sequência principal. Por sua vez, depois de um colapso em uma anã branca da companheira da sequência principal, se sua massa exceder o limite de Chandrasekhar, a dupla passa a ser um sistema binário de ENs. A existência desses sistemas é necessária para explicar a natureza de eventos extremamente energéticos, como explosão de raios- $\gamma$  (GRB). Além de que, o *merger* dessas ENs são eventos promissores de detecção de ondas gravitacionais pelos detectores terrestres. Estima-se que, dentro do horizonte de eventos dos detectores avançados (*Advanced LIGO*, por exemplo), a taxa desses eventos está entre 0,4 e 100 por ano (ABADIE et al., 2010).

Desde que a condutividade elétrica da estrela é grande o suficiente para manter a conservação do momento de dipolo magnético, o campo magnético pode ser assumido como congelado na estrela de nêutrons. Assim nas regiões internas da estrela deve haver a condição (BESKIN et al., 1993):

$$\vec{E}_{in} + \frac{\vec{\Omega} \times \vec{r}}{c} \times \vec{B}_{in} = 0, \quad (3.2)$$

onde  $\vec{r}$  é o vetor posição em relação ao centro da estrela e  $\vec{\Omega}$  é a velocidade de rotação angular. Portanto, da Equação (3.2), devido à rotação, surge um campo elétrico causado pela distribuição de cargas dentro do pulsar. Da ordem de  $E \sim 10^{10} - 10^{12} \text{ V cm}^{-1}$ , desde que  $R$  é o raio da estrela. As partículas influenciadas por este campo

elétrico tão forte são aceleradas e se movem ao longo do campo magnético curvilíneo da estrela, que por sua vez emitem fótons de raios- $\gamma$  duros. Esta última, absorvida no campo magnético, gera pares elétron-pósitron. Daí aparece a magnetosfera do pulsar formada pelo plasma elétron-pósitron no campo magnético de uma estrela de nêutrons (BESKIN et al., 1993).

Porém, o plasma preenche a magnetosfera e, pela condição de neutralidade macroscópica de um plasma, blinda o campo elétrico longitudinal, com isso, o plasma, congelado às linhas de campo, rotaciona juntamente com a estrela como um corpo sólido. Este fenômeno é chamado de corrotação. A densidade de carga elétrica deste plasma em corrotação é calculado a partir do campo gerado pela polarização do plasma (BESKIN et al., 1993):

$$\rho_c = -\frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} , \quad (3.3a)$$

$$n_c = \frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c|e|} . \quad (3.3b)$$

A densidade de corrotação de carga Equação (3.3) é chamada de densidade Goldreich-Julian (GOLDREICH; JULIAN, 1969), onde  $e$  é a carga do elétron. Para efeito comparativo, a magnetosfera da Terra tem densidade  $n_c = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , enquanto que, para um pulsar, este valor alcança  $n_c \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

A densidade de corrotação decresce rapidamente com a distância da estrela,  $n_c(r) \simeq n_c(R)\left(\frac{r}{R}\right)^{-3}$ . A rotação da carga  $\rho_c$  leva ao aparecimento das correntes elétricas de corrotação:

$$j_c \simeq \frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi} .$$

Essas correntes deformam e perturbam o campo magnético da estrela de nêutrons, assim, perto da estrela, essas perturbações não são significativas, enquanto que em grandes distâncias, essas perturbações podem ser até dominantes (Figura 3.2). Definindo o tamanho característico da magnetosfera como  $R_{Lc} = c/\Omega$ , a corrotação é possível apenas até distâncias menores e iguais que  $R_{Lc}$ . Usualmente, este valor é alguns milhares de vezes maior que o raio da estrela de nêutrons. Devido a essa ação, as linhas de campo distantes abrem. E o plasma, ao longo dessas linhas aber-



partículas (pósitron), longe da estrela. E, desde que o campo magnético é curvilíneo, as partículas, com energia suficiente, começam a emitir fótons de alta-energia que, por sua vez, atravessam as linhas de campo, produzindo pares elétron-pósitron. Estas partículas, se movimentando em relação à estrela, emitem fótons de alta-energia, estes produzem pares perto da superfície da estrela. Assim, ocorre uma multiplicação de elétrons, pósitrons e fótons de raio- $\gamma$  perto da EN. A energia dos fótons que surgem por causa da curvatura das linhas de campo magnético é (LANDAU; LIFSHITZ, 1975):

$$E_{curv} \approx m_e c^2 \frac{\lambda}{r_{curv}} \gamma^3, \quad (3.4)$$

onde  $\lambda = \hbar/m_e c = 3,9 \times 10^{-11}$  cm é o comprimento de onda de Compton,  $\gamma$  é o fator de Lorentz do movimento das partículas ao longo do campo magnético e  $r_{curv}$ , o raio da curvatura da linhas de campo, cerca de  $8 \times 10^7$  cm para EN. A energia, Equação (3.4), é suficiente para a geração de pares se o  $\gamma \geq 10^6 - 10^7$ .

### 3.2 Ondas gravitacionais

Ondas gravitacionais são definidas como perturbações do espaço-tempo que se propagam com a velocidade da luz. A derivação das soluções de onda da Equações de Campo de Einstein pode ser simplificada, ignorando em grande escala a estrutura curvada do espaço-tempo causada pela distribuição de matéria. Isto é, as ondas gravitacionais de objetos astronômicos com campos gravitacionais intensos ou de eventos catastróficos podem ser descritas, relativamente, longe da fonte, como pequenas ondulações do fundo plano.

Na teoria da Relatividade Geral, a equação de Poisson para um campo gravitacional  $\phi$  de uma densidade de matéria  $\rho_m$ :

$$\square\Phi = 4\pi\rho_m, \quad (3.5)$$

é trocada pela equivalente, mas covariante, Equações de Campo introduzida por Einstein (1915):

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ab}, \quad (3.6)$$

onde  $G_{ab}$  é o tensor de Einstein;  $g_{ab}$ , o tensor métrico do espaço-tempo,  $T_{ab}$  é o tensor energia-*momentum* e  $R_{ab}$  e  $R$ , tensor e escalar de Ricci, respectivamente, contrações do tensor de curvatura de Riemann,  $R^a{}_{bcd}$ . Este é calculado com base na conexão métrica, Símbolo de Christoffel ( $\Gamma^a{}_{bc}$ ):

$$R^a{}_{bcd} = \partial_c \Gamma^a{}_{bd} - \partial_d \Gamma^a{}_{bc} + \Gamma^e{}_{bd} \Gamma^a{}_{ec} - \Gamma^e{}_{bc} \Gamma^a{}_{ed} , \quad (3.7a)$$

$$\Gamma^a{}_{bc} = \frac{1}{2} g_{ad} (\partial_b g_{dc} + \partial_c g_{db} - \partial_d g_{bc}) . \quad (3.7b)$$

Assim a relatividade geral incorpora a energia potencial gravitacional de Newton embutida no tensor métrico. A Equação (3.6) descreve o efeito que uma distribuição de densidade local causa no espaço circundante. Este é curvado e a geodésica da luz ou das partículas é defletida na direção do centro de massa da distribuição de densidade de matéria. Reproduzindo o efeito de uma força gravitacional (EINSTEIN, 1921).

Considere um espaço-tempo perturbado, cujo tensor métrico difere ligeiramente da métrica de Minkowski ( $\eta_{ab}$ ). O tensor métrico, adotando que o espaço-tempo é assintoticamente plano,  $\lim_{r \rightarrow \infty} h_{ab} = 0$ , é escrito como:

$$g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}, \text{ com } |h_{ab}| \ll 1 . \quad (3.8)$$

A teoria de perturbação é uma aproximação da relatividade geral, correta para primeira ordem na dimensão de sua perturbação (SCHUTZ; RICCI, 2010). Usando a condição  $\partial_a T_{ab} = 0$ , lei de conservação do tensor energia-*momentum* para métrica plana, chega-se na Equação de Onda, desconsiderando os termos de segunda ordem de  $h_{ab}$ :

$$\square \bar{h}_{ab} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{ab} . \quad (3.9)$$

O desenvolvimento detalhado para chegar nessa expressão e nas próximas desta seção está no Anexo B, página 215. As equações no vácuo se reduzem a:

$$\square \bar{h}_{ab} = 0 . \quad (3.10)$$

Com o traço  $\eta^{ab}\square\bar{h}_{ab} = -\square h = 0$ , vem:

$$\square h_{ab} = 0 . \quad (3.11)$$

Os efeitos gravitacionais se propagam como ondas na velocidade da luz. É necessário observar que a perturbação  $h_{ab}$  está ligada a um sistema de coordenadas arbitrário e, então, o fato de  $h_{ab}$  ser não-nulo não é indicador da existência do campo gravitacional. O tensor de Riemann é que dá o critério absoluto para a existência do campo gravitacional e obedece a equação de onda,  $\square R_{abcd} = 0$ .

### 3.2.1 Estados de polarização

Uma simples solução das equações de campo no vácuo pode ser obtida quando se considera a onda gravitacional plana infinita propagando na direção do eixo  $z$ :

$$h_{ab} = h_{ab}(z, t) ,$$

que requer  $h_{ab,x} = h_{ab,y} = 0$ . Encontrando as componentes do tensor de Riemann<sup>3</sup>, suas contrações e resolvendo as equações de campo, nesse caso, a perturbação se reduz a duas componentes,  $h_+ = h_+(z, t)$  e  $h_\times = h_\times(z, t)$ , dadas na expressão:

$$h_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \quad (3.12)$$

As ondas gravitacionais são puramente transversais e caracterizadas por dois estados de polarização,  $h_+$  e  $h_\times$ . Estas duas bases de polarização diferem por uma rotação de  $\pi/4$  em torno do eixo de propagação, que corresponde a natureza quadrupolar do campo gravitacional, e uma rotação simétrica de  $\pi$  que caracteriza uma onda de spin 2 na classificação de spin de Fierz M. e Pauli (1939). Em contraste com as ondas eletromagnéticas, que as bases de polarização diferem por uma rotação de  $\pi/2$  (spin 1) (D'INVERNO, 1992).

No caso de  $h_\times = 0$ , o elemento de linha com a métrica na Equação (3.12) se torna:

---

<sup>3</sup>O tensor de Riemann é altamente degenerado, há 20 componentes independentes devido às simetrias.

$$ds^2 = dt^2 - [1 - h_+(z, t)]dx^2 - [1 + h_+(z, t)]dy^2 - dz^2 . \quad (3.13)$$

$h_+$  pode possuir valores  $h_+ < 0$  e  $h_+ > 0$ , então considere uma onda puramente  $h_+$ , incidindo em uma distribuição de partículas testes que estão apenas no plano  $xy$ . A distância própria entre os dois pontos vizinhos no eixo- $y$ ,  $(x_0, y_0)$  e  $(x_0, y_0 + dy)$ , é:

$$ds^2 = -(1 + h_+)dy^2 .$$

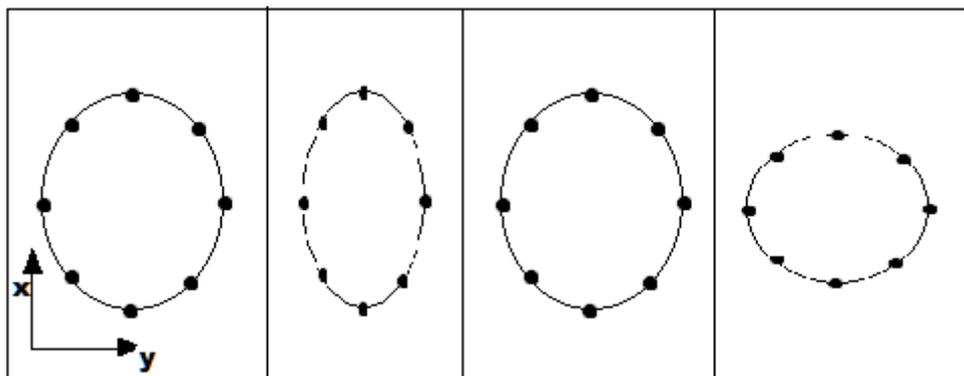
Logo, se inicialmente  $h_+$  muda de zero para  $h_+ > 0$ , a partícula se move mais afastada e, inversamente, se  $h_+$  muda de zero para  $h_+ < 0$ , as partículas se movem mais próximas.

Agora, analisando os pontos vizinhos no eixo- $x$ ,  $(x_0, y_0)$  e  $(x_0 + dx, y_0)$ , a situação é inversa. Considerando a distância própria entre os dois pontos como:

$$ds^2 = -(1 - h_+)dx^2 .$$

Caso  $h_+$  mude de zero para  $h_+ > 0$ , a partícula se move mais próximo e, inversamente, se  $h_+$  para  $h_+ < 0$ , se afastam. Assim, se uma onda gravitacional plana oscilatória se propaga na direção- $z$  e incide num anel de partículas de poeira situadas no plano- $xy$ , então o anel é distorcido em uma elipse pulsante em que o eixo maior está paralelo a  $x$  ou a  $y$ , de acordo com a Figura 3.3. O caráter transversal de uma onda  $h_+$  é claro aqui.

Figura 3.3 - Polarização  $h_+$ .



Deformação num anel de partículas testes através da incidência de uma onda gravitacional puramente polarizada  $h_+$  se propagando na direção- $z$ , perpendicular ao plano do anel.

Fonte: Produção do autor.

Por outro lado, considere que a onda gravitacional é puramente  $h_\times$ , fazendo  $h_+ = 0$ , o elemento de linha se torna:

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 + 2h_\times dx dy - dz^2 \quad (3.14)$$

Sabe-se que quando se rotaciona  $\theta$  graus um plano  $(x,y)$ , as novas coordenadas deste plano rotacionado ficam como:

$$x' = x \cos \theta + y \sin \theta , \quad (3.15a)$$

$$y' = -x \sin \theta + y \cos \theta . \quad (3.15b)$$

Rotacionando o plano- $(x,y)$  em  $45^\circ$ , vem:

$$d\bar{x} = \frac{1}{\sqrt{2}}(dx + dy) ,$$

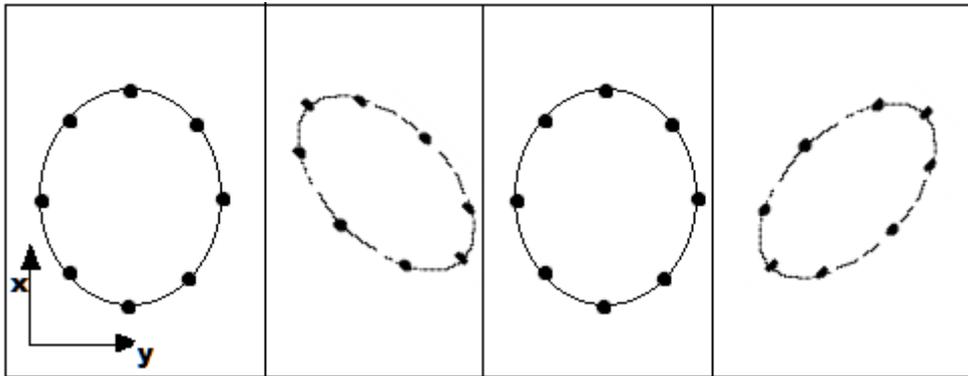
$$d\bar{y} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-dx + dy) .$$

O elemento de linha, então, se torna:

$$ds^2 = dt^2 - [1 - h_{\times}(z, t)d\bar{x}^2] - [1 + h_{\times}(z, t)d\bar{y}^2] - dz^2 . \quad (3.17)$$

Nota-se então que a onda  $h_{\times}$  produz exatamente o mesmo efeito como uma onda  $h_{+}$ , mas com os eixos rotacionados por  $45^{\circ}$ , assim como mostra a Figura 3.4. Este estado também tem caráter transversal.

Figura 3.4 - Polarização  $h_{\times}$ .



Deformação num anel de partículas testes através da incidência de uma onda gravitacional puramente polarizada  $h_{\times}$  se propagando na direção- $z$ , perpendicular ao plano do anel. O efeito desse estado de polarização da onda gravitacional é o mesmo que o efeito da onda  $h_{+}$ , porém com o plano rotacionado  $45^{\circ}$ .

Fonte: Produção do autor.

Em geral, a onda é uma superposição dessas duas polarizações. Enquanto os dois estados de polarização da onda gravitacional diferem em  $45^{\circ}$  de cada, os estados de polarização de uma onda eletromagnética diferem em  $90^{\circ}$  de cada uma.

Como consequência do princípio de equivalência da relatividade geral, partículas sozinhas isoladas não podem ser usadas para detectar ondas gravitacionais, pois elas caem livremente em qualquer campo gravitacional e não sofrem efeito da passagem das ondas gravitacionais. Entretanto, o que deve ser observado é a alteração da homogeneidade do campo gravitacional devido às forças de maré induzidas pelas ondas<sup>4</sup>. Esta alteração pode ser medida através da comparação das posições ou intera-

<sup>4</sup>Um método alternativo para investigar os resultados é considerar a equação do desvio geodésico

ções de duas ou mais partículas. Portanto, supondo um anel de partículas livres no plano  $(x, y)$ , a onda com polarizações  $+$  e  $\times$ , viajando na direção  $z$ , causa deformações de maré no anel circular, o deixando no formato de um anel elíptico com a mesma área. Este é o princípio básico por trás dos detectores de ondas gravitacionais (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009).

As polarizações são as duas observáveis primárias dependentes do tempo de uma onda gravitacional. A polarização da onda de uma fonte depende da orientação da fonte em relação ao observador. Consequentemente, mensurando a polarização da onda gravitacional emitida por uma fonte, provê informações da orientação do sistema binário, por exemplo.

### 3.2.2 Radiação do sistema binário na fase *inspiral*

Considere a geração de ondas gravitacionais no contexto da teoria linearizada, cuja dinâmica do sistema é determinada por forças não-gravitacionais, à baixa velocidade dentro da fonte, justifica uma expansão em torno do espaço-tempo. Usando a equação de onda, Equação (3.9), onde  $T_{ab}$  é o tensor energia-*momentum* da matéria, e com auxílio da função de Green, análoga ao eletromagnetismo, encontra-se a solução geral dessa equação:

$$h_{ab}(t, \vec{r}) = \frac{4G}{c^4} \int \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} T_{ab} \left( t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}, \vec{r}' \right) d^3x', \quad (3.18)$$

de forma que  $t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$  é definido como o tempo em que a partícula emitiu a onda ou chamado de tempo retardado.

Uma útil especialização do *gauge* de Lorentz é o *gauge* Transverso sem Traço (*gauge*-TT). Esta escolha de coordenadas torna explícito que a perturbação é transversa, ortogonal à direção de propagação e sem traço, pois a perturbação não "comprime" ou "estica" elementos do espaço-tempo, mas induz uma "tensão", preservando seu volume.

Para uma onda gravitacional que se propaga numa direção genérica  $\hat{n}$ , de acordo com a Figura B.1, as soluções são dadas pela Equação (B.18). Aplica-se essas soluções para um sistema binário com massas  $m_1$  e  $m_2$  e posições  $\vec{r}_1$  e  $\vec{r}_2$ , longe da coalescência.

Inicialmente, é desconsiderada qualquer perda de energia devido à emissão de ondas

---

(D'INVERNO, 1992).

gravitacionais. Elas se orbitam no plano (x,y) de um referencial (x,y,z). Na aproximação newtoniana, a dinâmica se reduz ao problema de um corpo com massa igual a massa reduzida:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} .$$

A equação de movimento é  $\ddot{\vec{r}} = -\frac{Gm}{r^3}\vec{r}$ , onde  $m = m_1 + m_2$  e  $\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{r}_2$ , a coordenada relativa. A frequência orbital do movimento circular é dada por:

$$\frac{v^2}{R^2} = \omega_s^2 = \frac{Gm}{R^3} , \quad (3.19)$$

onde  $R$  é o raio orbital do movimento "centrífugo", com os movimentos de oscilação dados por:

$$x_0 = R \cos(\omega_s t + \pi/2) , \quad (3.20a)$$

$$y_0 = R \sin(\omega_s t + \pi/2) , \quad (3.20b)$$

$$z_0 = 0 . \quad (3.20c)$$

A fase  $\pi/2$  é escolha útil da origem do tempo. O segundo momento da massa é dado por  $M^{\alpha\beta}(t) = \mu x_0^\alpha(t) x_0^\beta(t)$ , desde que no centro de massa do referencial  $\rho(t, \vec{r}) = \mu \delta(x) \delta(y) \delta(z) (\vec{r} - \vec{r}_0(t))$ . Com uso das expressões na Equação (3.20), os termos não-nulos do segundo momento da massa ficam:

$$M_{11} = \mu R^2 \left( \frac{1 - \cos(2\omega_s t)}{2} \right) , \quad (3.21a)$$

$$M_{12} = -\frac{1}{2} \mu R^2 \sin(2\omega_s t) , \quad (3.21b)$$

$$M_{22} = \mu R^2 \left( \frac{1 + \cos(2\omega_s t)}{2} \right) . \quad (3.21c)$$

Ainda mais, as suas segundas derivadas são:

$$\ddot{M}_{11} = 2\mu R^2 \omega_s^2 \cos(2\omega_s t) , \quad (3.22a)$$

$$\ddot{M}_{12} = 2\mu R^2 \omega_s^2 \sin(2\omega_s t) , \quad (3.22b)$$

$$\ddot{M}_{22} = -\ddot{M}_{11} . \quad (3.22c)$$

Desde que a órbita do sistema é circular, uma rotação da fonte por um ângulo  $\Delta\phi$  em torno de  $z$  é a mesma translação no tempo  $\Delta t$ , isto é, com  $\omega_s \Delta t = \Delta\phi$ . Assim, a dependência de  $h_+$  e  $h_\times$  em  $\phi$  é apenas através de  $\omega_s t$ . O ângulo  $\theta$  é igual ao ângulo  $\iota$ , entre a normal à órbita e a linha de visada. Logo, as ondas gravitacionais irradiadas por um sistema binário em fase *inspiral*, utilizando a Equação (B.18), é:

$$h_+(t) = \frac{1}{r} \frac{4G\mu\omega_s^2 R^2}{c^4} \frac{(1 + \cos^2 \iota)}{2} \cos(2\omega_s t) , \quad (3.23a)$$

$$h_\times(t) = \frac{1}{r} \frac{4G\mu\omega_s^2 R^2}{c^4} \cos \iota \sin(2\omega_s t) . \quad (3.23b)$$

Como no caso eletromagnético, em que a disposição dos vetores de campo elétrico e magnético causam polarizações de três tipos: linear, circular e elíptica, as ondas gravitacionais possuem polarizações diferentes no plano ( $h_+$ ,  $h_\times$ ):

- Se a órbita for vista na borda,  $\iota = \pi/2$ , então  $h_\times$  desaparece e a onda gravitacional é linearmente polarizada;
- Se  $\iota = 0$ ,  $h_+$  e  $h_\times$  têm a mesma amplitude, no plano ( $h_+$ ,  $h_\times$ ), a radiação descreve um círculo parametrizado em  $t$ , e a radiação é circularmente polarizada;
- Se  $\iota$  está entre 0 e  $\pi/2$ , as amplitudes de  $h_+$  e  $h_\times$  são diferentes e então a radiação é elipticamente polarizada.

No entanto, a emissão de ondas gravitacionais custa energia ao sistema; pela conservação de energia:

$$E_{orbital} = E_{cin} + E_{pot} = -\frac{Gm_1 m_2}{2R} ,$$

e portanto, para compensar a perda de energia por radiação gravitacional,  $R$  deve decrescer no tempo, então  $E_{orbital}$  se torna mais e mais negativa. Com o decréscimo de  $R$ ,  $\omega_s$  cresce. Por sua vez, se  $\omega_s$  cresce, a potência irradiada por radiação gravitacional cresce (MAGGIORE, 2008):

$$P_{OG} = \frac{32}{5} \frac{c^5}{G} \left( \frac{GM_c \omega_{OG}}{2c^3} \right)^{10/3}, \quad (3.24)$$

onde a massa *chirp* é dada por  $M_c = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}$  e  $\omega_{OG}$  é a frequência da emissão gravitacional.

Então  $R$  decresce mais, esse processo de perda em escala de tempo suficientemente longa lidera a coalescência do sistema binário. Tão longa quanto  $\dot{\omega}_s \ll \omega_s^2$  e, portanto, a energia orbital do sistema é dada por:

$$E_{orbital} = - \left( \frac{G^2 M_c^5 \omega_{OG}^2}{32} \right)^{1/3}. \quad (3.25)$$

Rearranjando a expressão na Equação (3.24), sendo  $P_{OG} = -dE_{orbital}/dt$ , e definindo um tempo  $t_{coal}$  de coalescência do sistema, tal que  $\tau = t_{coal} - t$ , é fácil obter a frequência da onda gravitacional em função de  $\tau$ :

$$f_{OG}(\tau) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{5}{256} \frac{1}{\tau} \right)^{3/8} \left( \frac{GM_c}{c^3} \right)^{-5/8}, \quad (3.26)$$

colocando a massa *chirp* canônica  $M_c = 1,21M_\odot$  de um sistema de duas estrelas, cada uma com massa de  $1.4M_\odot$ , a expressão da Equação (3.26) com valores numéricos é dada por:

$$f_{OG}(\tau) \approx 134 \text{Hz} \left( \frac{1,21M_\odot}{M_c} \right)^{5/8} \left( \frac{1 \text{seg}}{\tau} \right)^{3/8}. \quad (3.27)$$

Para um sistema com massa *chirp* de  $1,21M_\odot$  em 10 Hz, o detector consegue observar a radiação emitida dentro de  $\tau = 17 \text{min}$  de coalescência.

O número de ciclos gastos na banda larga do detector  $f \in [f_{min}, f_{max}]$  em um intervalo de tempo  $dt$  é dado, integrando, entre o intervalo, a expressão  $dN_{ciclos} =$

$f_{OG}(t)dt$ . Assim:

$$N_{ciclos} = \frac{1}{32\pi^{8/3}} \left( \frac{GM_c}{c^3} \right)^{-5/3} (f_{min}^{-5/3} - f_{max}^{-5/3}), \quad (3.28)$$

com valores canônicos de frequência e de massa *chirp*, fica:

$$N_{ciclos} \simeq 1,6 \times 10^4 \left( \frac{10\text{Hz}}{f_{min}} \right)^{5/3} \left( \frac{1,2M_\odot}{M_c} \right)^{5/3}, \quad (3.29)$$

onde  $f_{min}^{-5/3} - f_{max}^{-5/3} \simeq f_{min}^{-5/3}$ . Isto significa que os interferômetros em terra podem seguir a evolução do sinal por milhares de ciclos.

Como a frequência cresce, o raio orbital encolhe, como mostra na Figura 3.5, seguindo a curva  $R(\tau) = R_0 \left( \tau/\tau_0 \right)^{1/4}$ , com  $R_0$  sendo o tamanho da órbita inicial do sistema no tempo  $t_0$  e  $\tau_0 = t_{coal} - t_0$ .

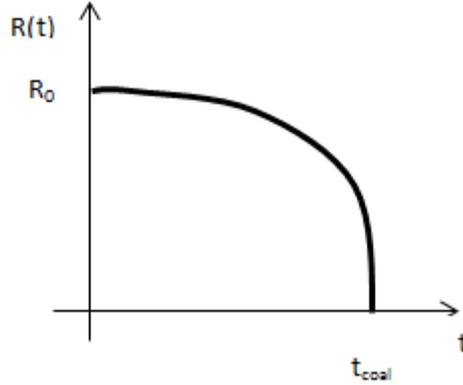
Usando as Equações (3.19) e (3.26), calculada em  $t_0$  quanto  $\tau_0$ , encontra-se a relação entre o raio inicial  $R_0$  e o tempo  $\tau_0$ :

$$\tau_0 = \frac{5}{256} \frac{c^5 R_0^4}{G^3 m^2 \mu}. \quad (3.30)$$

Através da Lei de Kepler  $R_0^2 = Gm(1/\omega_s(\tau_0))^3$ ,  $\tau_0$  da Equação (3.30) pode ser expresso como:

$$\tau_0 = 9,829 \times 10^6 \text{anos} \left( \frac{2\pi}{\omega_s} \frac{1}{1\text{hr}} \right)^{8/3} \left( \frac{M_\odot}{m} \right)^{2/3} \left( \frac{M_\odot}{\mu} \right). \quad (3.31)$$

Figura 3.5 - A evolução do raio orbital de um sistema coalescendo por emissão gravitacional.



A evolução do raio orbital de um sistema coalescendo por emissão gravitacional, na aproximação Newtoniana de mais baixa ordem.

Fonte: Maggiore (2008).

Agora, considerando uma partícula que se move em uma órbita *quasi*-circular no plano  $(x, y)$  com raio  $R = R(t)$  e uma frequência angular  $\omega_s = \omega_s(t)$ , a velocidade radial  $\dot{R}$  é desprezível desde que  $\dot{\omega}_s \ll \omega_s^2$ . Usando as definições acima, a condição  $\dot{\omega}_s \ll \omega_s^2$  se torna  $GM_c \omega_s / c^3 \ll 0,5$ . Isto significa, em termos de  $f_{OG} = \omega_{OG} / (2\pi)$ , que  $\dot{R}$  é desprezível desde que  $f_{OG} \ll 13\text{kHz}(1, 2M_\odot / M_c)$ . Então, assumindo que o sistema se encontra na fase *inspiral*, os termos proporcionais a  $\dot{R}$  no cálculo da forma de onda podem ser desprezados, pelo menos para ordens mais baixas. Similarmente para os termos envolvendo a derivada de  $\omega_{OG}(t)$ .

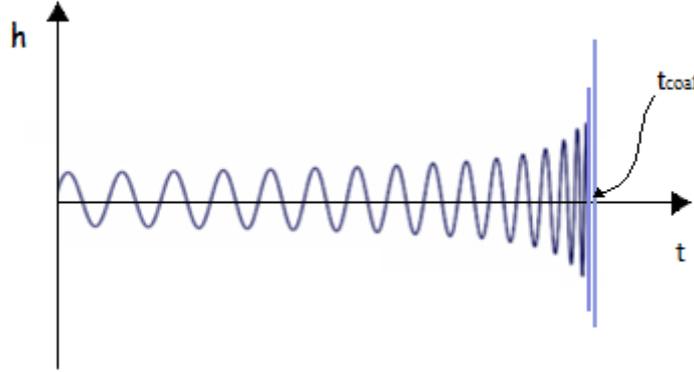
Por fim, a amplitude da radiação gravitacional pode ser expressa diretamente em termos do tempo que falta para o fim da coalescência  $\tau$  medido observacionalmente (MAGGIORE, 2008):

$$h_+(t) = \frac{1}{r} \left( \frac{GM_c}{c^2} \right)^{5/4} \left( \frac{5}{c\tau} \right)^{1/4} \left( \frac{1 + \cos^2 \iota}{2} \right) \cos \phi(\tau) , \quad (3.32a)$$

$$h_\times(t) = \frac{1}{r} \left( \frac{GM_c}{c^2} \right)^{5/4} \left( \frac{5}{c\tau} \right)^{1/4} \cos \iota \sin \phi(\tau) , \quad (3.32b)$$

lembrando que  $\tau = t - t_{coal}$ ,  $t$  é o tempo do observador e  $t_{coal}$  é o valor de  $t$  quando a coalescência se realiza. As equações acima mostram que ambas a frequência e a amplitude, crescem com a coalescência aproximando o efeito "chirping", como na Figura 3.6.

Figura 3.6 - A amplitude  $h$  da onda gravitacional em função do tempo.



A amplitude da onda gravitacional variando com o tempo de um sistema binário coalescendo até instantes antes do *merger*.

Fonte: Produção do autor.

A amplitude também pode ser escrita no espaço de frequência, espaço de Fourier, em função de  $f_{OG}$ , frequência da onda gravitacional que descreve a evolução do sistema. A transformação para o espaço de Fourier da expressão na Equação (3.32) não é direta, deve-se ter um pouco de cuidado. O autor Maggiore (2008) mostra essa transformação, dos resultados dele, vem:

$$h_+(f_{OG}) = Ae^{i\psi_+(f_{OG})} \frac{c}{r} \left( \frac{GM_c}{c^3} \right)^{5/6} \frac{1}{f_{OG}^{7/6}} \left( \frac{1 + \cos^2 \iota}{2} \right), \quad (3.33a)$$

$$h_\times(f_{OG}) = Ae^{i\psi_\times(f_{OG})} \frac{c}{r} \left( \frac{GM_c}{c^3} \right)^{5/6} \frac{1}{f_{OG}^{7/6}} \cos^2 \iota, \quad (3.33b)$$

onde  $A = \pi^{-2/3} (5/24)^{1/2}$ ,  $\psi_+(f_{OG})$  e  $\psi_\times(f_{OG})$  são as fases das polarizações  $+$ ,  $\times$ , respectivamente, da onda gravitacional. Sem termos pós-Newtonianos, podem ser

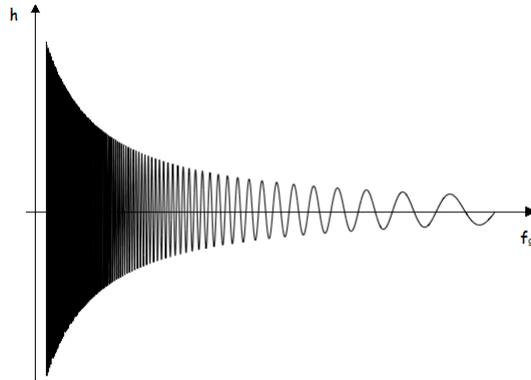
escritas como:

$$\psi_+(f_{OG}) = 2\pi f_{OG} t_{coal} - \phi_c - \frac{\pi}{4} + \frac{3}{4} \left( \frac{GM_c}{c^3} 8\pi f_{OG} \right)^{-5/3},$$

$$\psi_\times(f_{OG}) = \psi_+(f_{OG}) + \pi/2.$$

Note que, à primeira vista, das Equações (3.33a)-(3.33b), a amplitude da OG parece decair quando o sistema se aproxima do colapso, contradizendo a interpretação discutida sobre o gráfico da Figura 3.6. Entretanto, é importante lembrar que as expressões das Equações (3.33a)-(3.33b) descrevem a amplitude  $h_{\times,+}$  no espaço de Fourier; portanto, observando a Figura 3.7, o eixo das ordenadas de  $h_{\times,+}(f_{OG})$  representa a densidade de amplitude ou um histograma das amplitudes sobre a frequência correspondente. Isto é, quanto maior  $f_{OG}$ , a densidade da amplitude sobre a frequência associada diminui. Assim, para um *burst* de OG monocromático ( $h_{\times,+}(t) \propto e^{i\omega_{OG}t}$ ), a amplitude está correspondendo a apenas uma frequência,  $h_{\times,+}(\omega)$  é uma delta de Dirac em  $\omega_{OG}$  no domínio da frequência, pois toda a densidade de amplitude está representada em um único pico.

Figura 3.7 - A amplitude  $h$  da onda gravitacional da fase *inspiral* no espaço de Fourier.



A amplitude da onda gravitacional de um sistema binário coalescendo até instantes antes do *merger*, no espaço de Fourier, variando com a frequência da radiação gravitacional.

Fonte: Produção do autor.

Enfim, a energia total carregada pela onda gravitacional deve ser a mesma independente do domínio utilizado. A equação da energia liberada na radiação gravitacional será discutida oportunamente.

A velocidade orbital das estrelas em função da frequência do movimento orbital ou, conseqüentemente, da emissão gravitacional pode ser determinada pelas equações clássicas de movimentos celestes, já que o cenário proposto aqui é o estudo do campo gravitacional suficientemente fraco longe da fonte, cujas velocidades são baixas em relação a velocidade da luz. Portanto, considere a expressão na Equação (3.19):

$$v^2 = \frac{Gm}{R^2} ,$$

substituindo nesta equação a evolução do raio orbital em função do tempo de coalescência:

$$R(\tau) = R_0 \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{1/4} ,$$

fica:

$$v^2 = \frac{Gm}{R_0} \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/4} .$$

Agora, isolando  $\tau_0$  e  $\tau$  das suas respectivas expressões nas Equações (3.30) e (3.26), substituindo na equação acima, vem:

$$v = (\pi Gm)^{1/3} f_{OG}^{1/3} , \quad (3.34)$$

onde  $m$  é a massa total do sistema em coalescência e  $f_{OG}$  é a frequência da OG emitida pela fonte em coalescência. Num sistema canônico de binárias de estrelas de nêutrons de massa total  $m = 2,8M_{\odot}$ , a velocidade das estrelas cresce de acordo com:

$$v \simeq 1,053 \times 10^7 f_{OG}^{1/3} . \quad (3.35)$$

Até então, a perturbação gravitacional foi deduzida para distâncias grandes da fonte. Para perto das estrelas, como num sistema binário de estrelas de nêutrons, o campo gravitacional é intenso e isso tem consequências importantes na dinâmica do sistema binário quando os dois objetos estão próximos. Uma modificação importante na dinâmica vem do fato que, na geometria de Schwarzschild, existe uma distância mínima entre as estrelas de forma que a órbita continue circularmente estável, chamada última órbita circular estável - *Inner-Most Stable Circular Orbit* (ISCO) (CUTLER; THORNE, 2002). Em coordenadas de Schwarzschild, este valor está localizado em:

$$r_{(ISCO)} = \frac{6Gm}{c^2} .$$

Assim, para sistemas binários de compactas, a fase *inspiral* adiabática, vindo através de uma sucessão de órbitas *quasi*-circulares e controladas pela emissão de radiação gravitacional, pode apenas realizar-se em distâncias  $r \gtrsim r_{(ISCO)}$ . Aproximando de  $r_{(ISCO)}$ , a dinâmica do sistema é dominada por efeitos de campos fortes e as duas estrelas mergulham em direção uma da outra. A fase *inspiral* termina com o início do *merger* das duas estrelas. Da lei de Kepler, a frequência da fonte, quando a fase *inspiral* acaba, fica:

$$\begin{aligned} f_{s_{(ISCO)}} &= \frac{1}{6\sqrt{6}} \frac{c^3}{2\pi Gm} , \\ &\approx 2,2 \text{ kHz} \left( \frac{M_\odot}{m} \right) . \end{aligned} \quad (3.36a)$$

Por exemplo, para um sistema binário de estrelas de nêutrons com massa típica  $m_1 = m_2 = 1,4M_\odot$ , a frequência  $f_{s_{(ISCO)}} \sim 800$  Hz, enquanto que para um sistema binário de buracos negros com massa total de  $10 M_\odot$ ,  $f_{s_{(ISCO)}} \sim 200$  Hz.

Por fim, numa aproximação Newtoniana, a energia total irradiada durante a *inspiral phase* é dada por:

$$\begin{aligned} \Delta E_{rad} &\sim \frac{\pi}{2G} (GM_c)^{5/3} \left( 2f_{s_{(ISCO)}} \right)^{2/3} , \\ &\sim 4,2 \times 10^{-2} M_\odot c^2 \left( \frac{M_c}{1,21M_\odot} \right)^{5/3} \left( \frac{2f_{s_{(ISCO)}}}{1\text{kHz}} \right)^{2/3} . \end{aligned} \quad (3.37)$$

Usando a Equação (3.36), a energia total radiada durante a fase *inspiral* atualmente depende apenas da massa reduzida  $\mu$  do sistema:

$$\Delta E_{rad} \sim 8 \times 10^{-2} \mu c^2 . \quad (3.38)$$

Além de ter a constante da velocidade da luz ao quadrado, as expressões de energia acima dependem fortemente da massa; portanto, para objetos de massas estelares, é irradiada uma quantidade grande de energia, tornando os sistemas binários as fontes mais interessantes de ondas gravitacionais e podendo superar com facilidade, em níveis energéticos, emissões intensas no espectro eletromagnético, como explosões de raios- $\gamma$ .

Considerando o sistema GW170817 (ABBOTT et al., 2017a) com massa total  $m = 2,73M_{\odot}$  e massa *chirp*  $M_c = 1,188M_{\odot}$ , a frequência é  $f_{OG_{ISCO}} \approx 1,61$  kHz e  $R_{(ISCO)} \approx 2,42 \times 10^4$  m. A potência de radiação evolui como  $P \simeq 7,49 \times 10^{36} f_{OG}^{10/3}$  e a energia liberada é cerca de  $\Delta E_{rad} \sim 1,01 \times 10^{46}$  J. Nessas condições, a Equação (3.35) produz  $\beta = v/c \approx 0,406$  na órbita circular interna mais estável.

### 3.3 Detecções de ondas gravitacionais

Trabalhos teóricos em 1970 permitiram o entendimento dos modos *quasi*-normais dos buracos negros (VISHVESHWARA, 1970; PRESS, 1971; CHANDRASEKHAR; DETWEILER, 1975) e, em 1990, cálculos pós-Newtonianos de maior ordem precederam estudos analíticos extensivos da dinâmica de dois corpos relativísticos (BLANCHET et al., 1995; BLANCHET, 2014; BUONANNO; DAMOUR, 1999). Esses avanços, junto aos avanços da relatividade numérica na década passada (PRETORIUS, 2005; BAKER et al., 2006), têm permitido a modelagem dos *mergers* de binárias de buracos negros (BBNs) e predições das suas formas de onda.

Propostas de experimentos para detectar ondas gravitacionais iniciaram com os detectores de massas ressonantes em 1960 de Weber (WEBER, 1960). Outros tipos de detectores, como os interferométricos, foram sugeridos no início de 1960 (GERTSENSHTEĪN; PUSTOVOÏT, 1963; MOSS et al., 1971). Apenas no início dos anos 2000, alguns detectores começaram suas corridas científicas: *TAMA 300* no Japão, *GEO 600* na Alemanha, *LIGO* nos Estados Unidos e *Virgo* na Itália. A combinação desses detectores com as observações de 2002 até 2011 colocou limites superiores nas detecções de fontes de OG.

Dentre os principais detectores terrestres, o LIGO opera com dois detectores de 4 km de comprimento cada, um em *Livingston* – LA e outro em *Hanford* – WA (ABBOTT et al., 2009), enquanto o detector Virgo consiste de um único detector de 3 km de comprimento, que se encontra perto de *Pisa* - Itália (ACCADIA et al., 2012). LIGO teve sua primeira corrida de observação em 2010 para depois atualizar para o *Advanced* LIGO (AASI et al., 2015). Ambos os detectores do LIGO foram atualizados para reduzir o ruído instrumental e melhorar a qualidade dos dados. Para o detector em *Hanford*, a potência do laser aumentou de 22 para 30 W, com o efeito de reduzir o ruído em altas frequências (ABBOTT et al., 2016a). Para o detector que fica em Livingston, a potência do laser não foi modificada, mas havia uma melhora significativa na performance em baixa frequência, principalmente, devido à atenuação do ruído de espalhamento da luz.

A primeira corrida de observação (O1) dos detectores avançados do LIGO foi de 12 de Setembro de 2015 até 19 de Janeiro de 2016. Ondas gravitacionais do *merger* de três binárias de buracos negros foram detectadas. (ABBOTT et al., 2019)

Os detectores do *Advanced* LIGO assumiram uma segunda corrida de observação (O2) a partir do dia 30 de novembro de 2016 até 25 de agosto de 2017. Um total de sete *mergers* de binárias de buracos negros foi detectado durante essa corrida. Inclusive, pela primeira vez, com participação dos detectores do *Advanced* Virgo, foi vista a onda gravitacional da coalescência de binária de estrelas de nêutrons. O detector *Advanced* Virgo (ACERNESE et al., 2015) se juntou ao LIGO, quando iniciou sua corrida de observação, em 1 de agosto de 2017.

Antes disso, Virgo tinha parado de observar em 2011 para atualizar para o *Advanced* Virgo. Durante esse período, várias partes do detector foram trocadas ou melhoradas (ACERNESE et al., 2015). Entre as mudanças, estão, como principais, o uso de espelhos de teste de massa mais pesados que têm menor absorção e melhor qualidade na superfície (PINARD et al., 2017), o tamanho do feixe na parte central do detector foi dobrado (GRANATA et al., 2016), o isolamento da vibração e o sistema de suspensão foram atualizados, já compatível com os requerimentos do *Advanced* LIGO (FABBRO et al., 1987; ACERNESE et al., 2010).

A rede de detectores LIGO-Virgo de OG pode ser pensada como um *array* de antenas em fase. Este conjunto de detectores inclui, então, três interferômetros de Fabry-Perot-Michelson que medem as deformações do espaço-tempo induzidas pela passagem da onda gravitacional. Desde que um único detector provê apenas uma informação da posição mínima (FORWARD, 1978; THORNE, 1980), com um conjunto

de detectores, a posição no céu pode ser inferida pela triangulação, empregando a diferença de tempo (FAIRHURST, 2011; FAIRHURST, 2009), diferença de fase e as razões das amplitudes que chegam nos sítios (AJITH; BOSE, 2009).

A terceira corrida de observação (O3) do *Advanced* LIGO e Virgo começou no dia 1° de Abril de 2019 e pretendia finalizar no dia 30 de Abril de 2020. Porém, LIGO e Virgo suspenderam a corrida em 27 de março de 2020, devido ao COVID-19 <sup>5</sup>. Retornarão as operações quando for apropriado. A sensibilidade dos detectores foi aumentada para a corrida O3 (ABBOTT et al., 2016b). A taxa inferida de *mergers* de Binárias de Buracos Negros é de  $9,7 - 101 \text{ Gpc}^{-3} \text{ ano}^{-1}$  e, para Binárias de Estrelas de Nêutrons,  $110 - 3840 \text{ Gpc}^{-3} \text{ ano}^{-1}$ . Para Binárias de Estrela de Nêutron-Buraco Negro, eles obtiveram uma melhora de 90% sobre o limite superior da taxa de *merger* de  $610 \text{ Gpc}^{-3} \text{ ano}^{-1}$ , em combinação com a sensibilidade do LIGO, Virgo e KAGRA. (ABBOTT et al., 2019)

### 3.3.1 Detecção indireta

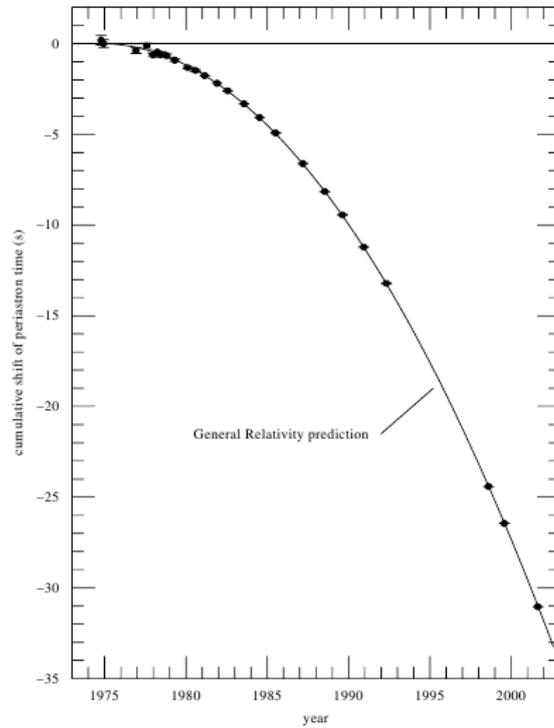
A fórmula do quadrupolo para ondas gravitacionais,  $L_{OG} = \frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \left( \sum_{\alpha\beta} \ddot{Q}_{\alpha\beta} \ddot{Q}_{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \ddot{Q}^2 \right)$ , tem sido, indiretamente, verificada por meio do sistema binário de estrelas de nêutrons de Hulse & Taylor PSR1913+16 (HULSE R. A. E TAYLOR, 1975), com precisão de 1%, como mostrado por Weisberg J. M. e Taylor (2003) na Figura 3.8, e na descoberta do sistema de pulsar PSR0797-3039 por Lyne et al. (2004). Estes reportam que a mudança na taxa de tempo no período orbital de 2,45 horas no PSR0737-3039 é de  $-1.1(3) \times 10^{-12} \text{ ss}^{-1}$ , consistente com o valor esperado, via perda de energia através da emissão de ondas gravitacionais, que é de  $-1,24 \times 10^{-12} \text{ ss}^{-1}$ .

Como a órbita de um sistema binário de estrelas de nêutrons encolhe, a luminosidade da OG cresce, acelerando a fase *inspiral*. Este processo pensado ser capaz de produzir um sinal de OG observável pelos detectores terrestres (ABBOTT, 2016; ABBOTT et al., 2017a; ABBOTT B. P., 2016; ACERNESE et al., 2015) nos minutos finais antes das estrelas colidirem (KASLIWAL; NISSANKE, 2014).

---

<sup>5</sup>Informação nos sites [www.ligo.caltech.edu/page/observatory-status](http://www.ligo.caltech.edu/page/observatory-status) e [www.virgo-gw.eu/status.html](http://www.virgo-gw.eu/status.html), durante o mês de julho de 2020.

Figura 3.8 - Decaimento orbital do sistema de pulsares PSR 1916+13 via emissão gravitacional.



Decaimento orbital do sistema de pulsares PSR 1913+16 via emissão gravitacional. O eixo vertical se refere ao acúmulo de deslocamento do periélio do sistema e o eixo horizontal ao ano de observação. Os pontos, dados de observação, já contêm as barras de erro, e a Relatividade Geral é a teoria que melhor se ajusta aos pontos.

Fonte: Weisberg J. M. e Taylor (2003).

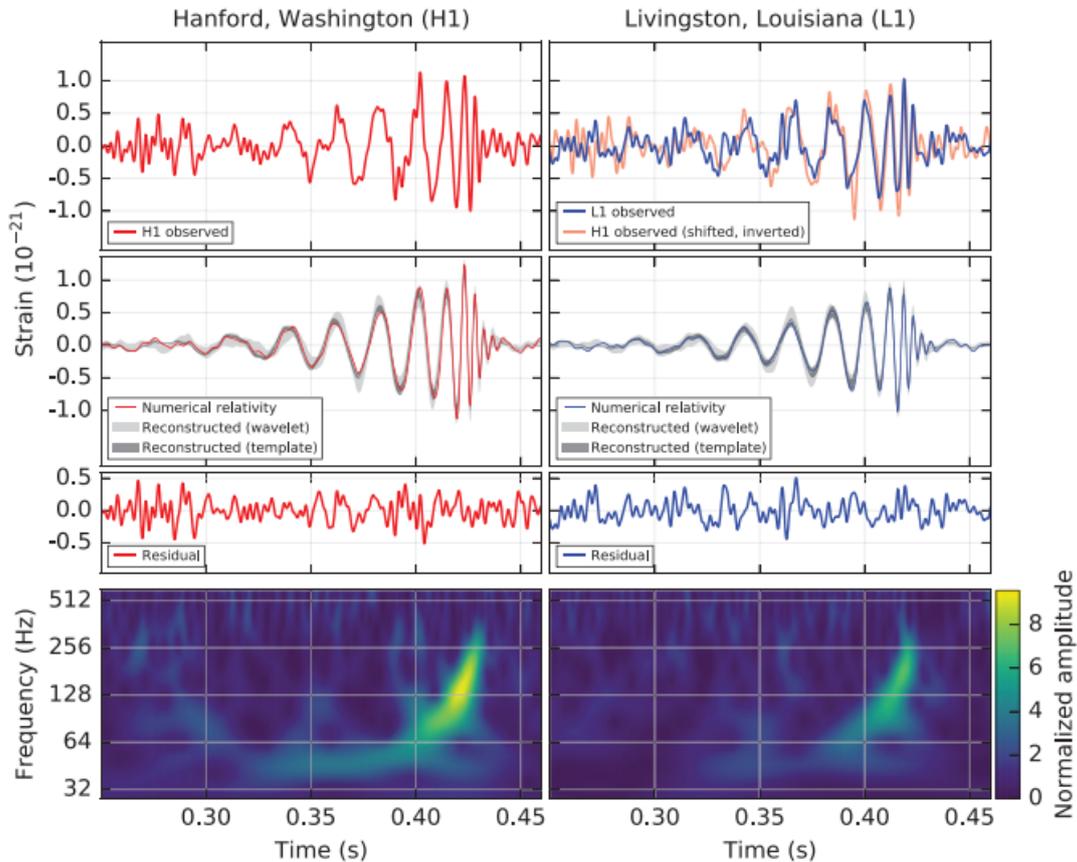
Desde a descoberta de Hulse e Taylor, as pesquisas de rádio pulsares têm encontrado muitos sistemas de binárias de estrelas de nêutrons na Via Láctea (SINGER et al., 2014). O entendimento da dinâmica orbital desses sistemas inspirou previsões teóricas detalhadas para os sinais de OG de binárias compactas (BERRY et al., 2015; ABBOTT, 2016; EARDLEY et al., 1973). Modelos de população de binárias compactas, com base nas conhecidas binárias de pulsares, estimaram que o conjunto de detectores de OG avançados detectaria entre um a centenas de *mergers* por ano (ABBOTT et al., 2009; ACCADIA et al., 2012; PINARD et al., 2017; GRANATA et al., 2016).

### 3.3.2 Detecção direta

A partir do dia 14 de Setembro de 2015, a detecção das ondas gravitacionais alcançou sua primeira observação. O evento, mencionado GW150914, foi observado pelos dois detectores do observatório *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO) em Hanford e Livingston nos EUA (ABBOTT B. P., 2016). O sinal foi identificado pela primeira vez através do método de busca de baixa latência. Os dados de amplitude da onda gravitacional (OG), adquiridos pelos interferômetros do LIGO, foram comparados com modelos de ondas preditos de forma teórica, com o objetivo de encontrar a forma de onda mais semelhante aos dados observados, como ilustrado na Figura 3.9. O sinal varreu na faixa de frequência de 35 a 250 Hz, com um pico de deformação devido à onda gravitacional  $1,0 \times 10^{-21}$ . Os resultados apontaram firmemente para a fase *inspiral* e *merger* de dois buracos negros e o *ringdown* do buraco negro (BN) resultante, a uma distância de mais de um bilhão de anos-luz,  $410_{-180}^{+160}$  Mpc, correspondendo a um *redshift* de  $z = 0,09_{-0,04}^{+0,03}$ . No referencial da fonte, as massas dos buracos negros são  $36_{-5}^{+5}M_{\odot}$  e  $29_{-4}^{+4}M_{\odot}$ , resultando na massa do buraco negro final de  $62_{-4}^{+4}M_{\odot}$ , com  $3,0_{-0,5}^{+0,5}M_{\odot}c^2$  radiada em forma de OG, a maioria emitida em uma fração de segundo. Além disso, pôde se concluir que o buraco negro remanescente possuía *spin*, resultado teórico obtido em 1963 pelo matemático Roy Kerr. Este evento se estabeleceu como o evento de maior potência observado depois do *Big Bang*, na frente das explosões de raios- $\gamma$  (GRBs) e dos núcleos ativos de galáxias (AGNs).

Apenas os detectores do LIGO estavam observando durante o evento GW150914 (ABBOTT et al., 2016c). O detector Virgo estava sendo atualizado e o GEO 600, embora não seja sensível o suficiente para detectar este evento, estava operando, mas não em um modo observacional.

Figura 3.9 - Evento de onda gravitacional GW150914 observado pelo LIGO.



Dados obtidos pelos interferômetros do observatório LIGO em Hanford e Livingston. Compara-se a forma de onda observada e a forma prevista pela teoria da relatividade geral numérica. A forma de onda aponta firmemente a coalescência de dois buracos negros de massas 36 vezes e 29 vezes a massa do Sol, respectivamente. Na figura, é possível observar o sinal *chirp* da fase *inspiral* e a oscilação da remanescente, a fase *ring-down*.

Fonte: Abbott B. P. (2016).

O sinal observado, mostrado na Figura 3.9, está de acordo com as previsões da teoria da relatividade geral. A amplitude da onda gravitacional evolui com a coalescência dos dois buracos negros, aumentando sua frequência quando o sistema alcança o *merger*, como num sinal *chirp*. Após o colapso, o buraco negro remanescente oscila brevemente antes de estabilizar-se, a conhecida fase *ring-down*. Sobre 0,2 seg, o sinal cresce em frequência e amplitude cerca de 8 ciclos entre 35 a 150 Hz, onde a amplitude alcança um máximo. A mais plausível explicação para esta evolução é a *inspiral* de dois objetos de massas  $m_1$  e  $m_2$ , devido à emissão de onda

gravitacional, tal evolução, em baixa frequência, é caracterizada pela massa *chirp* (BLANCHET et al., 1995):

$$M_c = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left[ \frac{5}{96} \pi^{-8/3} f^{-11/3} \dot{f} \right]^{3/5}, \quad (3.39)$$

onde  $f$  e  $\dot{f}$  são a frequência observada e sua derivada temporal. Estimando  $f$  e  $\dot{f}$  dos dados da Figura 3.9, obtém-se uma massa *chirp* de  $M_c \simeq 30M_\odot$ , implicando que a massa total  $M = m_1 + m_2 \gtrsim 70 M_\odot$  no referencial do detector. Isto limita a soma do raio de Schwarzschild das componentes da binária de  $2GM/c^2 \gtrsim 210$  km. Um par de estrelas de nêutrons não teria a massa requerida, enquanto uma binária EN-BN teria uma massa total muito grande e, então, o *merger* aconteceria numa frequência muito menor. Assim, este sinal permite que apenas os buracos negros sejam os objetos conhecidos compactos o suficiente para alcançar uma frequência orbital de 75 Hz sem contato. Além do que, o decaimento da forma de onda depois do pico é consistente com oscilações amortecidas de um BN relaxando a uma configuração estacionária final de Kerr. (ABBOTT et al., 2016c)

Assumindo uma relação de dispersão modificada para ondas gravitacionais (WILL, 1998), as observações restringem o comprimento de onda Compton do gráviton para ser  $\lambda_g > 10^{13}$  km, que poderia ser interpretado como um limite na massa do gráviton  $m_g < 1,2 \times 10^{-22}$  eV/ $c^2$ .

Após a inauguração das detecções, outros eventos foram detectados, reforçando a nova janela de observação do Universo. Na tabela abaixo, encontra-se uma compilação das principais detecções obtidas das três corridas observacionais, a última corrida interrompida em março de 2020.

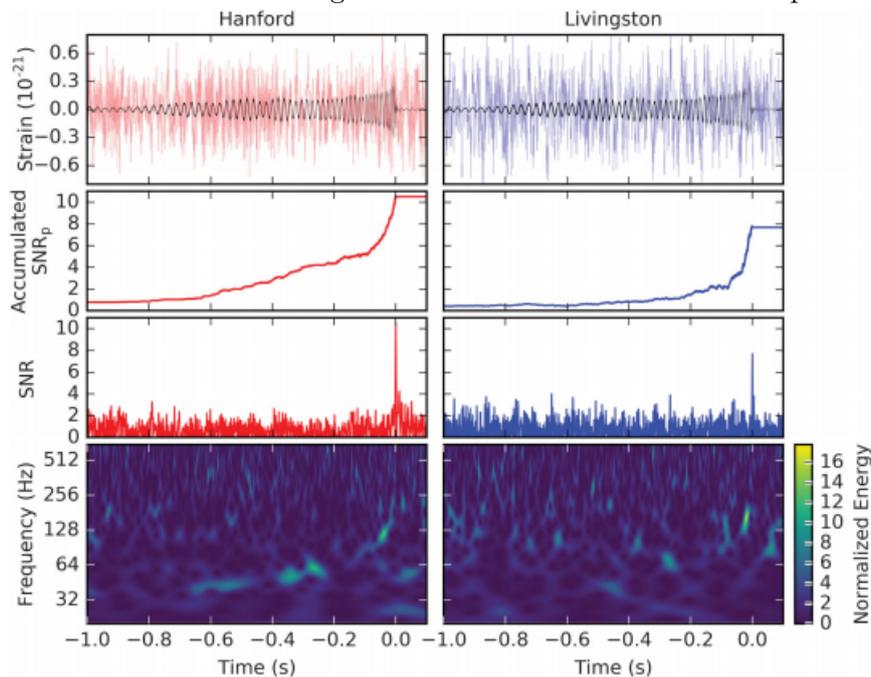
O sinal GW151226 foi observado pelos dois detectores do LIGO em 26 de Dezembro de 2015 às 03:38:53 (UTC) (ABBOTT, 2016). O evento teve um tempo de coalescência de 03:38:53,647 UTC no LIGO de Livingston e  $1,1_{-0,3}^{+0,3}$  msec mais tarde no LIGO de Hanford. A fonte foi localizada em  $\sim 1400$  deg<sup>2</sup> no céu dentro de 3 min de observação inicial (SINGER; PRICE, 2016). O sinal persistiu na banda de frequência do LIGO por aproximadamente 1 seg, crescendo em frequência e amplitude com cerca de 55 ciclos entre 35 até 450 Hz, e alcançou um pico de deformação gravitacional de  $3,4_{-0,9}^{+0,7} \times 10^{-22}$  como apresentado na Figura 3.10. As massas dos buracos negros antes do *merger* inferidas no referencial da fonte são  $14,2_{-3,7}^{+8,3} M_\odot$  e  $7,5_{-2,3}^{+2,3}$ , resultando num BN final de  $20,8_{-1,7}^{+6,1} M_\odot$ , que irradiou  $1,0_{-0,2}^{+0,1} M_\odot c^2$  em ondas gravitacionais com um

Tabela 3.1 - Compilado das principais detecções de ondas gravitacionais realizadas durante as três corridas de observações do aLIGO e aVirgo.

Fonte	Progenitor	Massas Individuais (M <sub>⊙</sub> )	Massa <i>Chirp</i> (M <sub>⊙</sub> )	Massa Final (M <sub>⊙</sub> )	Distância (Mpc)	Energia Radiada (c <sup>2</sup> M <sub>⊙</sub> )
GW150914	BBNs	36 <sup>+5</sup> <sub>-5</sub> 31 <sup>+4</sup> <sub>-4</sub>	28, 6 <sup>+1,6</sup> <sub>-1,5</sub>	62 <sup>+4</sup> <sub>-4</sub>	410 <sup>+160</sup> <sub>-180</sub>	3, 1 <sup>+0,4</sup> <sub>-0,4</sub>
GW151226	BBNs	14, 2 <sup>+8,3</sup> <sub>-3,7</sub> 7, 5 <sup>+2,3</sup> <sub>-2,3</sub>	8, 9 <sup>+0,3</sup> <sub>-0,3</sub>	20, 8 <sup>+6,1</sup> <sub>-1,7</sub>	440 <sup>+180</sup> <sub>-190</sub>	1, 0 <sup>+0,1</sup> <sub>-0,2</sub>
GW170104	BBNs	31, 2 <sup>+8,4</sup> <sub>-6,0</sub> 20 <sup>+5,3</sup> <sub>-5,9</sub>	21, 5 <sup>+2,1</sup> <sub>-1,7</sub>	48, 7 <sup>+5,7</sup> <sub>-4,6</sub>	880 <sup>+450</sup> <sub>-390</sub>	2, 2 <sup>+0,5</sup> <sub>-0,5</sub>
GW170608	BBNs	12 <sup>+7</sup> <sub>-2</sub> 7 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	7, 9 <sup>+0,2</sup> <sub>-0,2</sub>	18, 0 <sup>+4,8</sup> <sub>-0,9</sub>	340 <sup>+140</sup> <sub>-140</sub>	0, 9 <sup>+0,0</sup> <sub>-0,1</sub>
GW170814	BBNs	30, 5 <sup>+5,7</sup> <sub>-3,0</sub> 25, 3 <sup>+2,8</sup> <sub>-4,2</sub>	24, 2 <sup>+1,4</sup> <sub>-1,1</sub>	53, 2 <sup>+3,2</sup> <sub>-2,5</sub>	540 <sup>+130</sup> <sub>-210</sub>	2, 7 <sup>+0,4</sup> <sub>-0,3</sub>
GW170817	BENs	1, 46 <sup>+0,12</sup> <sub>-0,10</sub> 1, 27 <sup>+0,09</sup> <sub>-0,09</sub>	1, 186 <sup>+0,001</sup> <sub>-0,001</sub>	2, 73 <sup>+0,04</sup> <sub>-0,01</sub>	40 <sup>+8</sup> <sub>-14</sub>	≥ 0, 04
GW190412	BBNs	29, 7 <sup>+5,0</sup> <sub>-5,3</sub> 8, 4 <sup>+1,8</sup> <sub>-1,0</sub>	13, 3 <sup>+0,4</sup> <sub>-0,3</sub>	37, 0 <sup>+4,1</sup> <sub>-3,9</sub>	730 <sup>+140</sup> <sub>-170</sub>	
GW190425	BENs	~ 2, 52 ~ 1, 68	3, 4 <sup>+0,1</sup> <sub>-0,3</sub>	1, 44 <sup>+0,02</sup> <sub>-0,02</sub>	159 <sup>+69</sup> <sub>-72</sub>	
GW190814	BBNs	23, 2 <sup>+1,0</sup> <sub>-1,1</sub> 2, 59 <sup>+0,09</sup> <sub>-0,08</sub>	6, 09 <sup>+0,06</sup> <sub>-0,06</sub>	25, 6 <sup>+0,9</sup> <sub>-1,1</sub>	241 <sup>+45</sup> <sub>-41</sub>	

pico de luminosidade de  $3, 3_{-1,6}^{+0,8} \times 10^{49}$  J/s. Foi encontrado que ao menos um dos BNs tem *spin* maior que 0, 2. Esta fonte está localizada em uma distância de  $440_{-190}^{+180}$  Mpc, correspondendo a um *redshift* de  $0, 09_{-0,04}^{+0,03}$ .

Figura 3.10 - Evento de onda gravitacional GW151216 observado pelo LIGO.



Dados obtidos pelos interferômetros do observatório LIGO em Hanford e Livingston. Na figura, é possível observar o sinal *chirp* da fase *inspiral* e a oscilação da remanescente, a fase *ring-down*. Assim como a razão sinal-ruído da emissão e a evolução da frequência durante a coalescência da binária.

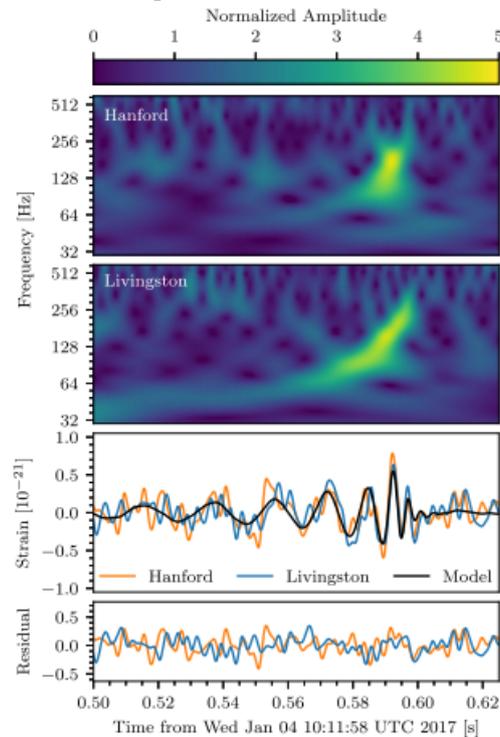
Fonte: Abbott (2016).

As massas inferidas estão dentro da faixa de massas medidas dinamicamente dos BNs encontrados em binárias de raio-X (OZEL et al., 2010; FARR et al., 2011; KREIDBERG et al., 2012), ao contrário de GW150914. Dados os conhecimentos atuais da evolução de estrelas massivas, as massas medidas são também consistentes com a metalicidade para progenitores estelares (BELCZYNSKI et al., 2010; SPERA et al., 2015). GW151226 tem o sinal com amplitude de deformação menor e a energia do evento detectável é espalhada sobre um intervalo de tempo maior que GW150914. Esta segunda observação de OG adicionou melhores restrições às populações estelares e nos desvios da relatividade geral.

O outro sinal, GW170104, foi medido em 4 de janeiro de 2017 às 10:11:58,6 (UTC) pelos detectores do LIGO, durante sua segunda corrida de observação. Essa fonte é um sistema binário massivo de buracos negros com uma massa total de  $\sim 50M_{\odot}$  como mostrado na Figura 3.11. Para binárias de alta massa, as fases *merger* e *ringdown* dominam o sinal, enquanto que, para binárias de baixa massa, como

GW1511226 (ABBOTT et al., 2016a), a fase *inspiral* é mais importante, provendo precisão nas medidas na massa *chirp* (ABBOTT et al., 2017a). As massas encontradas para os BNs são  $31,2_{-6,0}^{+8,4}M_{\odot}$  e  $20_{-5,9}^{+5,3}M_{\odot}$  que resultaram em um buraco negro de massa  $48,7_{-4,6}^{+5,7}M_{\odot}$ . Esta binária e aquela GW150914 (ABBOTT B. P., 2016; ABBOTT et al., 2016c) estão entre os sistemas binário de buracos negros mais massivos observados até a data.

Figura 3.11 - Evento de onda gravitacional GW170104 observado pelo LIGO.



Compara-se a forma de onda observada e a forma predita pela teoria da relatividade geral numérica, com os sinais obtidos pelos interferômetros do observatório LIGO em Hanford e Livingston. Na figura, é possível observar a evolução da frequência e amplitude de deformação durante a coalescência da binária.

Fonte: Abbott et al. (2017a).

GW170104 foi identificado por inspeção de gatilhos de baixa-latência dos dados de Livingston (CANTON; HARRY, 2017; USMAN et al., 2016; NITZ et al., 2017). Um alerta com uma localização de fonte inicial (SINGER; PRICE, 2016; SINGER et al., 2016) foi distribuído para astrônomos colaboradores (ABBOTT et al., 2017a) com o propósito de buscar uma contraparte transiente. Cerca de 80 grupos de observadores cobriram parte da localização do céu, usando instrumentos em solo e no espaço, abrangendo

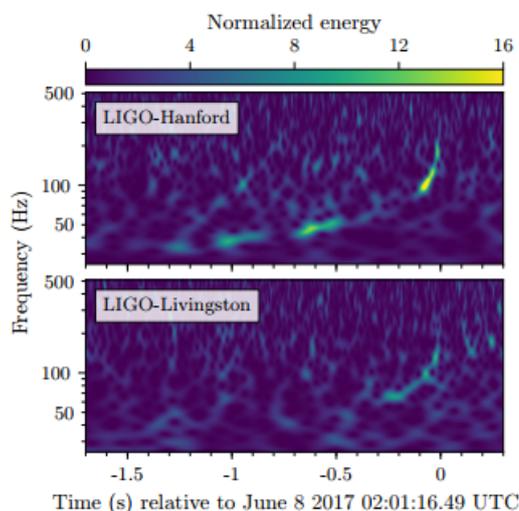
desde raios- $\gamma$  até rádio, tanto quanto neutrinos de altas energias (ABBOTT et al., 2017a).

Os testes executados com as fontes detectadas na primeira corrida de observação não mostraram discordâncias das previsões da RG (ABBOTT B. P., 2016; ABBOTT et al., 2017a). GW170104 provê uma oportunidade para apertar esses limites, repetindo os testes executados na primeira corrida de observação. Combinando medidas de GW170104 com os resultados prévios, foram obtidas novas restrições da OG nos desvios potenciais da RG.

Assumindo que os grávitons são dispersados no vácuo como partículas massivas, limitou-se a massa do gráviton para  $m_g \leq 7,7 \times 10^{-23} \text{ eV}/c^2$ . Em todos os casos, GW170104 é consistente com a Relatividade Geral.

A fonte GW170608, em 8 de junho de 2017 às 02:01:16,49 (UTC), *merger* de dois buracos negros, foi observada pelos dois detectores do *Advanced* LIGO (ABBOTT et al., 2017b) como mostrado na Figura 3.12. Este sistema é a binária de buraco negro mais brilhante observada até então, com massas da cada buraco negro de  $12_{-2}^{+7}M_{\odot}$  e  $7_{-2}^{+2}M_{\odot}$ . Entretanto, o menos massivo observado ainda através de OG. A distância de GW170608 é extraída da amplitude do sinal observado dada a inclinação da binária, foi detectado que a distância do evento é  $340_{-140}^{+140}M_{\odot}$  Mpc, correspondendo a *redshift* de  $0,07_{-0,03}^{+0,03}$ . Desde que estrelas de nêutrons são esperadas a ter massa abaixo de  $\sim 4M_{\odot}$  (LATTIMER; PRAKASH, 2016), ambos objetos são mais parecidos com BNs.

Figura 3.12 - Evento de onda gravitacional GW170608 observado pelo LIGO.



Na figura, é possível observar o crescimento da frequência durante a fase *inspiral*, tanto no interferômetro do observatório LIGO em Hanford quanto em Livingston.

Fonte: [Abbott et al. \(2017b\)](#).

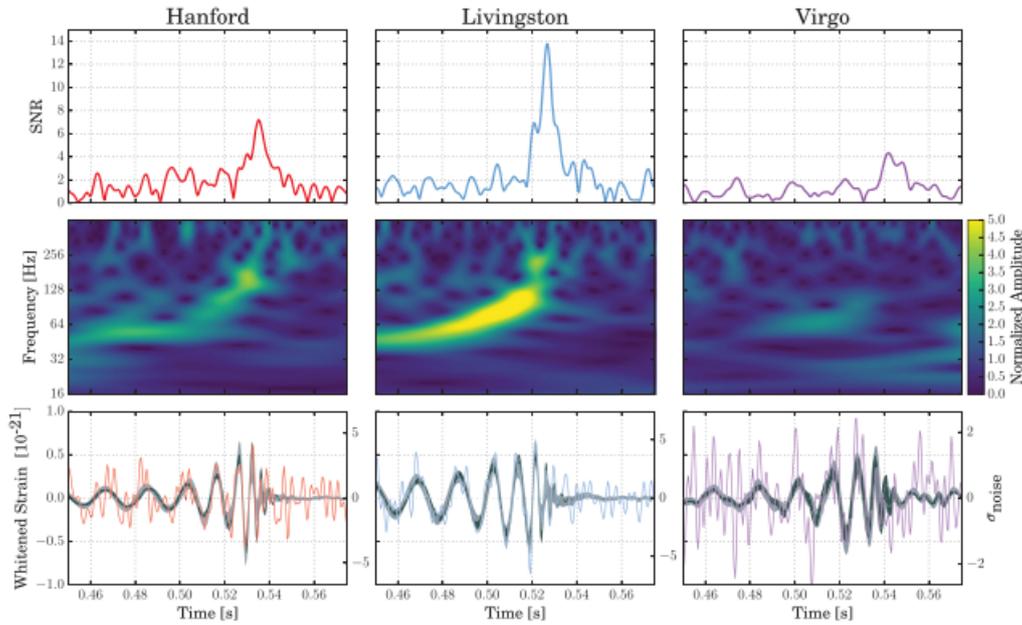
GW170608 estava localizado em uma área do céu de  $\sim 520 \text{ deg}^2$  no hemisfério norte, determinado em grande parte pelo tempo de chegada medido do sinal em Livingston de  $\sim 7 \text{ msec}$  mais tarde em Hanford. Em combinação com GW152226, este sistema aponta para uma população de binárias de BNs com massas dos componentes comparáveis àquelas de BNs encontrados em binárias de raio-X.

Nessas condições, pode-se comparar os componentes dos buracos negros com aqueles encontrados em binárias de raio-X. Sistemas de binárias de raio-X contêm ou um BN ou uma EN que acreta matéria de uma estrela companheira doadora. Binárias de raio-X de baixas massas (LMXBs) são binárias de raio-X com uma estrela de menor massa que transfere massa através do fluxo pelo lobo de Roche para uma estrela mais massiva ([CHARLES; COE, 2003](#)). As massas das componentes inferidas de GW170608 são consistentes com as massas medidas dinamicamente dos buracos negros encontrados em LMXBs, tipicamente menores que  $10M_{\odot}$  ([CORRAL-SANTANA et al., 2016](#))

O detector *Advanced Virgo* estava, no tempo da detecção, em modo de observação para sinais comparáveis à GW170608. Contudo, estava ainda na fase inicial da atualização com sensibilidade limitada, assim os dados do Virgo não estão incluídos na análise presente no trabalho [Abbott et al. \(2017b\)](#).

Pela primeira vez, os detectores *Advanced Virgo* e *Advanced LIGO*, coerentemente, observaram um sinal de OG (Figura 3.13), em 14 de agosto de 2017 às 10:30:43 (UTC), produzido pela coalescência de dois buracos negros (ABBOTT et al., 2017c). As massas inferidas dos buracos negros são  $30,5_{-3,0}^{+5,7}M_{\odot}$  e  $25,3_{-4,2}^{+2,8}M_{\odot}$ , a distância de luminosidade da fonte era de  $540_{-210}^{+130}$  Mpc, correspondendo a um *redshift* de  $z = 0,11_{-0,04}^{+0,03}$ .

Figura 3.13 - Evento de onda gravitacional GW170814 observado pelo LIGO.



Dados obtidos pelos interferômetros do observatório LIGO em Hanford e Livingston e pelo interferômetro do observatório Virgo. Compara-se a forma de onda observada e a forma predita pela teoria da relatividade geral numérica. É possível observar o sinal *chirp* da fase *inspiral* e a oscilação da remanescente, a fase *ring-down*. Assim como a razão sinal-ruído para cada sítio e a evolução da frequência do sinal.

Fonte: Abbott et al. (2017c).

Uma rede de três detectores melhora a localização da fonte no céu, reduzindo a área de região de credibilidade de 90% de  $1160 \text{ deg}^2$ , usando apenas os dois detectores do LIGO, para  $60 \text{ deg}^2$ , usando todos os três detectores. Pela primeira vez, foi possível testar a natureza de polarizações de OG através da rede LIGO-Virgo, então habilitando uma nova classe para os testes fenomenológicos da gravidade. O sinal foi primeiro observado no detector LIGO de Livingston às 10:30:43 (UTC), e em Hanford e Virgo com um atraso de  $\sim 8 \text{ ms}$  e  $\sim 14 \text{ ms}$ , respectivamente. O detector

*Advanced* Virgo juntou-se a segunda corrida de observação em 1 de agosto de 2017 (ACERNESE et al., 2015).

Testes da relatividade geral no regime de campo forte têm sido realizados com os sinais dos detectores para os *mergers* das binárias de buracos negros pelos interferômetros do LIGO (ABBOTT et al., 2017d; ABBOTT et al., 2017c; ABBOTT B. P., 2016; ABBOTT et al., 2017a; ABBOTT, 2016). Em relatividade geral, OGs são caracterizadas por apenas dois tensores de polarização (*spin 2*), enquanto que uma teoria métrica geral pode permitir seis polarizações (EARDLEY et al., 1973). Como os dois instrumentos do LIGO têm orientações similares, a pequena informação sobre as polarizações pode ser obtida usando os detectores sozinhos do LIGO. Com a adição do Virgo, pode-se provar, inicialmente, polarizações de OG geometricamente projetando a amplitude da onda nos três detectores. Como uma ilustração, Abbott et al. (2017c) realizaram um teste comparando o modo apenas tensorial com o modo puramente escalar e os modos puramente vetoriais. Encontraram que aquela polarização puramente tensorial é fortemente favorecida sobre as polarizações puramente escalares ou vetoriais. Assim, num teste adicional, foi encontrado que GW170814 é consistente com RG.

Com um conjunto de detectores, a posição do objeto no céu pode ser inferida pela triangulação. Para a localização rápida de Hanford e Livingston, a área de credibilidade de 90% no céu é  $1160 \text{ deg}^2$  e encolhe para  $10 \text{ deg}^2$  quando foram incluídos os dados do Virgo. A estimativa completa de parâmetros restringe a posição para área de credibilidade de 90% de  $60 \text{ deg}^2$  centralizada no máximo da posição de ascensão reta  $RA = 03^h 11^m$  e declinação  $dec = -44^\circ 57^m$  (J2000).

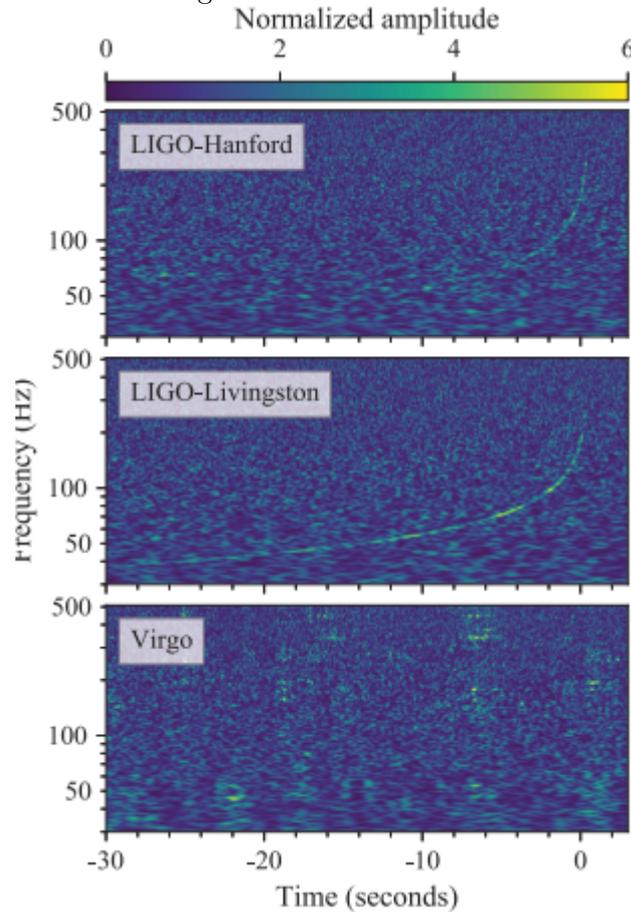
Finalmente, um sinal de onda gravitacional emitido pela *inspiral* de binárias de estrelas de nêutrons foi observado (ABBOTT et al., 2017d). Os detectores da rede LIGO-Virgo observaram o sinal de OG de objetos compactos de baixa massa consistentes com um *merger* de binárias de estrelas de nêutrons (BENs) em 17 de agosto de 2017 às 12:41:04 (UTC), o sinal é apresentado na Figura 3.14. Essa descoberta vem quatro décadas após Hulse & Taylor descobrirem a primeira binária de estrelas de nêutrons, PSR B1913+16 (HULSE R. A. E TAYLOR, 1975).

As massas inferidas das componentes da binária estão entre  $0,86$  e  $2,26M_\odot$ , de acordo com as massas de estrelas de nêutrons conhecidas. Restringindo os *spins* das componentes para uma faixa conhecida das binárias de estrelas de nêutrons, encontram-se as massas das componentes dentro da faixa  $1,17 - 1,6M_\odot$ , com a massa total do sistema  $2,74^{+0,04}_{-0,01}M_\odot$ . As estrelas de nêutrons em geral têm massas

medidas precisamente tão grandes quanto  $2,01 \pm 0,04 M_{\odot}$  (ANTONIADIS et al., 2013), enquanto que os buracos negros encontrados em binárias têm massas substancialmente maiores que as componentes de GW170817 (OZEL et al., 2010; KREIDBERG et al., 2012). A melhor combinação de medida das massas fornece a massa *chirp*  $M = 1,188^{+0,004}_{-0,002} M_{\odot}$ .

A fonte foi localizada dentro de uma região do céu de  $28 \text{ deg}^2$  (com probabilidade de 90%) e tinha uma distância de  $40^{+8}_{-14} \text{ Mpc}$ . Este é o sinal de onda gravitacional mais perto e mais precisamente localizado.

Figura 3.14 - Evento de onda gravitacional GW170817 observado por LIGO-Virgo.



A frequência do sinal emitido pelo *merger* de estrelas de nêutrons nos interferômetros do *Advanced LIGO* e do *Advanced Virgo*.

Fonte: Abbott et al. (2017d).

Depois de  $\sim 100 \text{ seg}$  (calculados começando de 24 Hz) na banda sensível dos de-

tectores, o sinal *inspiral* acabou às 12:41:04,4 (UTC). Em adição, um *Gamma-Ray Burst* (GRB) foi observado 1,7 seg depois do tempo de coalescência (GOLDSTEIN et al., 2017; SAVCHENKO et al., 2017). A combinação dos dados dos detectores do LIGO e Virgo – *timing*, fase e amplitude da fonte (SINGER et al., 2016) – contribuiu na localização precisa da posição no céu, uma área de 28 deg<sup>2</sup> e 380 Mpc<sup>3</sup> de volume, próximo do sul da constelação de Hydra. Esta medida permitiu uma campanha de acompanhamento eletromagnético que identificou uma contraparte próxima na galáxia NGC 4993, consistente com a localização e distância inferidas pelos dados da OG (PAN et al., 2017).

As observações de OG sozinhas são capazes de medir massas de dois objetos e colocar um limite inferior de suas compacidades, mas os resultados apresentados aqui não excluem objetos mais compactos que estrelas de nêutrons tais como estrelas de quarks, buracos negros ou objetos mais exóticos (CARDOSO et al., 2016; MAZUR; MOTTOLA, 2004; KAUP, 1968). A detecção de GRB 170817A e a emissão eletromagnética subsequente demonstram a presença de matéria. A consistência das estimativas de massa com as massas dinamicamente medidas de estrelas de nêutrons conhecidas em binárias e sua inconsistência com as massas de buracos negros conhecidos em sistemas binários galácticos sugerem que a fonte foi composta por duas estrelas de nêutrons.

GRB 170817A foi observado 1,7 s depois de GW170817. Combinando este atraso com o conhecimento da distância da fonte, fortes restrições são colocadas na física fundamental da gravidade. Os tempos de chegada observados são usados para investigar a velocidade da gravidade, invariância de Lorentz, e teste do princípio de equivalência através do tempo de atraso de Shapiro, como reportado em (ABBOTT et al., 2017e).

Durante a terceira corrida de observação (O3) do LIGO e Virgo, três eventos foram divulgados: GW190412 (ABBOTT et al., 2020a), GW190425 (ABBOTT et al., 2020) e GW190814 (ABBOTT et al., 2020b). Rapidamente, serão apresentadas aqui suas características que estão sumarizadas na Tabela 3.1.

Primeiro, um sinal da onda gravitacional da coalescência de uma BBN foi detectado no dia 12 de Abril de 2019 às 05:30:44 UTC, com uma razão sinal-ruído de 19. (ABBOTT et al., 2020a)

A binária é diferente das anteriores observadas devido à assimetria das massas individuais. O sistemas assimétricos são inferidos das ondas gravitacionais com con-

tribuições mais fortes dos multipolos maiores. O aumento da sensibilidade dos três interferômetros para começar a corrida O3 tem permitido acessar os sinais de OG de fontes raras de BBNs. As massas das componentes para o sistema GW190412 são:  $m_1 = 29,7_{-5,3}^{+5,0}M_\odot$  e  $m_2 = 8,4_{-1,0}^{+1,8}M_\odot$ . Elas são consistentes com a faixa de massas de buracos negros inferida pelas corridas anteriores do LIGO e do Virgo.

O BN mais massivo rotaciona com uma magnitude de *spin* entre 0,17 e 0,59. As massas assimétricas de GW190412 indicam que o *spin* do BN mais massivo domina a contribuição do *spin* efetivo e do movimento de precessão.

Um conjunto de testes realizados para o GW190412 indica consistência com a Teoria Geral da Relatividade de Einstein (ABBOTT et al., 2020a). No entanto, GW190412 é particularmente interessante por causa da razão de massa medida de  $q = m_2/m_1 = 0,28_{-0,06}^{+0,13}$ . Foi excluído  $q > 0,5$  com 99% de confiança (ABBOTT et al., 2020a).

Em 25 de Abril de 2019, o detector LIGO observou a coalescência de uma binária de objetos compactos consistentes com estrelas de nêutrons. A razão sinal-ruído foi de 12,9. Devido à baixa razão sinal-ruído, o detector Virgo não contribuiu com a observação. A faixa de massa das componentes de GW190425 é de 1,2 a 2,52 $M_\odot$ . No entanto, a massa *chirp* em ambos referenciais da fonte é de 1,44 $_{-0,02}^{+0,02}M_\odot$  e a massa total, 3,4 $_{-0,3}^{+0,1}M_\odot$ ; são significativamente altas em relação aos sistemas BENs conhecidos. A possibilidade de que uma ou ambas componentes do sistema sejam buracos negros não pode descartada (ABBOTT et al., 2020).

Por causa da sua larga massa, a descoberta de GW190425 sugere que as análises da onda gravitacional podem acessar densidades várias vezes acima da saturação nuclear e provar transições de fase possíveis dentro do núcleo das estrelas de nêutrons (ABBOTT et al., 2020).

De acordo com Abbott et al. (2020b), outra explicação para a massa grande de GW190425 é que o evento está distorcido por lentes gravitacionais, chegando de uma fonte de menor massa com maior desvio para o vermelho. No entanto, isso é altamente improvável, considerando estimativas padrão da evolução da taxa de fusão e profundidade óptica das lentes.

Por fim, a observação do LIGO e Virgo do dia 14 de Agosto de 2019 foi da coalescência de uma binária compacta envolvendo um buraco negro de massa 23,2 $_{-1,1}^{+1,0}M_\odot$  e um objeto compacto sem identificação evidente com massa de 2,59 $_{-0,08}^{+0,09}M_\odot$ . A fonte tem uma razão de massa sem comparação de  $q = 0,112_{-0,008}^{+0,009}$ . A primeira compo-

nente de GW190814 é, de fato, um buraco negro com *spin* de 0,07. Entretanto, a segunda componente ou é um buraco negro mais leve ou a estrela de nêutrons mais massiva conhecida em sistema duplo de objetos compactos. A fonte foi localizada com  $18,5 \text{ deg}^2$  numa distância de  $241_{-41}^{+45}$  Mpc. Nenhuma contraparte tem sido confirmada até esta data.

## 4 ACOPLAMENTO DAS ONDAS GRAVITACIONAIS COM O PLASMA MAGNETIZADO

Este capítulo é baseado nos resultados que desenvolvi durante o doutorado em astrofísica no INPE e que foi financiado pela CAPES. O artigo derivado deste trabalho foi publicado na revista *International Journal of Modern Physics Conference Series*, 45, 17600060 (2017) acessível através de <https://doi.org/10.1142/S2010194517600060> (GONTIJO; MIRANDA, 2017).

Em um espaço-tempo plano e vazio, ondas gravitacionais (OGs) e eletromagnéticas (OEMs) não se interagem diretamente. Entretanto, as duas ondas podem se acoplar e trocar energia, indiretamente, na presença de um plasma. Apesar da interação fraca das OGs com a matéria, num plasma fortemente magnetizado, a interação OG-plasma pode levar à produção ou modificação de ondas eletromagnéticas observáveis, devido a excitação de ondas magneto-hidrodinâmicas (MHD) – ondas Alfvén ou magnetossônicas.

Desde que ondas gravitacionais de alta frequência produzidas, por exemplo, por *merger* de estrelas de nêutrons, viajam através da magnetosfera do sistema, esta radiação interage, indiretamente, com os campos eletromagnéticos acoplados à matéria (MACEDO P. G. E NELSON, 1983). O acoplamento pode excitar os modos de onda MHD e o processo é capaz de levar à geração de harmônicos superiores desses modos, produzindo radiação eletromagnética observável na banda de frequência do rádio (MARKLUND et al., 2000).

Ondas transversais no plasma são similares em muitas formas com as ondas eletromagnéticas planas uniformes no espaço-livre, exceto pelas várias ressonâncias e pontos críticos de corte. O objetivo na análise onda-plasma é obter uma relação entre o número de onda ( $\vec{k}$ ) e a frequência de onda ( $\omega$ ). Esta relação é chamada de relação de dispersão ( $\omega = \omega(\vec{k})$ ). A onda se propaga com velocidade de fase  $v_p = \omega/k$ , enquanto sua energia ou informação pode viajar com a velocidade de grupo  $v_g = d\omega/dk$ . (WILSON, 2013)

Neste capítulo, assumindo que a aproximação da teoria MHD ideal é válida para o cenário de coalescência de estrelas de nêutrons, apresentaremos o conjunto fechado de equações magneto-hidrodinâmicas relativísticas que descrevem o acoplamento das OGs com o plasma magnetizado circundante à binária. Após a dedução das equações, iremos discutir os fenômenos gerados pelas perturbações da amplitude da OG. E por fim, apresentaremos as soluções diretas que descrevem o acoplamento no

sistema comóvel ao plasma e que as polarizações ( $\times$  e  $+$ ) da OG se acoplam aos modos, Alfvén e magnetossônicos, respectivamente.

#### 4.1 Plasma como um fluido

Os chamados plasmas são fluidos compostos de partículas carregadas, cujo comportamento pode ser modificado por campos eletromagnéticos. De acordo com [Bittencourt \(2004\)](#), um plasma é um gás ionizado, quase neutro, em que a energia potencial é muito menor que a energia térmica. As interações coulombianas desse gás não são binárias, mas, entre um número muito grande de partículas carregadas contidas num pequeno volume. Assim, cada partícula carregada não é livre em seu movimento, no sentido de que ela está sempre condicionada a manter a neutralidade macroscópica do plasma.

Existem alguns critérios para que um gás ionizado seja considerado um plasma: (i) para manter a neutralidade, qualquer partícula carregada fica blindada, a dimensão do sistema ( $L$ ) tem que ser muito maior que o comprimento de Debye<sup>1</sup>, dado por  $\lambda_D = [\epsilon_0 k_B T_e / (n_0 e^2)]^{1/2}$ , desde que, geralmente, a temperatura dos íons seja menor que a temperatura dos elétrons; (ii) ainda para manter a neutralidade, é necessário que o gás ionizado tenha muitas partículas carregadas numa esfera de raio  $\lambda_D$ ; e (iii) o plasma tem que ser capaz de manter a estabilidade de sua neutralidade, exigindo a condição de que a frequência de colisão dos elétrons-prótons seja maior que a frequência de colisão dos elétrons com partículas neutras do plasma. Esta última colisão tem o efeito de dificultar o movimento dos elétrons. Se esta resistência for grande, os elétrons são impedidos de se movimentar para blindar qualquer perturbação de carga no plasma.

Na maioria dos fenômenos em plasma, considera-se este como um *ensemble* de partículas carregadas, capaz de derivar propriedades estatísticas de funções de distribuição de velocidades das partículas, para cada espécie no plasma - este é modelo da teoria cinética, utilizando a equação de Boltzman ([BITTENCOURT, 2004](#)). Conceitualmente, análogo ao tratamento de uma galáxia completa de estrelas em termos das funções de distribuição de órbitas estelares ([CLARKE; CARSWELL, 2007](#)).

A descrição do plasma como uma distribuição *Maxwelliana* para estudar o acoplamento OG-OEM é dado em [Macedo P. G. e Nelson \(1983\)](#). Alternativamente, se

---

<sup>1</sup>De forma que  $\epsilon_0$  é a constante de permissividade do vácuo,  $k_B$ , constante de Boltzman,  $T_e$  é a temperatura dos elétrons que constitui o plasma,  $n_0$  densidade do plasma (considerando a condição de quase-neutralidade) e  $e$  é a carga elementar do elétron.

pode adotar um fluido aproximado, de forma que, ao invés de derivar propriedades médias, seja possível calcular a média sobre os elementos de fluido, regiões relativamente homogêneas com escala de tamanho entre  $\lambda_D$  e  $L$ . Estes modelos tratam o plasma como multifluidos (um fluido para cada espécie existente no plasma) ou como um único fluido, soma de todos os constituintes do plasma (teoria MHD). Este último é menos detalhado que a teoria de multifluidos, no entanto, é muito usada para tratar muitas situações que ocorrem tanto em plasmas em laboratórios (fusão nuclear) quanto em plasmas espaciais e astrofísicos.

Nessa aproximação, as equações que descrevem o plasma derivam das equações de fluido: conservação de massa, conservação de momento e conservação de energia. O tratamento do plasma como multifluidos para a interação das OGs com o magnetoplasma foi investigado por [Servin M. e Brodin \(2003\)](#).

O plasma como um único fluido é descrito com auxílio de grandezas da teoria dos fluidos: densidade de matéria  $\rho_m(\vec{r}, t)$ , velocidade  $\vec{v}(\vec{r}, t)$  e pressão  $p(\vec{r}, t)$ . Essas grandezas são definidas da soma sobre todos os constituintes do plasma, desconsiderando efeitos de colisão. E as equações de conservação, calculadas a partir da teoria cinética, se rearranjam para conter os efeitos deste tratamento. Algumas simplificações são plausíveis para as aplicações utilizando este modelo.

A equação da continuidade, Equação (4.1), não sofre muitas simplificações. A expressão descreve o plasma num referencial comóvel, então, a velocidade inicial sem perturbações é nula.

Da equação de movimento, Equação (4.2), os termos que envolvem a força gravitacional se anulam, pois é insignificante comparada à força eletromagnética, e a viscosidade (isto é, o tensor de pressão  $\mathbb{P} = p\mathbb{I}$ ) é negligenciada, desde que é uma fonte de dissipação de calor. Assumindo a neutralidade macroscópica, a densidade de carga  $\rho(\vec{r}, t)$  é desconsiderada.

Da equação de energia, Equação (4.3), os termos devido à força gravitacional se anulam, desde que é uma força conservativa e não dissipativa. Novamente, os efeitos de dissipação de energia são negligenciados: viscosidade, dissipação Joule ( $\vec{j} \cdot \vec{E} = 0$ ) e fluxo de calor ( $\vec{Q} = 0$ ). Dessa forma, obtém-se a equação adiabática para um gás de índice politrópico ( $4/3 \leq \Gamma \leq 5/3$ ). Em contraste com algumas aproximações MHD ([CHEN, 1974](#)), devido às velocidades relativísticas, o deslocamento de correntes não será desconsiderado.

$$\frac{\partial \rho_m^{(1)}}{\partial t} + \rho_m^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}^{(1)} = 0, \quad (4.1)$$

$$\rho_m \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = \rho \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} + \rho_m \vec{g} - \nabla \cdot \mathbb{P}, \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{3}{2} p \right] + \nabla \cdot \left[ \frac{3p}{2} \vec{v} \right] + \rho \vec{v} \cdot \vec{E} + \rho_m \vec{v} \cdot \vec{g} - \vec{v} \cdot [\nabla \cdot \mathbb{P}] + \nabla \cdot \vec{Q} + \vec{v} \cdot (\vec{j} \times \vec{B}) \\ + \nabla \cdot [\mathbb{P} \cdot \vec{v}] - \vec{j} \cdot \vec{E} - \vec{j}_m \cdot \vec{g} = 0. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Para complementar a descrição do plasma como modelo de único fluido deve-se considerar a deriva de elétrons relativa aos íons, controlada pelos campos elétrico ( $\vec{E}$ ) e magnético ( $\vec{B}$ ), mas impedida pelas colisões com os íons. Comumente, a resistência imposta nos metais é descrita pela lei de Ohm simples ( $\vec{j} = \sigma_0 \vec{E}$ , onde  $\sigma_0$  é a condutividade elétrica). Mas, nos plasmas, a descrição é mais complicada. Partindo da equação de conservação de momento, entre as partículas em colisão, ainda no tratamento cinético, é obtida Lei de Ohm generalizada, Equação (4.4).

$$\begin{aligned} \frac{m_e}{n_n e^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \frac{1}{n_n e} \nabla \cdot \mathbb{P}_e = \\ \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{n_n e} [\vec{j} \times \vec{B}] - \frac{1}{\sigma_0} \vec{j}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Entretanto, com o intuito de evitar efeitos dissipativos, a resistividade do plasma é desprezada, considerando o plasma altamente condutor ( $\sigma \rightarrow \infty$ ), não-colisional e sem perda Ôhmica. Os termos que envolvem a densidade de corrente elétrica  $\vec{j}$  são desconsiderados. Isto pode ser visto também do fato de que não existe densidade de carga quando o fluido possui condutividade infinita, as partículas rapidamente tentam neutralizar o plasma.

O termo que representa o efeito Hall ( $\vec{j} \times \vec{B}$ ) é desconsiderado, assim como o termo de inércia do elétron ( $\partial \vec{j} / \partial t$ ), pois os deslocamentos de correntes são negligenciados, já que o plasma é altamente condutor. O termo ambipolar também é negligenciado,  $\Delta \dot{\Psi}$ . Ele descreve o campo elétrico que surge do gradiente na densidade do plasma, ao longo da linha de campo magnético.

Portanto, a Lei de Ohm simplificada fica:

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} \quad (4.5)$$

Não consideraremos efeitos dissipativos, portanto, nesta descrição do plasma, não serão obtidas soluções para um plasma resistivo. Este fenômeno pode ser visto em outros trabalhos como [Servin et al. \(2000\)](#). A característica resistiva adicionada nas equações pode limitar a excitação paramétrica dos modos MHD. No caso da OG, com frequência  $\omega_{OG}$ , propagando paralelamente ao campo magnético, o valor limiar para excitação paramétrica é proporcional à  $\frac{\eta\omega_{OG}}{\mu_0 v_A^2}$  ([SERVIN et al., 2000](#)), onde  $\eta$  é a resistividade do plasma e  $v_A$  velocidade de Alfvén.

## 4.2 Equações magneto-hidrodinâmicas da relatividade geral

O efeito da OG é induzir pequenas perturbações no espaço-tempo, causando modificações nas quantidades que descrevem o plasma que, supostamente, está em equilíbrio com seus parâmetros. No texto, as grandezas não perturbadas <sup>2</sup> - os parâmetros de fundo - possuem o superíndice (0) e as grandezas perturbadas <sup>3</sup> ficam com a notação (1):

$$\begin{aligned} \rho_m(\vec{r}, t) &= \rho_m^{(0)} + \rho_m^{(1)}(\vec{r}, t) , \\ \vec{v}(\vec{r}, t) &= \vec{v}^{(1)}(\vec{r}, t) , \\ \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}^{(1)}(\vec{r}, t) , \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= \vec{B}^{(0)} + \vec{B}^{(1)}(\vec{r}, t) , \\ \rho(\vec{r}, t) &= \rho^{(1)}(\vec{r}, t) , \\ p(\vec{r}, t) &= p^{(0)} + p^{(1)}(\vec{r}, t) , \\ \vec{j}(\vec{r}, t) &= \vec{j}^{(1)}(\vec{r}, t) . \end{aligned}$$

Estudar a não linearidade da interação das ondas pode revelar novos tipos de instabilidades que não podem ser encontradas usando teoria de estabilidade linear. Em [Brodin et al. \(2000\)](#), foi dada atenção aos fenômenos que são induzidos por termos de alta ordem na amplitude gravitacional. Em particular, estes autores mostraram

---

<sup>2</sup>Devido à aproximação MHD ideal, a condição de quase neutralidade ( $\vec{E}^{(0)} = \vec{j}^{(0)} = \rho^{(0)} = 0$ ) deve ser satisfeita. E, dado que as equações são calculadas no referencial comóvel, é plausível considerar que o plasma está em repouso ( $\vec{v}^{(0)} = 0$ ).

<sup>3</sup>As grandezas perturbativas possuem módulo muito menor que as mesmas grandezas respectivas no equilíbrio, isto é, por exemplo,  $\vec{B}^{(1)}(\vec{r}, t) \ll \vec{B}^{(0)}$ .

que ondas eletrostáticas podem ser excitadas na superfície do sistema. Ondas de plasma e OEM longitudinais podem ser excitadas. De acordo com os mesmos autores, esta abordagem permite a presença de um fluxo de deriva relativa aos fluidos constituintes do plasma. Alterando o acoplamento forte entre as ondas OG e OEM.

Na teoria linearizada da gravidade, a métrica  $g^{ab}$  diverge, ligeiramente, da métrica de Minkowski,  $\eta^{ab} = \text{diag}(-1, +1, +1, +1)$ . A perturbação  $h^{ab}$  no espaço-tempo é causada pela onda gravitacional monocromática, com frequência <sup>4</sup>  $\omega_{OG} = k_{OG}$ , propagando na direção  $z$ ,  $\vec{k}_{OG} = (0, 0, 0, k_{OG})$ ; descrita pela matriz na Equação (3.12), de forma que  $h_{+,x} = h_{+,x}(z, t)$ .

#### 4.2.1 Equações de campo do eletromagnetismo

As equações de Maxwell em termos dos tensores de campo eletromagnético de Maxwell,  $F$ , tensor de campo de Maxwell, seu *dual*,  $\mathfrak{F}$ , (JACKSON, 1998), e da quadri-densidade de corrente,  $j^b = (\rho, \vec{j})$ , são escritas na forma covariante abaixo:

$$\nabla_b F^{ab} = 4\pi j^a, \quad (4.6a)$$

$$\nabla_b \mathfrak{F}^{ab} = 0. \quad (4.6b)$$

onde

$$F^{ab} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & B_z & -B_y \\ -E_y & -B_z & 0 & B_x \\ -E_z & B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathfrak{F}^{ab} = \begin{pmatrix} 0 & B_x & B_y & B_z \\ -B_x & 0 & -E_z & E_y \\ -B_y & E_z & 0 & -E_x \\ -B_z & -E_y & E_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Com base no formalismo 3+1, na Equação (C.2) do Anexo C, página 221, as equações de Maxwell<sup>5</sup> podem ser descritas num referencial comóvel ao plasma, para isso, é feita uma transformação de coordenadas nos tensores de Maxwell,  $F$  e  $\mathfrak{F}$ , Equação

<sup>4</sup>Será adotado  $c = 1$ , quando não explícito.

<sup>5</sup>Expressões em unidades Gaussianas.

(4.2.1):

$$\begin{aligned} F_{ij} &= e_i^a e_j^b F^{ab} , \\ \mathfrak{F}_{ij} &= e_i^a e_j^b \mathfrak{F}^{ab} , \end{aligned} \quad (4.8a)$$

desde que as bases vetoriais do referencial comóvel são escritas em função das amplitudes das OGs:

$$\begin{aligned} \hat{e}_0 &= \left( \frac{\partial}{\partial t}, 0, 0, 0 \right) , \\ \hat{e}_1 &= \left( 0, \left[ 1 - \frac{h_+}{2} \right] \frac{\partial}{\partial x}, \frac{-h_\times}{2} \frac{\partial}{\partial y}, 0 \right) , \\ \hat{e}_2 &= \left( 0, \frac{-h_\times}{2} \frac{\partial}{\partial x}, \left[ 1 + \frac{h_+}{2} \right] \frac{\partial}{\partial y}, 0 \right) , \\ \hat{e}_3 &= \left( 0, 0, 0, \frac{\partial}{\partial z} \right) . \end{aligned} \quad (4.9)$$

Tem-se, por exemplo:

$$F_{01} = e_0^0 e_1^1 F_{01} + e_0^0 e_1^2 F_{02} = - \left( 1 - \frac{h_+}{2} \right) E_x + \frac{h_\times}{2} E_y ,$$

ou

$$F^{01} = \left( 1 - \frac{h_+}{2} \right) E_x - \frac{h_\times}{2} E_y .$$

Portanto, desconsideram-se os termos de segunda ordem  $\mathcal{O}(h_{+, \times}^2)$  ou superiores, na mudança de base dos tensores de Maxwell, vem:

$$F^{ab} = \begin{pmatrix} 0 & \left(1 - \frac{h_+}{2}\right)E_x - \frac{h_\times}{2}E_y & \left(1 + \frac{h_+}{2}\right)E_y - \frac{h_\times}{2}E_x & E_z \\ -\left(1 - \frac{h_+}{2}\right)E_x + \frac{h_\times}{2}E_y & 0 & B_z & -\left(1 - \frac{h_+}{2}\right)B_y - \frac{h_\times}{2}B_x \\ -\left(1 + \frac{h_+}{2}\right)E_y + \frac{h_\times}{2}E_x & -B_z & 0 & \left(1 + \frac{h_+}{2}\right)B_x + \frac{h_\times}{2}B_y \\ -E_z & \left(1 - \frac{h_+}{2}\right)B_y + \frac{h_\times}{2}B_x & -\left(1 + \frac{h_+}{2}\right)B_x - \frac{h_\times}{2}B_y & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

$$\mathfrak{F}^{ab} = \begin{pmatrix} 0 & \left(1 - \frac{h_+}{2}\right)B_x - \frac{h_\times}{2}B_y & \left(1 + \frac{h_+}{2}\right)B_y - \frac{h_\times}{2}B_x & B_z \\ -\left(1 - \frac{h_+}{2}\right)B_x + \frac{h_\times}{2}B_y & 0 & -E_z & \left(1 - \frac{h_+}{2}\right)E_y + \frac{h_\times}{2}E_x \\ -\left(1 + \frac{h_+}{2}\right)B_y + \frac{h_\times}{2}B_x & E_z & 0 & -\left(1 + \frac{h_+}{2}\right)E_x - \frac{h_\times}{2}E_y \\ -B_z & -\left(1 - \frac{h_+}{2}\right)E_y - \frac{h_\times}{2}E_x & \left(1 + \frac{h_+}{2}\right)E_x + \frac{h_\times}{2}E_y & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Com a definição da derivada covariante  $\nabla_c F^{ab} = \partial_c F^{ab} + \Gamma^a_{dc} F^{db} + \Gamma^b_{cd} F^{ad}$  (D'INVERNO, 1992) aplicada aos tensores de Maxwell na Equação (4.10) e, desde que o tensor métrico ( $g^{ab}$ ) e sua inversa ( $g_{ab}$ ), desconsiderando os termos de segunda ordem ou maior, seja:

$$g^{ab}(t, z) = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + h_+ & h_x & 0 \\ 0 & h_x & 1 - h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

$$g_{ab}(t, z) = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - h_+ & -h_x & 0 \\ 0 & -h_x & -1 + h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

são usados para calcular as conexões  $\Gamma^a_{bc}$ :

$$\begin{aligned} \Gamma_{[02]2} &= -\Gamma_{[01]1} = \frac{1}{2} \frac{\partial h_+}{\partial t}, & \Gamma_{[32]2} &= -\Gamma_{[31]1} = \frac{1}{2} \frac{\partial h_+}{\partial z}, \\ \Gamma_{[20]1} &= -\Gamma_{[01]2} = \frac{1}{2} \frac{\partial h_\times}{\partial t}, & \Gamma_{[13]2} &= -\Gamma_{[32]1} = \frac{1}{2} \frac{\partial h_\times}{\partial z}, \end{aligned}$$

onde, por exemplo  $\Gamma_{[01]1}$  representa  $\Gamma_{011} = -\Gamma_{101}$ .

Portanto, desconsiderando os termos de segunda ordem ou maiores, as equações de Maxwell acopladas às ondas gravitacionais, num referencial comóvel, ficam:

$$\nabla \times \vec{E}^{(1)} + \frac{\partial \vec{B}^{(1)}}{\partial t} = -\vec{j}_B^{(1)}, \quad (4.14a)$$

$$\nabla \times \vec{B}^{(1)} - \frac{\partial \vec{E}^{(1)}}{\partial t} = 4\pi\vec{j}^{(1)} + \vec{j}_E^{(1)}, \quad (4.14b)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}^{(1)} = 4\pi\rho^{(1)}, \quad (4.14c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}^{(1)} = 0. \quad (4.14d)$$

As densidades de corrente induzidas pelas OGs,  $\vec{j}_B$  e  $\vec{j}_E$ , são dadas na Equação (4.15). Importante destacar que as funções, no espaço de Fourier ou Laplace,  $h_{+, \times}$  são arbitrárias, suas formas dependem da fonte de radiação gravitacional <sup>6</sup>.

$$\vec{j}_B^{(1)} = -\frac{B_x^{(0)}}{2} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} h_+ \\ h_\times \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.15a)$$

$$\vec{j}_E^{(1)} = \frac{B_x^{(0)}}{2} \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} h_\times \\ -h_+ \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.15b)$$

O efeito da OG é induzir pequenas perturbações em todas as quantidades do plasma. Então, todas as equações são linearizadas em torno do estado não-perturbado.

### 4.2.2 Equações de fluido

Da conservação de energia da MHD ideal, que não é levado em conta nenhum efeito dissipativo - viscosidade, efeito Joule, fluxo de calor e resistividade - encontra-se a equação adiabática:

---

<sup>6</sup>Note que na Referência [Moortgat \(2006\)](#), a expressão  $\vec{j}_E^{(1)}$  tem um sinal diferente daquela obtido aqui, ainda que suas interpretações sejam corretas.

$$p^{(0)} = k(\rho_m^{(0)})^\Gamma, \quad (4.16)$$

tal que  $\Gamma$  é o índice adiabático,  $4/5 \leq \Gamma \leq 5/3$ .

Considerando novamente as condições da MHD ideal e a primeira lei da termodinâmica (CALLEN, 1985),  $dU = dQ - pdV$ , onde  $U$  é energia interna do sistema por unidade de massa,  $p$  é pressão do plasma,  $Q$ , o fluxo de calor e  $V$ , volume específico por unidade de massa ( $V = 1/\rho_m$ ). Tem-se  $dU = -pdV$  ou, substituindo a Equação (4.16), vem:

$$U^{(0)} = \frac{p^{(0)}}{\rho_m^{(0)}(\Gamma - 1)}.$$

Definindo a matéria-energia total relativística com respeito a quadri-velocidade de um fluido como <sup>7</sup>:

$$\mu^{(0)} = \rho_m(c^2 + U^{(0)}) = \rho_m^{(0)}c^2 + \frac{p^{(0)}}{\Gamma - 1}. \quad (4.17)$$

A entalpia relativística (com unidade  $\text{Nm}^{-2}$ ) é dada por  $w = U + pV$  (CALLEN, 1985; SPRUIT; DRENKHAHN, 2004), então:

$$w^{(0)} = \mu^{(0)} + p^{(0)}, \quad (4.18)$$

onde  $\mu^{(0)}$  e  $p^{(0)}$  são consideradas pressões mecânicas.

Assim, utilizando as expressões nas Equações (4.16), (4.17) e (4.18), facilmente, a expressão da velocidade adiabática do som relativística comóvel é derivada:

$$c_s^2 = \left. \frac{\partial p}{\partial \mu} \right|_{ad} = \frac{\Gamma p^{(0)}}{w^{(0)}}. \quad (4.19)$$

A entalpia assume valor da densidade de matéria  $\mu^{(0)}$  quando a pressão do plasma é negligenciada. Isto é, considerando a aproximação de plasma frio. A conservação da energia e momento segue da divergência do tensor Energia-Momento para um

---

<sup>7</sup>Para melhor visualização, a constante da luz  $c$  fica explícita.

plasma magnetizado:

$$\nabla_b T^{ab} = \nabla_b \left[ (\mu + p) u^a u^b + p g^{ab} + \frac{1}{4\pi} \left( F^a_c F^{bc} - \frac{1}{4\pi} F^{cd} F_{cd} \right) \right].$$

Portanto, com auxílio da conservação de densidade de matéria em repouso, Equação (4.1):

$$\partial \rho_m^{(1)} / \partial t + \rho_m^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}^{(1)} = 0 ,$$

. a equação de conservação da densidade de matéria-energia num referencial comóvel para a primeira ordem fica:

$$\frac{\partial p^{(1)}}{\partial t} + \Gamma p^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}^{(1)} = 0 . \quad (4.20)$$

Ainda da conservação de energia e momento, a equação de conservação de momento num referencial comóvel para primeira ordem é dada por:

$$\left( \mu^{(0)} + p^{(0)} \right) \frac{\partial \vec{v}^{(1)}}{\partial t} + \nabla p^{(1)} = \vec{j}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} , \quad (4.21)$$

de forma que o gradiente da pressão pode ser substituído pela Equação (4.19), escrita na maneira  $\nabla p^{(1)} = c_s^2 \nabla \mu^{(1)}$ .

### 4.3 Fenômenos do plasma

Antes de encontrarmos as soluções para o conjunto fechado das equações do acoplamento OG-plasma, algumas interpretações sobre essas expressões podem nos ajudar a entender o cenário proposto. O leitor pode estar acostumado com alguns fenômenos dos plasmas discutidos em várias referências, por exemplo, do livro *Fundamentals of Plasma Physics* de Bittencourt (2004), mas o intuito dessa seção é também entender a influência da amplitude  $h$  da onda gravitacional nos parâmetros do plasma.

Uma das aproximações normalmente usadas em MHD consiste em negligenciar o termo  $\epsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t$  na equação de Maxwell. Em geral, a densidade de corrente de carga é escrita como  $\vec{j} = \sigma_0 \cdot \vec{E}$ , onde  $\mathbb{S}$  denota a díada de condutividade. Dimensionalmente, tem-se:

$$j \approx \sigma E ,$$

$$\epsilon_0 \left| \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right| \approx \epsilon_0 E / \tau ,$$

onde  $\tau$  representa um tempo característico para mudança no campo elétrico. A razão dois termos fica:

$$\epsilon_0 \frac{|\partial \vec{E} / \partial t|}{\vec{j}} \sim \frac{\epsilon_0}{\sigma_0 \tau} .$$

Para o fluido aqui considerado,  $\sigma_0$  é muito grande e  $\epsilon_0$  é da ordem de  $10^{-11}$  Farad/m. Consequentemente:

$$\epsilon_0 \frac{|\partial \vec{E} / \partial t|}{\vec{j}} \sim \frac{10^{-11}}{\sigma_0 \tau} ,$$

onde  $\tau$ , em segundos, mostra que esta aproximação não é válida apenas quando são considerados tempos característicos extremamente pequenos.

No cenário de plasma MHD circundante às binárias durante a coalescência, é uma aproximação plausível. Durante este capítulo, para estudar os fenômenos, negligenciaremos, na medida do possível, o termo  $\epsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t$ .

### 4.3.1 Fluxo ou difusão

Usando a Lei de Ohm generalizada simplificada na forma:

$$\vec{j}^{(1)} = \sigma_0 (\vec{E}^{(1)} + \vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}) .$$

E substituindo na equação de Maxwell, Equação (4.14a), chega-se a seguinte expressão para o campo magnético:

$$\frac{\partial \vec{B}^{(1)}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(1)}) + \frac{\nabla^2 \vec{B}^{(1)}}{\mu_0 \sigma_0} + \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \nabla \times \vec{j}_E^{(1)} - \vec{j}_B^{(1)} , \quad (4.22)$$

onde foi utilizado identidade vetorial e  $\nabla \cdot \vec{B}^{(0)} = 0$ .

A equação descreve a sensibilidade do campo magnético para o movimento do fluido

(termo de fluxo) e condutividade do plasma (termo de difusão). Naturalmente, sem a presença da OG, o termo que representa o fluxo do plasma é dado por  $\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}$ , e o termo de difusão é dado por  $\vec{B}^{(1)}/(\mu_0\sigma_0)$ . Entretanto, como as contribuições da amplitude da OG se acoplam às linhas de campo magnético, era esperado que as duas contribuições fossem aparecer nesta expressão. O termo  $\vec{j}_E^{(1)}$  evolui com a variação do espaço e possui o termo de condutividade elétrica, contribuindo para o difusão do fluido. O termo  $\vec{j}_B^{(1)}$  descreve a evolução no tempo do acoplamento, pode ser visto como um campo magnético perturbado adicional ao campo magnético perturbado devido às oscilações sobre as linhas de campo de fundo.

Se o plasma é altamente condutivo,  $\sigma_0 \rightarrow 0$ , então a expressão reduz ao rotacional de  $\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}$  e ao termo  $\vec{j}_B^{(1)}$ :

$$\frac{\partial \vec{B}^{(1)}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}) - \vec{j}_B^{(1)} . \quad (4.23)$$

Esta expressão descreve o fluxo de um fluido condutor. Enquanto o plasma é perturbado devido às oscilações da OG, as perturbações acontecem no plano perpendicular à propagação da OG, o plasma flui ao longo no eixo- $z$ .

Geralmente, verifica se um sistema é dominado pela difusão ou pelo fluxo através do número de Reynolds magnético,  $R_M$ . Quando  $R_M \gg 1$ , o fluxo domina e o campo magnético se move com o fluxo. Caso contrário,  $R_M \ll 1$ , o termo de difusão domina, então o campo magnético decai com a distância do sistema.

É possível verificar o número de Reynolds através da equação de Maxwell, Equação (4.14b), dimensionalmente:

$$|\vec{B}^{(1)}| \approx \mu_0 L |\vec{j}^{(1)}| + L |\vec{j}_E^{(1)}| ,$$

onde  $L$  é uma dimensão característica do sistema. Como  $|\vec{j}^{(1)}| \approx |\sigma_0 \vec{v}^{(1)} \vec{B}^{(0)}|$ , o número de Reynolds pode ser escrito como:

$$R_M = \mu_0 L \sigma_0 |\vec{v}^{(1)}| \gg |h| , \quad (4.24)$$

lembrando que  $\vec{B}^{(1)} \ll \vec{B}^{(0)}$ , pela definição de perturbação. Portanto, neste caso, para o domínio do fluxo, basta  $\vec{v}^{(1)} \gg |h|/(\mu_0 L \sigma_0)$ , o que não seria muito difícil considerando as dimensões do plasma astrofísico e a condutividade do sistema, ainda

mais que, num regime de campo fraco,  $h \ll 1$ .

### 4.3.2 Equação de Langevin

Considerando uma forma mais simples da equação de movimento para uma plasma ionizado, a equação de Langevin para os elétrons sob a ação de força de Lorentz e forças colisionais pode ser escrita:

$$m_e \frac{D\vec{v}_e}{Dt} = -e(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + (\vec{F}_{col})_e, \quad (4.25)$$

onde  $m_e$ ,  $e$  são massa e carga do elétron, respectivamente,  $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla$  representa a derivada total,  $\vec{v}_e$  é a velocidade dos elétrons,  $(\vec{F}_{col})_e$  denota simbolicamente a taxa de mudança de *momentum* médio do elétron devido às colisões com partículas neutras. Este pode ser expresso como o produto do *momentum* médio do elétron com a frequência da colisão efetiva  $\nu_e$  para transferir o *momentum* entre os elétrons e as partículas neutras:

$$(\vec{F}_{col})_e = -\nu_e m_e \vec{v}_e.$$

Nesta expressão, foi negligenciado o movimento médio das partículas neutras, já que elas são muito mais pesadas que os elétrons. Assim, a equação de Langevin linearizada pode ser reescrita como:

$$m_e \frac{D\vec{v}_e^{(1)}}{Dt} = -e(\vec{E}^{(1)} + \vec{v}_e^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}) - \nu_e m_e \vec{v}_e^{(1)}. \quad (4.26)$$

A derivada total contém o termo não linear  $(\vec{v}_e \cdot \nabla)\vec{v}_e$ , que é chamado de termo inercial em fluidos dinâmicos. A omissão desse termo inercial é justificada quando a velocidade média e suas derivadas espaciais são pequenas ou quando  $\vec{v}_e$  é normal ao seu gradiente, numa situação de ondas transversais, como é o caso aqui.

Do conjunto de equações de Maxwell, Equação (4.14a), considerando a evolução dos parâmetros  $\propto e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ , fica:

$$\vec{B}^{(1)} - \frac{B^{(0)}}{2} \begin{pmatrix} h_+ \\ h_\times \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\vec{k} \times \vec{E}^{(1)}}{\omega}, \quad (4.27)$$

se considerarmos  $\vec{k} = k\hat{z}$ , então:

$$E_y^{(1)} = -\frac{\omega}{k}(B_x^{(1)} - \frac{B_x^{(0)}}{2}h_+) , \quad (4.28)$$

$$E_x^{(1)} = -\frac{\omega}{k}(B_y^{(1)} - \frac{B_x^{(0)}}{2}h_\times) , \quad (4.29)$$

$$B_z^{(1)} = 0 . \quad (4.30)$$

Considerando a propagação no eixo- $z$ , assim como a onda gravitacional, era esperado que não existisse campo magnético perturbado nessa direção, pois a oscilação da emissão gravitacional perturba no plano perpendicular ao eixo de propagação. Apenas os campos magnéticos no plano  $x - y$  são perturbados. O termo que contém a amplitude da OG tem aspecto de campo magnético.

Agora, usando a equação da Lei de Ohm generalizada para um plasma altamente condutor, Equação (4.5), para um campo magnético de fundo apenas na direção  $\hat{x}$ , a componente  $v_z^{(1)}$  associada ao fluido fica:

$$v_z^{(1)} = \frac{\omega}{k} \left( \frac{B_x^{(1)}}{B_x^{(0)}} - h_+ \right) . \quad (4.31)$$

Portanto, a velocidade perturbada do plasma tem ordem da velocidade da propagação da onda no plasma  $\omega/k$  que é da ordem da velocidade da luz. Quanto maior a perturbação no campo magnético, maior é a velocidade do plasma. Por outro lado, se a amplitude da OG é da ordem de  $B_x^{(1)}/B_x^{(0)}$ , a velocidade seria nula, dessa forma, num regime de campo gravitacional fraco, onde  $h \ll 1$ , essa modelagem é favorecida.

Retornando à equação de Langevin, Equação (4.26), considere a situação para o gás de elétrons sem campo magnético de fundo ( $\vec{B}^{(0)} = 0$ ) e sem movimento térmico dos elétrons ( $\nabla \cdot \mathbb{P}$ ), conseqüentemente, uma equação de estado constante, a equação fica:

$$-e\vec{E}^{(1)} - m_e\nu_c\vec{v}_e^{(1)} = 0 , \quad (4.32)$$

com  $\vec{j}^{(1)} = -en_e\vec{v}_e^{(1)}$ :

$$\vec{j}^{(1)} = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c} \vec{E}^{(1)} . \quad (4.33)$$

Pela Lei de Ohm generalizada,  $\vec{j}^{(1)} = \sigma_0 \vec{E}^{(1)}$ , identifica-se a seguinte expressão para a condutividade de um gás de elétrons isotrópico:

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c}$$

Isto é, na ausência de um campo magnético de fundo, o plasma é isotrópico, com condutividade elétrica igual em todas as direções do plasma. Observe também que a condutividade elétrica é inversamente proporcional à frequência de colisão entre os elétrons e as partículas neutras.

Agora, adicionando campo magnético de fundo na expressão de Langevin, tem-se:

$$-e(\vec{E}^{(1)} + \vec{v}_e^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}) - m_e \nu_c \vec{v}_e^{(1)} = 0 , \quad (4.34)$$

usando  $\vec{j}^{(1)} = -en_e \vec{v}_e^{(1)}$ :

$$\vec{j}^{(1)} = \sigma_0(\vec{E}^{(1)} + \vec{v}_e^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}) , \quad (4.35)$$

que é exatamente a Lei de Ohm Generalizada Simplificada, negligenciando o movimento térmico dos elétrons ( $\nabla \cdot \mathbb{P}_e$ ) e a variação temporal da densidade de corrente elétrica ( $\partial \vec{j}^{(1)} / \partial t$ ).

Em um plasma altamente condutor, fazendo a frequência de colisões  $\nu_c \rightarrow 0$ , o elétron tem uma velocidade de deriva perpendicular ao campo eletromagnético ( $\vec{E}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}$ ):

$$\vec{v}_{e\perp}^{(1)} = \frac{\vec{E}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}}{B^{(0)2}} .$$

Desde que o resultado seja independente da massa e da carga da partícula, ambos os elétrons e íons se movem juntos com essa velocidade de deriva, assim não existe corrente elétrica associada a esse movimento.

Para um campo magnético de fundo no plano  $x-z$ , as componentes das velocidades de deriva são  $(v_x^{(1)}, v_y^{(1)}, v_z^{(1)}) = (1/B^{(0)2})(E_y^{(1)}B_z^{(0)}, [E_z^{(1)}B_x^{(0)} - E_x^{(1)}B_z^{(0)}], -E_y^{(1)}B_x^{(0)})$ . Observando as Equações (4.28), se  $B_z^{(0)}$  é máximo, as contribuições associadas à OG desaparecem. Por outro lado, se  $B_x^{(0)}$  é máximo, existe uma maior contribuição da OG. Dessa forma, a velocidade de deriva dos íons e elétrons  $v_z^{(1)}$  se torna mais interessante (na próxima seção veremos que  $v_y^{(1)}$  desaparece se o campo magnético estiver em apenas uma direção.). Este resultado mostra que num cenário de campo magnético de fundo orientado exclusivamente no eixo perpendicular da propagação da OG (neste caso,  $B_x^{(0)} \perp k_{OG}$ ), as partículas carregadas se movimentariam na direção da OG, perpendicular ao eixo de perturbação.

### 4.3.3 Díada condutiva

Ainda da Lei de Ohm Generalizada Simplificada  $\vec{j}^{(1)} = \sigma_0(\vec{E}^{(1)} + \vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)})$ , substituindo  $\vec{v}_e^{(1)} = -\vec{j}^{(1)}/(en_e)$  com  $\vec{B}^{(0)} = (B_x^{(0)}, 0, B_z^{(0)})$ , encontra-se o sistema de equações:

$$\vec{j}^{(1)} = \sigma_0 \vec{E}^{(1)} - \frac{\sigma_0}{en_e} \times \vec{B}^{(0)} \quad (4.36)$$

Resolvendo este sistema de equações, a densidade de corrente de carga associada aos elétrons fica:

$$\vec{j}^{(1)} = \mathbb{S} \cdot \vec{E}^{(1)},$$

onde  $\mathbb{S}$  é chamada de tensor ou díada condutiva dada por:

$$\mathbb{S} = \frac{\sigma_0}{\nu_c^2 + \Omega_x^2 + \Omega_z^2} \begin{pmatrix} \nu_c^2 + \Omega_x^2 & -\Omega_z \nu_c & \Omega_x \Omega_z \\ \Omega_z \nu_c & \nu_c^2 & -\Omega_x \nu_c \\ \Omega_x \Omega_z & \Omega_x \nu_c & \nu_c^2 + \Omega_z^2 \end{pmatrix}, \quad (4.37)$$

definindo  $\nu_c$  é a frequência de colisão dos elétrons com as partículas neutras e  $\Omega_{x,z} = e^2 B_{x,z}^{(0)2} / m_e^2$  é a frequência ciclotron do elétron em relação às linhas de campo magnético  $B_x^{(0)}$  e  $B_z^{(0)}$ , respectivamente.

Este resultado mostra que um plasma imerso num campo magnético se torna anisotrópico, a corrente elétrica depende da direção do campo magnético. Se este plasma com campo magnético intenso for rarefeito, com poucas colisões entre elétrons e partículas neutras, as correntes elétricas fluem essencialmente ao longo das linhas

de campo magnético de fundo.

Numa situação em que  $B_x^{(0)}$  é máximo, a corrente elétrica será prioritariamente na direção  $\hat{x}$ , pela regra da mão direita, produzindo um campo magnético na direção  $\hat{z}$ . Essa perturbação fica mais intensa quando a amplitude da OG influencia mais, portanto, próximo do *merger* da binária. Então, um campo magnético no eixo  $z$ , que não existe diretamente da perturbação do acoplamento, começa a ter valores significativos indiretos próximo ao *merger* devido à densidade de corrente elétrica.

O plasma pode também ser tratado como um meio dielétrico caracterizado por uma díada dielétrica. Ao invés da equação de Langevin, considere a equação de Maxwell, Equação (4.14b), com o resultado anterior  $\vec{j}^{(1)} = \mathbb{S} \cdot \vec{E}^{(1)}$ , fica:

$$\nabla \times \vec{B}^{(1)} = \mu_0 \left( \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}^{(1)}}{\partial t} + \mathbb{S} \cdot \vec{E}^{(1)} \right) + \frac{B_x^{(0)}}{2} \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} h_{\times} \\ -h_{+} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

Fazendo as variações como  $\nabla \propto i\vec{k}$  e  $\partial/\partial t \propto -i\omega$ , onde  $\omega$  é a frequência da perturbação, e definindo a díada identidade  $\mathbb{I}$ , obtém-se:

$$\nabla \times \vec{B}^{(1)} = -i\omega\mu_0\epsilon_0 \left( \mathbb{I} + \frac{i\mathbb{S}}{\omega\epsilon_0} \right) \vec{E}^{(1)} + \frac{B_x^{(0)}}{2} ik \begin{pmatrix} h_{\times} \\ -h_{+} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

Observe que as alterações na característica dielétrica do plasma acontecem no plano  $x-y$ , perpendicular à propagação da OG. Numa primeira interpretação, a amplitude  $h$  aumenta a rigidez do plasma, tornando o plasma mais refringente quando a binária alcança o *merger*. O eixo  $z$  fica livre dessa refringência causada pelo acoplamento.

Uma das propriedades fundamentais de um plasma é sua tendência para manter a neutralidade da carga elétrica em uma escala macroscópica sobre condições de equilíbrio. Quando esta neutralidade de carga macroscópica é perturbada, desbalanceando significativamente a carga, grandes forças de Coulomb vem atuar, cuja tendência é restaurar a neutralidade macroscópica.

Para estudar as características do plasma de elétrons e as oscilações, por enquanto, considere o modelo de plasma frio, em que o movimento térmico da partícula e o gradiente de pressão não são levados em conta. Negligenciando o movimento dos

íons e assumindo uma perturbação muito pequena na densidade de elétrons:

$$n_e(\vec{r}, t) = n_e^{(0)} + n_e^{(1)}(\vec{r}, t) , \quad (4.40)$$

A equação da continuidade de matéria e conservação de *momentum*, considerando  $\rho = m_e n_e$ , se tornam:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e^{(1)} + n_e^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}_e^{(1)} = 0 , \quad (4.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_e^{(1)} - \frac{1}{m_e n_e} \vec{j}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} = 0 , \quad (4.42)$$

levando a derivada no tempo na primeira equação, substituindo pela segunda, usando  $\vec{j}^{(1)} = -en_e^{(0)} \vec{v}_e^{(1)}$  e  $\nabla \cdot \vec{E}^{(1)} = \rho^{(1)}/\epsilon_0 = -en_e/\epsilon_0$ , tem-se a equação para a densidade numérica de elétrons perturbada:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e^{(1)} + \omega_{pe}^2 n_e^{(1)} = 0 , \quad (4.43)$$

cuja solução é dada por:

$$n_e^{(1)}(\vec{r}, t) = n_e^{(1)}(\vec{r}) \exp(-i\omega_{pe}t) ,$$

onde  $\omega_{pe}^2 = e^2 n_e^{(0)} / (m_e \epsilon_0)$  é chamada de frequência de plasma. Portanto, desconsiderando o gradiente de pressão, a densidade de elétrons varia com a frequência do plasma que depende da densidade de elétrons inicial.

Da equação da continuidade de matéria e conservação de *momentum*, com a equação de Maxwell,  $\nabla \cdot \vec{E}^{(1)} = \rho^{(1)}/\epsilon_0$ , pode-se tirar a seguinte expressão, considerando  $\partial/\partial t \propto -i\omega t$ :

$$\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega}\right) \nabla \cdot \vec{E}^{(1)} .$$

A solução não trivial dessa situação requer  $\omega = \omega_{pe}$ . Isto é, todas as perturbações variam harmonicamente no tempo na frequência do plasma de elétrons. Neste caso, não existe mudança na fase um ponto para outro, implicando na ausência de propagação de ondas. As oscilações são estacionárias. Da equação de *momentum*, observa-se que

a velocidade do elétrons está na mesma direção que o campo elétrico, então, essas oscilações são longitudinais.

Agora, utilizando as equações de Maxwell, Equações (4.14a) e (4.14b):

$$\nabla \times \vec{E}^{(1)} = i\omega \vec{B}^{(1)} - \vec{j}_B^{(1)}, \quad (4.44)$$

$$\nabla \times \vec{B}^{(1)} = \mu_0 \vec{j}^{(1)} - i\mu_0 \epsilon_0 \omega \vec{E}^{(1)} + \vec{j}_E^{(1)}, \quad (4.45)$$

usando a densidade de corrente elétrica como  $\vec{j}^{(1)} = in_e^{(0)} e^2 / (\omega m_e)$ , tem-se:

$$\nabla \times \vec{B}^{(1)} = -i\omega \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}^{(1)} + \vec{j}_E^{(1)}, \quad (4.46)$$

onde  $\epsilon_r = -1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$ .

Para as oscilações do plasma de elétrons, fazendo  $\omega = \omega_{pe}$ , então  $\epsilon_r = 0$ , tem-se:

$$\nabla \times \vec{B}^{(1)} = \vec{j}_E^{(1)}.$$

Numa situação sem gradiente de pressão e devido à ausência de perturbação no eixo  $z$  da onda gravitacional, neste eixo, as oscilações de plasma são estacionárias, longitudinais e eletrostáticas. Geralmente referidas como oscilações de Langmuir. Quando o efeito do gradiente de pressão é incluído na equação de movimento, essas oscilações se tornam propagação de perturbações, comumente conhecidas como ondas de cargas no espaço ou ondas de Langmuir.

No plano perpendicular à propagação da OG, as oscilações devido às instabilidades causadas pelas perturbações na neutralidade do plasma não são eletrostáticas, o campo magnético se altera e de acordo com a amplitude da OG.

#### 4.3.4 Equações do movimento e energia modificadas

Na presença de um campo magnético intenso, o tensor de fluidor condutor sem viscosidade é anisotrópico. Quando a frequência ciclotron é muito maior que a frequência de colisão, uma partícula carregada gira muitas vezes em torno de uma linha de força magnética durante o tempo entre as colisões, então existe diferença entre a energia cinética das partículas em duas direções independentes, normal a  $\vec{B}$ , mas, em geral, nenhum na direção ao longo de  $\vec{B}$ . Denotando  $p_{\perp}$  e  $p_{\parallel}$  como pressões escalares no

plano normal a  $\vec{B}$  e ao longo de  $\vec{B}$ , respectivamente, o tensor de pressão de um fluido sem viscosidade:

$$\mathbb{P} = \begin{pmatrix} p_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & p_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & p_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (4.47)$$

pode ser rescrito como:

$$\mathbb{P} = p_{\perp} \mathbb{I} + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \hat{B} \hat{B}, \quad (4.48)$$

onde  $\mathbb{I}$  é a díada identidade e  $\hat{B} \hat{B} = \vec{B}^{(1)} \vec{B}^{(0)} / (\vec{B}^{(1)} \cdot \vec{B}^{(0)})$  representa a díada formada pelos vetores unitários  $\vec{B}^{(0)}$ .

Dessa forma, deve-se modificar a equação de *momentum* para incluir a anisotropia da díada de pressão. Aplicando o divergente na Equação (4.48) com  $\nabla \cdot \vec{B}^{(1)} = 0$ , tem-se:

$$\nabla \cdot \mathbb{P} = \nabla p_{\perp} + (\vec{B}^{(0)} \cdot \nabla) \left[ (p_{\parallel} - p_{\perp}) \frac{\vec{B}^{(1)}}{\vec{B}^{(1)} \cdot \vec{B}^{(0)}} \right], \quad (4.49)$$

usando a equação de Maxwell, Equação (4.14b), a equação do *momentum* pode ser rescrita como:

$$\rho_m^{(0)} \frac{D}{Dt} \vec{v}^{(1)} = -\nabla \left( p_{\perp} + \frac{\vec{B}^{(1)} \cdot \vec{B}^{(0)}}{2\mu_0} \right) + (\vec{B}^{(0)} \cdot \nabla) \left[ \frac{\vec{B}^{(1)}}{\mu_0} - \frac{(p_{\parallel} - p_{\perp}) \vec{B}^{(1)}}{\vec{B}^{(1)} \cdot \vec{B}^{(0)}} \right] - \frac{B_x^{(0)2}}{2\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} -B_z^{(0)} h_+ \\ -B_z^{(0)} h_{\times} \\ B_x^{(0)} h_+ \end{pmatrix}. \quad (4.50)$$

Esta equação difere da usual equação para um fluido condutor sem viscosidade. Geralmente, sem o termo gravitacional, referida como uma equação de *momentum* modificada por Parker. Importante notar que, diferente das equações para o campo magnético, os efeitos das perturbações causadas pela OG são vistos nas três componentes da velocidade, inclusive na componente  $z$ . As componentes  $x$  e  $z$  se acoplam à polarização  $+$  da OG, apenas a componente  $y$  se acopla à polarização  $\times$ . Isto adianta um resultado que apresentaremos na seção 4.4, a polarização da OG se acopla em modos diferentes das ondas MHD. A polarização  $+$  se acopla à onda magnetossônica

e a polarização  $\times$  se acopla à onda Alfvén. Dessa forma, as duas componentes  $v_x^{(1)}$  e  $v_z^{(1)}$  estão relacionadas ao modo magneto-acústico e a componente  $v_y^{(1)}$  ao outro modo, Alfvén.

Ainda observando a Equação 4.50, a contribuição da OG acrescenta no termo gradiente da expressão, isto é, entra como densidade de energia, neste caso, densidade de energia no campo magnético de fundo devido às oscilações gravitacionais.

Para complementar a equação de *momentum*, é necessária a equação de mudança de  $p_\perp$  e  $p_\parallel$  no tempo, portanto, da equação de energia geral, Equação (4.3), para um fluido condutor, sem condução de calor e efeito Joule, tem-se:

$$\frac{D}{Dt} \left[ \frac{3p^{(1)}}{2} \right] + \frac{3p^{(0)}}{2} (\nabla \cdot \vec{v}^{(1)}) + (\mathbb{P} \cdot \nabla) \cdot \vec{v}^{(1)} = 0 . \quad (4.51)$$

O traço de  $\mathbb{P}$  é  $p = 1/3(2p_\perp + p_\parallel)$ , então  $3p/2$  representa a densidade de energia térmica total. Substituindo a díada da pressão, Equação (4.48), na expressão da conservação da *energia*, a equação se torna:

$$\frac{D}{Dt} [2p_\perp^{(1)} + p_\parallel^{(1)}] + (4p_\perp^{(0)} + p_\parallel^{(0)}) (\nabla \cdot \vec{v}^{(1)}) + 2(p_\parallel - p_\perp) (\hat{B}\hat{B} \cdot \nabla) \cdot \vec{v}^{(1)} = 0 . \quad (4.52)$$

Um campo magnético intenso restringe o movimento da partícula carregada apenas na direção transversa a  $\vec{B}$ , mas as partículas estão livres para mover distâncias grandes ao longo de  $\vec{B}$ . Esta é a razão para supor a contribuição na energia total, surgindo do movimento paralelo a  $\vec{B}$  que também satisfaz uma equação de energia similar. Esta conduz a equação para a parte da energia total devido ao movimento das partículas randômicas ao longo de  $\vec{B}$ :

$$\frac{Dp_\parallel^{(1)}}{Dt} + p_\parallel^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}^{(1)} + 2p_\parallel^{(0)} (\hat{B}\hat{B} \cdot \vec{v}^{(1)}) = 0 \quad (4.53)$$

$$\frac{Dp_\perp^{(1)}}{Dt} + 2p_\perp^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}^{(1)} - p_\perp^{(0)} (\hat{B}\hat{B} \cdot \vec{v}^{(1)}) = 0 . \quad (4.54)$$

Elas podem ser rescritas em uma forma mais compacta. Para isso, deve se utilizar as Equações (4.14a), (4.5) e (4.1). Após algumas manipulações, chega-se às equações

adiabáticas para um fluido condutor em um campo magnético intenso, sem estarem linearizadas:

$$\frac{D}{Dt} \left[ \frac{p_{\parallel} B_x^2}{\rho_m^3} \right] = \frac{B_x^2 p_{\parallel}}{\rho_m^3} \frac{\partial}{\partial t} h_+ , \quad (4.55)$$

$$\frac{D}{Dt} \left[ \frac{p_{\perp}}{\rho_m B_x} \right] = -\frac{p_{\perp}}{2\rho_m B_x} \frac{\partial}{\partial t} h_+ . \quad (4.56)$$

Pode-se observar que a densidade e pressão de um plasma imerso num campo magnético intenso variam de forma distinta em cada eixo, causando a anisotropia do plasma. Essas expressões ocupam o lugar da equação da energia adiabática para plasmas isotrópicos  $D/Dt(p\rho_m^{-\gamma}) = 0$ .

Num cenário sem propagação de OG, a relação das grandezas seria constante no tempo, porém, com a presença da OG, os parâmetros são constantes no tempo se considerar a variação da variação da polarização + da OG. Este resultado é interessante, pois ele mostra que o modo MHD acoplado à amplitude  $h_+$ , o modo magnetossônico, tem relação com a variação da pressão e densidade do plasma. Resultado esperado deste modo, já que a onda magnetossônica ao se propagar no plasma causa rarefação ou compressão das linhas de campo magnético, consequentemente, da densidade e pressão do plasma. Por outro lado, o modo Alfvén, devido ao cisalhamento das linhas de campo magnético, não é capaz de alterar a densidade de matéria e pressão. Iremos discutir mais sobre isso na próxima seção.

#### 4.3.5 Integral da densidade de energia do plasma

Por fim, é necessário entender quais energias estão envolvidas no plasma, devido aos parâmetros que o descreve. Portanto, o intuito das próximas linhas é encontrar uma integral da energia total para o sistema hidromagnético acoplado com as OG.

Usando a equação de Maxwell, Equação (4.14b), para substituir a densidade de corrente  $\vec{j}^{(1)}$  na equação da conservação do *momentum*, Equação (4.21), tem-se:

$$\rho_m^{(0)} \frac{D\vec{v}^{(1)}}{Dt} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}^{(1)}) \times \vec{B}^{(1)} - \frac{1}{\mu_0} \vec{j}_E^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} - \nabla p^{(1)} . \quad (4.57)$$

Agora, fazendo o produto interno com  $\vec{v}^{(1)}$  e usando a equação da energia adiabática,

$D/Dt(p\rho_m^- \gamma) = 0$ , equação da continuidade de massa, Equação (4.1), e a equação de Maxwell, Equação (4.14a), a equação da conservação da energia pode ser rescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ 1/2\rho_m^{(0)}\vec{v}^{(1)2} + \frac{p^{(1)}}{\gamma - 1} + \frac{B^{(1)2}}{2\mu_0} \right] \quad (4.58)$$

$$+ \nabla \cdot \left[ 1/2\rho_m^{(0)}\vec{v}^{(1)2}\vec{v}^{(0)} + \frac{\gamma}{\gamma - 1}p^{(0)}\vec{v}^{(1)} + \vec{E}^{(1)} \times \vec{B}^{(1)} \right] \quad (4.59)$$

$$= -\frac{1}{\mu_0} \left[ \vec{B}^{(1)} \cdot \vec{j}_B^{(1)} + \vec{v}^{(1)} \cdot \vec{j}_E^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} \right] . \quad (4.60)$$

Os três primeiros termos na Equação (4.58) representam a densidade de energia cinética associada com o movimento macroscópico do fluido, a densidade de energia térmica e a densidade de energia armazenada no campo magnético, respectivamente. Os termos do lado direito antes da igualdade denotam o fluxo de energia cinética macroscópica, o fluxo de energia térmica transportada na velocidade média macroscópica, e o fluxo de energia eletromagnética (dada pela vetor de Poynting  $\vec{E}^{(1)} \times \vec{B}^{(1)}$ ), respectivamente.

O lado direito da Equação (4.58) é a contribuição na energia através do acoplamento da OG com o plasma magnetizado. O termo  $\vec{j}_B^{(1)}$  possui variação no tempo da amplitude da OG, enquanto o termo  $\vec{j}_E^{(1)}$  possui variação no espaço da amplitude da OG. Isto permite interpretar que a amplitude da OG participa da densidade de energia armazenada no campo eletromagnético e também do fluxo de energia, devido aos termos  $\vec{v}^{(1)}$  e  $B^{(0)2}$  multiplicando a amplitude  $h$ , é considerável que esse fluxo de energia esteja associado com a energia da pressão magnética causada pelas perturbações no plasma.

Se integrar a Equação (4.58) sobre todo o volume do fluido mais o vácuo, usando o teorema da divergência de Gauss para transformar o termo de divergência em uma integral de superfície, os primeiros termos da integral de superfície desaparecem, desde que  $\rho_m, pe\vec{v}$  são zero fora do fluido. O vector de Poynting desaparece para um sistema fechado e  $h$  é muito pequeno longe da fonte. A integral da conservação de energia, sem a contribuição da OG, seria dada por:

$$\int_V \left( 1/2\rho_m^{(0)}\vec{v}^{(1)2} + \frac{p^{(1)}}{\gamma - 1} + \frac{B^{(1)2}}{2\mu_0} \right) d^3r = \text{constante} . \quad (4.61)$$

Este resultado será utilizado no próximo capítulo, onde iremos calcular a energia armazenada no campo magnético perturbado através da interação da OG com o plasma do meio.

#### 4.4 Modelo GRMHD

Nesta seção, utilizaremos abaixo o conjunto fechado de equações diferenciais parciais em função de  $(z, t)$  para as 16 variáveis  $\vec{B}, \vec{E}, \vec{j}, \rho_m, \vec{v}, \mu, \rho, p$  que constitui a descrição MHD da relatividade geral de uma onda se propagando através de um plasma magnetizado relativístico, usando unidades Gaussianas (GONTIJO; MIRANDA, 2017).

Equações do campo eletromagnético:

$$\nabla \times \vec{E}^{(1)} + \frac{\partial \vec{B}^{(1)}}{\partial t} = -\vec{j}_B^{(1)} , \quad (4.62)$$

$$\nabla \times \vec{B}^{(1)} - \frac{\partial \vec{E}^{(1)}}{\partial t} = 4\pi \vec{j}^{(1)} + \vec{j}_E^{(1)} , \quad (4.63)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}^{(1)} = 4\pi \rho^{(1)} , \quad (4.64)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}^{(1)} = 0 , \quad (4.65)$$

e, equações de conservação do plasma:

$$\frac{\partial p^{(1)}}{\partial t} + \Gamma p^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}^{(1)} = 0 , \quad (4.66)$$

$$\nabla p^{(1)} = c_s^2 \nabla \mu^{(1)} , \quad (4.67)$$

$$\frac{\partial \rho_m^{(1)}}{\partial t} + \rho_m^{(0)} \nabla \cdot \vec{v}^{(1)} = 0 , \quad (4.68)$$

$$\left( \mu^{(0)} + p^{(0)} \right) \frac{\partial \vec{v}^{(1)}}{\partial t} + \nabla p^{(1)} = \vec{j}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} , \quad (4.69)$$

$$\vec{E}^{(1)} = -\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} , \quad (4.70)$$

onde, os termos gravitacionais são:

$$\vec{j}_B^{(1)} = -\frac{B_x^{(0)}}{2} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} h_+ \\ h_\times \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.71)$$

$$\vec{j}_E^{(1)} = \frac{B_x^{(0)}}{2} \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} h_\times \\ -h_+ \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.72)$$

e as constantes:

$$\mu^{(0)} = \rho_m^{(0)} + \frac{p^{(0)}}{\Gamma - 1}, \quad (4.73)$$

$$w^{(0)} = \mu^{(0)} + p^{(0)}. \quad (4.74)$$

Das Equações (4.62)-(4.72), com um pouco de manipulação matemática, chega-se à equação diferencial geral que descreve o sistema acoplado de OGs em um plasma magnetizado, para a variável  $\vec{v}^{(1)}(z, t)$ :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - u_m^2 \nabla \nabla \cdot \right) \vec{v}^{(1)} - \left[ \vec{u}_A \frac{\partial^2}{\partial t^2} - (\vec{u}_A \cdot \nabla) \nabla \right] \vec{v}^{(1)} \cdot \vec{u}_A = (\vec{u}_A \cdot \nabla)^2 \vec{v}^{(1)} - \vec{u}_A (\vec{u}_A \cdot \nabla) (\nabla \cdot \vec{v}^{(1)}) \\ + \frac{1}{\sqrt{4\pi\omega_{tot}}} \left[ \nabla (\vec{u}_A \cdot \vec{j}_B^{(1)}) - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{j}_E^{(1)} \times \vec{u}_A) - (\vec{u}_A \cdot \nabla) \vec{j}_B^{(1)} \right]. \end{aligned} \quad (4.75)$$

Torna-se necessário definir a velocidade de Alfvén generalizada –  $u_A$  – e a velocidade compressional misturada –  $u_m$ :

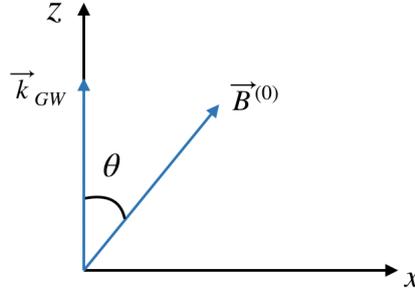
$$u_A^2 = \frac{|\vec{B}^{(0)}|^2}{4\pi\omega_{tot}}, \quad (4.76)$$

$$u_m^2 = \frac{\Gamma p^{(0)}}{\omega_{tot}} + \frac{|\vec{B}^{(0)}|^2}{4\pi\omega_{tot}}, \quad (4.77)$$

onde  $\omega_{tot} = w^{(0)} + \frac{|\vec{B}^{(0)}|^2}{4\pi}$  é a entalpia magnética relativística (pressão magnética e pressão mecânica).

As equações diferenciais são calculadas para o plasma fortemente magnetizado com o campo magnético de fundo  $B^{(0)}(x, z)$ , orientado no plano  $x - z$ , formando um ângulo  $\theta$  com o eixo  $z$ . As amplitudes da OG,  $h_{\times,+}(z, t)$ , se propagam ao longo do eixo  $z$  (representado na Figura 4.1). Estamos interessados no cenário em que as ondas gravitacionais e MHD são coerentes, ou seja, quando possuem a mesma direção de propagação, frequência e a diferença de fase permanece constante (o que significa que devem ter velocidades de fase bem próximas). Portanto, as ondas podem interagir por interferência construtiva ou destrutiva e trocar energia.

Figura 4.1 - Orientação geral do campo magnético de fundo em relação à direção da OG.



O modelo considera que o campo magnético de fundo forma o ângulo  $\theta$  com o vetor da OG (que está na direção  $z$ ). Não há perda de generalidade com essa escolha.

Fonte: Produção do autor.

A Equação (4.75) é resolvida algebricamente no espaço de Fourier, aplica-se a transformada de Fourier, Equação (D.4), tal que  $\omega$  e  $k$  são a frequência e o vetor de onda dos modos MHD, respectivamente. Considerando, a propagação da onda gravitaci-

onal ao longo do eixo- $z$ ,  $\vec{k}_{OG} = (0, 0, k_{OG})$ , com um ângulo arbitrário em relação ao campo magnético ambiente, que está no plano  $x - z$ ,  $\vec{B}^{(0)} = B_x^{(0)}\hat{x} + B_z^{(0)}\hat{z}$ . Além disso,  $\vec{u}_A = u_{A\perp}\hat{x} + u_{A\parallel}\hat{z}$  e  $\vec{v}^{(1)}(z, t) = v_x^{(1)}(z, t)\hat{x} + v_y^{(1)}(z, t)\hat{y} + v_z^{(1)}(z, t)\hat{z}$ ; a relação de dispersão fica:

$$D\vec{v}^{(1)} = \mathbf{J}_{OG}^{(1)}, \quad (4.78)$$

onde

$$D = \begin{pmatrix} \omega^2(1 - u_{A\perp}^2) - k^2 u_{A\parallel}^2 & 0 & -(\omega^2 - k^2)u_{A\parallel}u_{A\perp} \\ 0 & \omega^2 - k^2 u_{A\parallel} & 0 \\ -(\omega^2 - k^2)u_{A\parallel}u_{A\perp} & 0 & \omega^2(1 - u_{A\parallel}^2) - k^2(u_m^2 - u_{A\parallel}^2) \end{pmatrix}, \quad (4.79a)$$

$$\mathbf{J}_{OG}^{(1)} = -u_{A\perp}\omega k \begin{pmatrix} u_{A\parallel}h_+ \\ u_{A\parallel}h_\times \\ -u_{A\perp}h_+ \end{pmatrix}. \quad (4.79b)$$

As Equações (4.78) e (4.79) descrevem o acoplamento, *a priori*, para todos os sistemas que seguem as aproximações feitas até aqui (GONTIJO; MIRANDA, 2017). O lado esquerdo da Equação (4.78) é puramente magneto-hidrodinâmico, descrevendo os modos Alfvén e magnetossônicos. O lado direito é puramente gravitacional, quando não nulo e significativo, modifica o comportamento dos modos MHD. Portanto, a OG é a fonte de perturbação das grandezas do plasma. A função  $h_{+,\times}$  é arbitrária e deve ser utilizada no espaço de frequência.

As amplitudes  $h_{+,\times}$  no espaço de Fourier são os termos da fonte e dependem do estágio evolutivo do sistema binário. Na Referência Moortgat (2006), foi usada uma função de impulso como  $\delta(\omega - \omega_{OG}) \propto \mathcal{F}\{h_{+,\times}e^{i\omega_{OG}(z-t)}\}(\omega)$  para considerar apenas o instante imediatamente antes do *merger* das estrelas compactas. Neste trabalho, será utilizada uma forma de onda que reproduz a fase *inspiral* até instantes antes do *merger*, representada pelas Equações (3.33b) e (3.33a).

Uma abordagem inicial é obter uma solução homogênea para as ondas no plasma, isto exige apenas calcular o determinante de D, não nulo. Lembrando que  $u_A^2 = u_{A\perp}^2 + u_{A\parallel}^2$  e  $u_m^2 = c_s^2 + u_A^2$ , vem:

$$\omega = \pm k_A u_{A\parallel} , \quad (4.80)$$

$$\omega = \pm \frac{k_{s,f}}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(u_m^2 + c_s^2 \frac{u_{A\parallel}^2}{1 - u_A^2}\right) \sqrt{1 \pm \sqrt{(1 - \sigma)}}} , \quad (4.81)$$

sendo <sup>8</sup>

$$\sigma(\theta) \equiv \frac{4c_s^2 \frac{u_{A\parallel}^2}{1 - u_A^2}}{\left(u_m^2 + c_s^2 \frac{u_{A\parallel}^2}{1 - u_A^2}\right)^2} . \quad (4.82)$$

Estas soluções representam seis equações que descrevem os modos excitados do plasma MHD. O sinal negativo dentro da raiz da Equação (4.81) se refere às ondas magnetossônicas lentas (*slow*), com velocidade de fase  $u_s = \omega/k_s$ ; e o sinal positivo, às ondas magnetossônicas rápidas (*fast*), com velocidade de fase  $u_f = \omega/k_f$ . Estas velocidades são representadas abaixo:

$$u_{f,s}^2 = c_s \frac{u_{A\parallel}}{\sqrt{1 - u_A^2}} \left( \frac{1 \pm \sqrt{1 - \sigma}}{\sqrt{\sigma}} \right) . \quad (4.83)$$

Com auxílio da inversa da matriz D:

$$D^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\omega^2(u_{A\parallel}^2 - 1) - k^2(u_m^2 - u_{A\parallel}^2)}{\Lambda} & 0 & \frac{(\omega^2 - k^2)u_{A\parallel}u_{A\perp}}{\Lambda} \\ 0 & \frac{1}{\omega^2 - k^2u_{A\parallel}^2} & 0 \\ \frac{(\omega^2 - k^2)u_{A\parallel}u_{A\perp}}{\Lambda} & 0 & \frac{\omega^2(1 - u_{A\perp}^2) - k^2u_{A\parallel}^2}{\Lambda} \end{pmatrix} , \quad (4.84)$$

as soluções para o sistema linear não-homôgeneo são calculadas por:

$$v_\alpha^{(1)} = \left( D^{-1} \vec{J}_{OG}^{(1)} \right)_\alpha . \quad (4.85)$$

O termo  $\Lambda(\omega, k)$  é o determinante da matriz  $D^{-1}$ :

---

<sup>8</sup>As expressões aqui diferem por um fator  $1/(1 - u_A^2)$  daquela obtida pela Referência Moortgat (2006).

$$\Lambda(\omega, k) = u_{A\parallel}^2 c_s^2 k^4 + \omega^2 [(u_{A\perp}^2 - 1)u_m^2 + u_{A\parallel}^2 u_A^2] k^2 - \omega^4 (u_A^2 - 1), \quad (4.86)$$

ou, em função de seus auto-valores:

$$\Lambda(k, \omega) = (1 - u_A^2)(\omega^2 - k^2 u_s^2)(\omega^2 - k^2 u_f^2). \quad (4.87)$$

#### 4.4.1 Referencial comóvel

As equações acima estão no referencial próprio do plasma. Portanto, os resultados obtidos estão relacionados ao referencial que se move com a velocidade do plasma em torno das estrelas de nêutrons. Considerando o plasma congelado nas linhas do campo magnético, a velocidade do plasma é a mesma das estrelas, conforme representada na Equação (3.34).

##### 4.4.1.1 Ondas Alfvén

O modo Alfvén excitado no plasma se acopla à polarização  $\times$  da onda gravitacional. A solução desta onda no espaço  $(\omega, k)$  sai do termo  $D_{yy}^{-1}$ . Calculando  $v_y = D_{yy}^{-1} J_{OG_{yy}}^{(1)}$ , vem:

$$v_y^{(1)}(k, \omega) = -h_{\times}(\omega_{OG}) \frac{u_{A\parallel} u_{A\perp}}{\omega^2 - k^2 u_{A\parallel}^2} \omega k. \quad (4.88)$$

A velocidade perturbada  $v_y^{(1)}(k, \omega)$  é perpendicular ao campo magnético de fundo das binárias ( $v_y^{(1)} \perp \vec{B}^{(0)}$ ). Este campo define a velocidade Alfvén e sua direção, por dedução direta,  $v_y^{(1)} \perp \vec{k}_A$ . A propagação da onda Alfvén é mais rápida quando o campo magnético de fundo está paralelo ao eixo  $z$ , considerando sua velocidade de fase como  $\omega/k_A = u_{A\parallel} = u_A \cos \theta$ .

A velocidade  $v_y(k, \omega)$  depende explicitamente da polarização  $\times$  da OG  $h_{\times}(\omega_{OG})$  e da frequência da onda MHD perturbada.

Os campos perturbados magnético ( $B_y^{(1)}$ ) e elétricos ( $E_z^{(1)}$  e  $E_x^{(1)}$ ), e as outras quantidades do plasma ( $j_x^{(1)}$ ,  $j_z^{(1)}$  e  $\rho^{(1)}$ ) são calculadas por:

$$-\frac{E_z^{(1)}(k, \omega)}{B_x^{(0)}} = \frac{E_x^{(1)}(k, \omega)}{B_z^{(0)}} = -v_y^{(1)}(k, \omega) , \quad (4.89a)$$

$$B_y^{(1)}(k, \omega) = -v_y^{(1)}(k, \omega) \frac{B_x^{(0)}}{u_{A\parallel} u_{A\perp}} \frac{\omega^2 + k^2 u_{A\parallel}^2}{2\omega k} , \quad (4.89b)$$

$$j_x^{(1)}(k, \omega) = -\frac{i\omega}{4\pi} \frac{1 - u_{A\parallel}^2}{u_{A\parallel}^2} E_x^{(1)}(k, \omega) , \quad (4.89c)$$

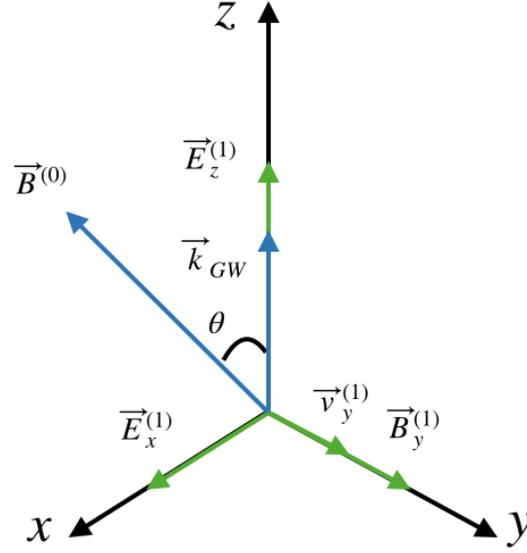
$$j_z^{(1)}(k, \omega) = \frac{i\omega}{4\pi} E_z^{(1)}(k, \omega) , \quad (4.89d)$$

$$\rho^{(1)}(k, \omega) = \frac{ik}{4\pi} E_z^{(1)}(k, \omega) . \quad (4.89e)$$

As direções dos campos eletromagnéticos perturbados e as outras grandezas físicas são mostradas na Figura 4.2. A interação é mais eficiente quando o número de onda ( $k_A$ ) da OA está paralela ao número de onda ( $k_{OG}$ ) da OG, em outras palavras, quando o campo magnético de fundo está paralelo à direção da OG, que corresponde a  $\theta \rightarrow 0$ . Neste caso a velocidade de fase Alfvén é máxima, no entanto, as componentes do campo elétrico ( $E_z^{(1)}$ ) e do campo magnético ( $B_y^{(1)}$ ) se tornam nulas. Este resultado já era esperado por alguns autores, veja (MACEDO P. G. E NELSON, 1983; PAPADOPOULOS et al., 2001).

Por causa da característica não compressional da OA, ela não produz perturbações na pressão  $p^{(0)}$  e nem na densidade de matéria  $\rho_m^{(0)}$ . Portanto, não faz sentido calcular  $p^{(1)}$ , nem  $\rho_m^{(1)}$ . Porém, as ondas Alfvén mudam o estado de neutralidade do plasma, produzindo densidades de correntes  $j_x^{(1)}$  e  $j_z^{(1)}$ , que são modificadas durante a coalescência da binária. Além disso, as ondas Alfvén produzem cisalhamento nas linhas do campo magnético de fundo como mostra a Equação (4.89b), onde as linhas do campo magnético perturbado são perpendiculares a  $B_x^{(0)}$ , durante a oscilação.

Figura 4.2 - Grandezas do Modo Alfvén.



O campo magnético de fundo está no plano  $x - z$  e faz um ângulo  $\theta$  com a direção da OG. A polarização  $\times$  excita o plasma, produzindo oscilações eletromagnéticas ( $E_z^{(1)}$ ,  $E_x^{(1)}$  e  $B_y^{(1)}$ ). As oscilações produzem cisalhamento nas linhas de campo magnético, este é o modo Alfvén (BITTENCOURT, 2004).

Fonte: Produção do autor.

#### 4.4.1.2 Ondas magneto-acústicas

É esperado que a polarização  $\times$  excite as ondas magnetossônicas rápida e lenta no plasma. Usando  $v_x = D_{xx}^{-1} J_{OG_{xx}}^{(1)} + D_{xz}^{-1} J_{OG_{zz}}^{(1)}$  e  $v_z = D_{zx}^{-1} J_{OG_{xx}}^{(1)} + D_{zz}^{-1} J_{OG_{zz}}^{(1)}$  para encontrar as componentes da velocidade de propagação no plasma, vem <sup>9</sup>:

$$v_z^{(1)}(k, \omega) = \frac{h_+(\omega_{OG})\omega^3 k u_{A\perp}^2}{(\omega^2 - k^2 u_f^2)(\omega^2 - k^2 u_s^2)}, \quad (4.90)$$

$$v_x^{(1)}(k, \omega) = -\frac{v_z(k, \omega)}{\tan \theta} \left[ 1 - \frac{c_s^2 k^2}{\omega^2 (1 - u_A^2)} \right], \quad (4.91)$$

aplicando pela definição da velocidade Alfvén que  $\tan \theta = u_{A\perp}/u_{A\parallel}$ .

As velocidades perturbadas do plasma pela propagação das ondas magnetossônicas

<sup>9</sup>Nós observamos que a Equação (4.91) difere daquela obtida pela Referência (MOORTGAT, 2006) por um fator  $1/(1 - u_A^2)$ .

dadas pelas Equações (4.90) e (4.91) são paralelas ao campo magnético de fundo ( $v_{x,z}^{(1)} \parallel \vec{B}^{(0)}$ ). A amplitude da OG com polarização + aumenta, enquanto a coalescência evolui, como consequência, ela perturba a velocidade do plasma e induz oscilações no plano  $x - z$ .

Pela definição na equação de Maxwell modificada, Equação (4.65), a perturbação do campo magnético é ortogonal à direção da oscilação do plasma. O campo magnético perturbado  $B_x^{(1)}$  é:

$$\begin{aligned} \frac{B_x^{(1)}(k, \omega)}{B^{(0)}} &= v_z^{(1)}(\omega, k) \text{sen}(\theta) - v_x^{(1)}(\omega, k) \cos \theta \\ &\quad - \frac{\omega}{\omega + k} \frac{1 - u_A^2}{u_A^2} \frac{v_x^{(1)}(\omega, k)}{\cos \theta}. \end{aligned} \quad (4.92)$$

A onda magnetossônica é uma onda compressional eletromagnética. A componente  $B_x^{(1)}$  está no mesmo plano formado pelo campo magnético de fundo, isto é, a intensidade do campo naquela direção aumenta, logo a densidade das linhas do campo magnético cresce e, considerando que a matéria carregada está congelada nas linhas de campo, ocorre um aumento da pressão e da densidade de matéria.

O campo elétrico perturbado ( $E_y^{(1)}$ ), a pressão mecânica perturbada ( $p^{(1)}$  e  $\mu^{(1)}$ ) e densidade de corrente ( $j_y^{(1)}$ ) são calculadas como:

$$p^{(1)}(k, \omega) = \frac{k}{\omega} \Gamma p^{(0)} v_z^{(1)}(\omega, k), \quad (4.93a)$$

$$\mu^{(1)}(k, \omega) = \frac{p^{(1)}}{c_s^2}, \quad (4.93b)$$

$$E_y^{(1)}(k, \omega) = -v_z^{(1)}(\omega, k) B_x^{(0)} + v_x^{(1)}(\omega, k) B_z^{(0)}, \quad (4.93c)$$

$$j_y^{(1)}(k, \omega) = -\frac{i\omega}{B^{(0)} \cos \theta} \frac{\Gamma p^{(0)}}{c_s^2} v_x^{(1)}(\omega, k), \quad (4.93d)$$

desde que  $\Gamma$  é o índice adiabático politrópico. Utilizou-se, quando necessário,  $u_f^2 u_s^2 = (c_s^2 u_{A\parallel}^2) / [(1 - u_A^2)]$  e  $u_f^2 + u_s^2 = u_m^2 + c_s^2 u_{A\parallel}^2 / (1 - u_A^2)$ .

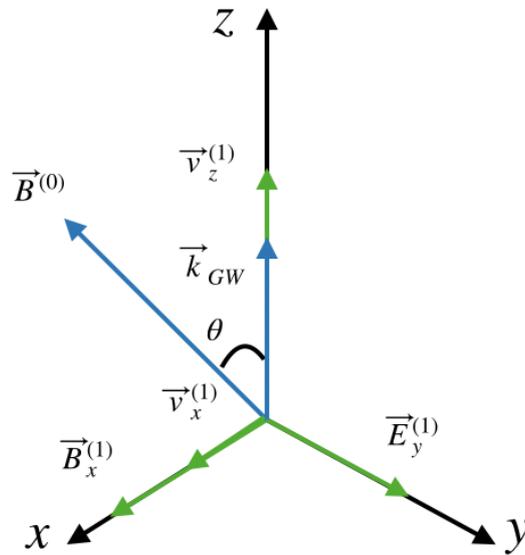
As direções dos campos eletromagnéticos e as outras grandezas físicas são mostradas na Figura 4.3. A interação OG-OMS é mais eficiente quando  $\theta \rightarrow \pi/2$ , já que as expressões  $v_z^{(1)}$  e  $B_x^{(1)}$  dependem de  $\text{sen} \theta$ .

A velocidade de fase da OMS é calculada pela Equação (4.81). Usualmente  $c_s \ll c$  e  $\sigma \rightarrow 0$  (dado pela Equação (4.82)), então a velocidade de fase da onda magnetossônica lenta é nula, independente do valor de  $\theta$ .

Nessas condições, a velocidade de fase da OMS rápida  $u_f \rightarrow u_A$ . Se  $u_A$ , em um plasma magnetizado fortemente, alcança  $c$ , então o OMS rápida e OG são coerentes e podem transferir uma grande quantidade de energia. A restrição na coerência das ondas é preservada, pois  $\nabla \cdot \vec{B}^{(1)} = 0$ , logo  $\vec{k}_f \cdot \vec{u}_A = 0$ . Isto é, a OMS rápida é incompressível e interage coerentemente com a OG, de acordo com Greco Antonio e Seta (1998).

Caso contrário, para  $\theta = 0^\circ$ , tem-se  $v_z^{(1)} = v_x^{(1)} = 0$  e, conseqüentemente,  $B_x^{(1)} = 0$ . Obviamente, não ocorre mais excitação da onda magnetossônica rápida.

Figura 4.3 - Grandezas do Modo Magneto-Acústico.



O campo magnético de fundo está no plano  $x - z$  e faz o ângulo  $\theta$  com a direção da OG. A polarização + excita o plasma, produzindo oscilações nos campos eletromagnéticos ( $E_y^{(1)}$  e  $B_x^{(1)}$ ). As oscilações produzem compressão nas linhas magnéticas, isto é o modo magneto-acústico (BITTENCOURT, 2004).

Fonte: Produção do autor.

#### 4.4.2 Referencial de repouso

As equações obtidas na última seção representam o sistema no referencial comóvel ao plasma congelado nas linhas de campo magnético. Deve-se considerar a energia de repouso das binárias para calcular a energia armazenada no plasma através da onda gravitacional. Uma maneira direta é calcular as variáveis perturbadas no referencial de repouso (referencial de laboratório) para depois encontrar a energia depositada no plasma devido à interação OG - MHD.

Considerando que o vento relativístico está na direção  $z$  (de fato, devido às características da modelagem, não há diferença na escolha da direção), o fator de Lorentz é escrito como  $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$ , o parâmetro  $\beta$  será calculado pela soma da velocidade do plasma (Equação (3.34)) em torno da binária de estrelas de nêutrons com a velocidade perturbada do plasma pela interação com a OG  $v_z^{(1)}$ , Equação (4.90). O plasma está congelado nas linhas magnéticas, conseqüentemente, a velocidade do plasma tem a mesma velocidade das estrelas se movendo no sistema binário.

Antes de continuar, vou chamar atenção do leitor para um detalhe. As variáveis estão no domínio da frequência devido à transformada de Fourier realizada na equação diferencial da seção anterior. Portanto, podemos seguir adiante por duas maneiras, ou as transformações de Lorentz são aplicadas diretamente nas variáveis do domínio da frequência ou os parâmetros do plasma são convertidos ao domínio do tempo pela transformada inversa de Fourier, aplica-se a transformada de Lorentz realizando o *boost* nas variáveis e depois retorna para o domínio da frequência. Esta última opção parece ser mais confusa ou trabalhosa, porém ela garante a interpretação intuitiva do domínio do tempo que estamos acostumados. Por esse motivo, os próximos passos seguirão a segunda maneira acima.

As velocidades de fase dos modos MHD se transformam como  $u'_{A\perp} = u_{A\perp}/[\gamma(1 - \beta u_{A\parallel})]$ ,  $u'_{A\parallel} = (u_{A\parallel} - \beta)/(1 - \beta u_{A\parallel})$ ,  $u'_f = (u_f - \beta)/(1 - \beta u_f)$  e  $u'_s = (u_s - \beta)/(1 - \beta u_s)$ .

De agora em diante, as quantidades no referencial comóvel são representadas com o super-escrito ( $'$ ). As componentes das velocidades perturbadas transformadas são dadas por  $v'_z \approx \gamma^2 v_z$  e  $v'_{x,y} \approx \gamma v_{x,y}$ .

As transformações de Lorentz para as componentes dos campos eletromagnéticos são  $E_x = \gamma(E'_x + \beta B'_y)$ ,  $E_y = \gamma(E'_y - \beta B'_x)$ ,  $E_z = E'_z$ ,  $B_x = \gamma(B'_x - \beta E'_y)$ ,  $B_y = \gamma(B'_y + \beta E'_x)$  e  $B_z = B'_z$ . Note que se o plasma é ultra-relativístico  $\beta \rightarrow 1$ , a transformação de Lorentz de  $B_x \approx E_y$  e  $B_y \approx E_x$ . Portanto, a integral da energia eletromagnética, em

unidades SI, fica:

$$\int \left( \frac{|B_x^{(1)}|^2}{2\mu_0} + 2|E_y^{(1)}|^2\epsilon_0 \right) d^3k \simeq \int 2\frac{|B_x^{(1)}|^2}{2\mu_0} d^3k$$

ou

$$\int \left( \frac{|B_y^{(1)}|^2}{2\mu_0} + 2|E_x^{(1)}|^2\epsilon_0 \right) d^3k \simeq \int 2\frac{|B_y^{(1)}|^2}{2\mu_0} d^3k .$$

No referencial de repouso, o campo magnético de fundo é reescrito como  $\vec{B}^{(0)} = (\gamma B_x^{(0)'}, 0, B_z^{(0)'})$ , isto é, no referencial de laboratório, além da binária ter a componente poloidal do campo magnético, surge através da coalescência a componente toroidal do campo magnético. Uma parte desse comportamento é apresentado pelas simulações das Referências (REZZOLLA et al., 2011; RUIZ et al., 2016).

Note que o campo magnético de fundo não desaparece no referencial de laboratório e tem valor  $\vec{E}^{(0)} = (0, -\beta\gamma B_x^{(0)'}, 0)$ .

As densidades de corrente e carga transformadas na direção  $z$  são dadas por  $\rho^{(1)} = \gamma(\rho^{(1)'}) + \beta j_z^{(1)'}$ ,  $j_z^{(1)} = \gamma(\beta\rho^{(1)'}) + j_z^{(1)'}$ ,  $j_x^{(1)} = j_x^{(1)'}$  e  $j_y^{(1)} = j_y^{(1)'}$ . Perto do *merger*, no regime ultra-relativístico,  $\beta \rightarrow 1$  e  $\rho^{(1)}(k, \omega) \approx j_z^{(1)}(k, \omega)$ .

#### 4.4.2.1 Ondas Alfvén relativísticas

De acordo com as expressões das transformações entre referenciais, para o modo Alfvén, a velocidade perturbada do plasma no referencial do laboratório fica:

$$v_y^{(1)}(k, \omega) = -\frac{h_\times(\omega_{OG})}{2\gamma^2} \frac{\omega u_{A\perp}}{(1 - \beta u_{A\parallel})} \frac{\omega + k u_{A\parallel}}{\omega^2 - k^2 u_{A\parallel}^2} . \quad (4.94)$$

A Equação (4.94) apresenta que  $v_y^{(1)}(k, \omega)$  permanece na mesma direção  $y$  e que depende das velocidades das estrelas e de fase do modo Alfvén através do termo  $(1 - \beta^2)/(1 - \beta u_{A\parallel}/c)$  (com  $c$  explícito). Note que se  $\theta \rightarrow 0$ , a velocidade perturbada no referencial de repouso retorna àquela expressão no referencial comóvel.

Com  $\theta \rightarrow 0$ , o campo magnético perturbado reduz consideravelmente. Para outros valores de  $\theta$ , tem-se  $(1 - \beta^2)/(1 - \beta u_{A\parallel}/c) < 1$ . O vetor campo magnético perturbado é  $\vec{B}^{(1)} = (0, B_y^{(1)}, 0)$  e a componente do campo magnético  $B_y^{(1)}$  fica:

$$B_y^{(1)}(k, \omega) = \frac{h_\times(\omega_{OG})B_x^{(0)} \omega^2 + k^2 u_{A\parallel}^2}{2(1 - \beta u_{A\parallel}) \omega^2 - k^2 u_{A\parallel}^2}. \quad (4.95)$$

O vetor campo elétrico perturbado no referencial de repouso é  $\vec{E}^{(1)} = (E_x^{(1)}, 0, E_z^{(1)})$ . As componentes do campo elétrico perturbado  $\vec{E}_{x,z}^{(1)}$  ficam:

$$E_z^{(1)}(k, \omega) = \gamma^2 B_x^{(0)} v_y^{(1)}(k, \omega), \quad (4.96a)$$

$$E_x^{(1)}(k, \omega) = \gamma[\beta B_y^{(1)'} - \gamma B_z^{(0)} v_y^{(1)}(k, \omega)]. \quad (4.96b)$$

Note que durante a coalescência da binária, as componentes do campo elétrico aumentam de valor, conseqüentemente, as densidades de corrente nessas direções aumentam também. Principalmente, a componente  $x$  do campo elétrico e da densidade de corrente perturbados. As densidades de carga e de corrente,  $\rho^{(1)}$ ,  $j_z^{(1)}$  e  $j_x^{(1)}$ , respectivamente, são dadas por:

$$\rho^{(1)}(k, \omega) = \frac{i\gamma^2 E_z^{(1)}}{4\pi u_{A\parallel} - \beta} \left[ u_{A\parallel}(k + \beta\omega) - \beta(ku_{A\parallel}^2 + \beta\omega) \right], \quad (4.97a)$$

$$j_z^{(1)}(k, \omega) = \frac{i\gamma^2 E_z^{(1)}}{4\pi u_{A\parallel} - \beta} \left[ u_{A\parallel}(\beta k + \omega) - \beta(\beta k u_{A\parallel}^2 + \omega) \right], \quad (4.97b)$$

$$j_x^{(1)}(k, \omega) = \frac{-i\omega\gamma^2 \left[ \frac{(1 - \beta u_{A\parallel})^2}{(u_{A\parallel} - \beta)^2} - 1 \right]}{4\pi} \left[ E_x^{(1)}(k, \omega) - \beta B_y^{(1)}(k, \omega) \right]. \quad (4.97c)$$

As direções das componentes do campo eletromagnético permanecem as mesmas como mostradas na Figura 4.2. A componente  $y$  do campo elétrico de fundo aparece devido ao *boost*. E foi adicionado o termo  $B_y^{(1)'}$  na componente  $x$  do campo elétrico perturbado de acordo com a Equação (4.96b)

Quando  $\beta \rightarrow 0$ , as Equações (4.95) - (4.97) retornam às expressões do referencial comóvel.

Note que o campo magnético perturbado tem o valor máximo quando  $\theta = \pi/2$  e outros parâmetros do plasma também aumentam com  $\sin(\theta)$ , por outro lado, a

velocidade de fase do modo Alfvén cresce com  $\cos(\theta)$ . Perto do *merger*, o plasma é ultra-relativístico,  $u_A \rightarrow 1$  (a velocidade da luz sendo  $c = 1$ ), esta condição de coerência é estabelecida se  $\theta \rightarrow 0$ , no entanto, nesta mesma condição, os parâmetros perturbados têm baixos valores e a energia associada é também mais baixa ainda, mesmo com o aumento da frequência e da amplitude da OG. A onda Alfvén não é a onda mais eficiente das ondas MHD excitadas no plasma para interagir com a OG, considerando que a velocidade de fase da OG permanece  $c$  no "meio" plasma (SERVIN M. E BRODIN, 2003).

#### 4.4.2.2 Ondas magneto-acústica relativísticas

Para o modo magneto-acústico, as componentes da velocidade perturbada do plasma através da OG com as transformações de Lorentz são:

$$v_z^{(1)}(k, \omega) = \frac{h_+}{2\gamma^2} \frac{\omega u_{A\perp}^2}{(1 - \beta u_{A\parallel})^2} \frac{(1 - \beta u_f)(1 - \beta u_s)}{(u_f - u_s) \left[ (u_f + u_s)(1 + \beta^2) - 2\beta(1 + u_f u_s) \right]} \quad (4.98a)$$

$$\cdot \left\{ u_f(1 - \beta u_s) \left[ \frac{u_f k(1 - \beta u_f) + \omega(u_f - \beta)}{\omega^2 - k^2 u_f^2} \right] - u_s(1 - \beta u_f) \left[ \frac{u_s k(1 - \beta u_s) + \omega(u_s - \beta)}{\omega^2 - k^2 u_s^2} \right] \right\}$$

$$v_x^{(1)}(k, \omega) = -\frac{h_+}{2} \frac{\omega u_{A\perp} (u_{A\parallel} - \beta) c_s^2}{1 - u_A^2} \frac{(1 - \beta u_f)^2 (1 - \beta u_s)^2}{(u_f - u_s) \left[ (u_f + u_s)(1 + \beta^2) - 2\beta(1 + u_f u_s) \right]}$$

$$\cdot \left\{ \frac{1 - \beta u_s}{(u_s - \beta)^2} u_s \frac{[u_s k(1 - \beta u_s) + \omega(u_s - \beta)]}{\omega^2 - k^2 u_s^2} - \frac{1 - \beta u_f}{(u_f - \beta)^2} u_f \frac{[u_f k(1 - \beta u_f) + \omega(u_f - \beta)]}{\omega^2 - k^2 u_f^2} \right\}$$

$$- \gamma^2 \left( \frac{u_{A\parallel} - \beta}{u_{A\perp}} \right) v_z^{(1)}(k, \omega), \quad (4.98b)$$

onde  $\tan \theta' = u_{A\perp}' / u_{A\parallel}' = u_{A\perp} / [\gamma(u_{A\parallel} - \beta)]$  e  $1 - u_A'^2 = (1 - u_A^2) / [\gamma^2(1 - \beta u_{A\parallel})^2]$ .

De agora em diante, é necessário mais atenção, a componente do campo magnético  $B_x^{(1)}$  é mais complicada para calcular, e vários passos são necessários para obter a equação no referencial de repouso. De início, o objetivo é encontrar  $B_x = \gamma[B_x' - \beta E_y']$ . Os termos do lado direito são dados por (as "linhas"(') são subentendidas, mas as expressões pertencem ao referencial comóvel):

$$E_y^{(1)}(k, \omega) = -v_z^{(1)}(\omega, k) B_x^{(0)} + v_x^{(1)}(\omega, k) B_z^{(0)}, \quad (4.99a)$$

$$\frac{B_x^{(1)}(k, \omega)}{B^{(0)}} = v_z^{(1)}(\omega, k) \sin(\theta) - v_x^{(1)}(\omega, k) \cos \theta - \frac{\omega}{\omega + k} \frac{1 - u_A^2}{u_A^2} \frac{v_x^{(1)}(\omega, k)}{\cos \theta}. \quad (4.99b)$$

Resultando na expressão para  $E_y^{(1)}$ :

$$E_y^{(1)}(k, \omega) = - \left[ B_x^{(1)}(k, \omega) + \frac{\omega}{\omega + k} \frac{1 - u_A^2}{u_A^2} \frac{B^{(0)}}{\cos \theta} v_x^{(1)} \right]. \quad (4.100)$$

Aplicando a transformada de Laplace, no espaço  $z - t$ , tem-se:

$$E_y^{(1)}(z, t) = - \left[ B_x^{(1)}(z, t) + \frac{1 - u_A^2}{u_A^2} \frac{B^{(0)}}{\cos \theta} \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{\omega}{\omega + k} v_x^{(1)}(k, \omega) \right\} \right]. \quad (4.101)$$

Definindo  $\hat{v}_x^{(1)}(z, t) = \mathcal{L}^{-1} \left\{ \omega / (\omega + k) v_x^{(1)}(k, \omega) \right\}$  e retornando o super-escrito ( $'$ ), vem:

$$E_y^{(1)'}(z, t) = - \left[ B_x^{(1)'}(z, t) + \frac{1 - u_A'^2}{u_A'^2} \frac{B^{(0)'}}{\cos \theta'} \hat{v}_x^{(1)'}(z, t) \right]. \quad (4.102)$$

Agora, retornando à expressão  $B_x = \gamma [B_x' - \beta E_y']$  e usando a Equação (4.102), fica:

$$B_x^{(1)}(z, t) = \gamma \left[ B_x^{(1)'}(z, t)(1 + \beta) + \frac{\beta}{\gamma} \frac{1 - u_A^2}{(u_{A\parallel} - \beta)^2} B_z^{(0)} \hat{v}_x^{(1)'}(z, t) \right]. \quad (4.103)$$

Finalmente, com as Equações (4.99b) e (4.102) no espaço de Fourier, obtém-se o campo magnético perturbado para o modo magnetossônico como:

$$B_x^{(1)}(k, \omega) = - \frac{h_+}{2\gamma^2} \omega \frac{(1 - \beta u_f)^2 (1 - \beta u_s)^2}{(u_f - u_s) [(u_f + u_s)(1 + \beta^2) - 2\beta(1 + u_f u_s)]} [\Xi(k, \omega) + \Pi(k, \omega)]. \quad (4.104)$$

uma vez que,

$$\begin{aligned}
\Xi(k, \omega) \equiv & \frac{B_x^{(0)}}{1 - \beta} \left\{ \frac{u_s}{\omega^2 - k^2 u_s^2} \left[ \omega \frac{u_s - \beta}{1 - \beta u_s} + \frac{k u_s}{(1 - \beta u_{A\parallel})^2} \left[ (u_{A\parallel} - \beta)^2 + \frac{u_{A\perp}^2}{\gamma^2} \right] \right] \right. \\
& - \frac{u_f}{\omega^2 - k^2 u_f^2} \left[ \omega \frac{u_f - \beta}{1 - \beta u_f} + \frac{k u_f}{(1 - \beta u_{A\parallel})^2} \left[ (u_{A\parallel} - \beta)^2 + \frac{u_{A\perp}^2}{\gamma^2} \right] \right] \\
& + 2 \frac{(u_s - \beta)^2 (u_f - \beta)^2}{(1 - \beta u_f)^2 (1 - \beta u_s)^2} \\
& \left. \left[ \frac{u_s}{\omega^2 - k^2 u_s^2} \frac{1 - \beta u_s}{(u_s - \beta)^2} \left[ \omega \frac{u_s - \beta}{(u_{A\parallel} - \beta)^2} \left[ 1 - \frac{u_{A\perp}^2}{\gamma^2 (1 - \beta u_{A\parallel})^2} \right] + k u_s \frac{1 - \beta u_s}{(1 - \beta u_{A\parallel})^2} \right] \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{u_f}{\omega^2 - k^2 u_f^2} \frac{1 - \beta u_f}{(u_f - \beta)^2} \left[ \omega \frac{u_f - \beta}{(u_{A\parallel} - \beta)^2} \left[ 1 - \frac{u_{A\perp}^2}{\gamma^2 (1 - \beta u_{A\parallel})^2} \right] + k u_f \frac{1 - \beta u_f}{(1 - \beta u_{A\parallel})^2} \right] \right] \right\},
\end{aligned} \tag{4.105}$$

e

$$\begin{aligned}
\Pi(k, \omega) \equiv & -\frac{\beta}{\gamma} B_z^{(0)} \frac{\omega}{(1 - \beta u_{A\parallel})^2} \frac{1 - u_A^2}{(u_{A\parallel} - \beta)^2} \frac{(u_f - u_{A\parallel}) \left[ (u_f + u_{A\parallel})(1 + \beta^2) - 2\beta(1 + u_f u_{A\parallel}) \right]}{(1 - \beta u_f)^2 (1 - \beta u_s)^2} \\
& \left[ \frac{u_s (u_s - \beta)(1 - \beta u_s)}{\omega^2 - k^2 u_s^2} - \frac{u_f (u_f - \beta)(1 - \beta u_f)}{\omega^2 - k^2 u_f^2} \right].
\end{aligned} \tag{4.106}$$

Por ser geral, a Equação (4.104) ficou extensa. Pois não há nenhuma restrição para os valores de  $\beta$ ,  $\omega$ ,  $u_A$  ou  $u_{f,s}$ . As oscilações são gerais, podendo assumir quaisquer valores, dependendo da evolução do sistema. Note que o termo  $\Xi(k, \omega)$  se torna significativo quando a onda gravitacional se propaga perpendicular ao campo magnético de fundo ( $\theta = \pi/2$ ) e o termo  $\Pi(k, \omega)$ , negligenciado. Caso o ângulo seja  $\theta = 0^\circ$ , acontece exatamente o inverso. Isso significa que o modo *fast*, com característica eletromagnética e compressional, predomina, quando  $\theta = \pi/2$ . Caso contrário, o modo *slow*, puramente compressional, predomina. Sempre temos  $u_f > u_s$ , portanto, o modo *fast* interage coerentemente com a onda gravitacional mais fácil que o modo *slow*. Realizando  $\beta \rightarrow 0$ , a equação retorna a descrever o campo perturbado no referencial comóvel.

As componentes do campo elétrico perturbado ficam  $\vec{E}^{(1)} = (0, E_y^{(1)}, 0)$ , onde a expressão para  $E_y^{(1)}$  é:

$$E_y^{(1)}(k, \omega) = \gamma[E_y^{(1)'}(k, \omega) - \beta B_x^{(1)'}(k, \omega)] . \quad (4.107)$$

As direções das componentes do campo eletromagnético perturbado permanecem as mesmas como mostrado na Figura 4.3. Foi adicionado apenas o termo  $B_x^{(1)'}$  na componente  $y$  do campo elétrico perturbado.

A pressão mecânica e a densidade de corrente no referencial de repouso com as transformações de Lorentz são dadas por

$$p^{(1)}(k, \omega) = \frac{ku_f}{\omega} \frac{\gamma(1 - \beta u_f)}{u_f - \beta} \Gamma p^{(0)} \gamma^2 v_z^{(1)}(k, \omega) \quad (4.108a)$$

$$j_y^{(1)}(k, \omega) = \frac{-i\omega\gamma^2}{B_z^{(0)}} \frac{\Gamma p^{(0)}}{c_s^2} v_x^{(1)}(k, \omega) \quad (4.108b)$$

Quando  $\beta \rightarrow 0$ , Equações (4.104)–(4.108) retornam ao referencial comóvel.

De acordo com a Equação (4.81), com  $c \gg c_s$ , a velocidade de fase do modo rápido  $u_f \rightarrow c$  e a velocidade de fase do modo lento  $u_s \rightarrow 0$ , independente do ângulo  $\theta$ . Portanto, o modo magnetossônico *fast* é capaz de interagir coerentemente com as ondas gravitacionais, mais fácil que as ondas do modo *slow*. Enquanto a binária coalesce, o campo magnético perturbado  $B_x^{(1)}$  cresce com a interação ressonante, então a componente toroidal do campo magnético também aumenta. O campo elétrico produz uma densidade de corrente na direção  $y$ . Nós encontramos que a densidade de corrente  $j_x^{(1)}$  aumenta com a fase *inspiral* da coalescência, então, no plano  $x - y$ , surge a densidade de corrente que produz o campo magnético na direção  $z$ , paralelo ao campo magnético poloidal ambiente das estrelas. Uma parte desse comportamento é demonstrado por Rezzolla et al. (2011), Ruiz et al. (2016).

## 4.5 Discussão

Este capítulo propôs encontrar a assinatura do sinal da onda gravitacional emitido pela coalescência da binária de estrelas de nêutrons através da perturbação do plasma magnetizado ambiente. De forma que a excitação dos modos MHD tem como fonte a amplitude da onda gravitacional do objeto. A fonte excita o plasma durante toda a fase *inspiral* até instantes muito próximos do *merger*, Equação (3.32), devido às condições de campo fraco que a linearização impõe às equações de campo.

Moortgat (2006) considerou a fonte nos instantes do *merger*, a frequência da onda gravitacional não teria uma evolução, mas um pico monocromático intenso da emissão gravitacional nas proximidades do objeto,  $h_{+, \times}(z, t) = h_{+, \times} e^{i\omega_g(z-t)}$ .

Essas diferenças ficam evidentes quando colocamos as expressões das amplitudes no espaço de Fourier. A amplitude no instante do *merger* fica:

$$h_{+, \times}(\omega, k) = h_{+, \times} \delta(\omega - \omega_{OG}) .$$

Enquanto que a amplitude evoluindo com a coalescência, vem:

$$h_+(f_{OG}) = A e^{i\psi_+(f_{OG})} \frac{c}{r} \left( \frac{GM_c}{c^3} \right)^{5/6} \frac{1}{f_{OG}^{7/6}} \left( \frac{1 + \cos^2 \iota}{2} \right) ,$$

$$h_{\times}(f_{OG}) = A e^{i\psi_{\times}(f_{OG})} \frac{c}{r} \left( \frac{GM_c}{c^3} \right)^{5/6} \frac{1}{f_{OG}^{7/6}} \cos^2 \iota .$$

As densidades de corrente induzidas pela interação com a OG, Equações (4.71) e (4.72), neste modelo, são as modificações nas Equações de Maxwell que permitem explicitar o acoplamento da OG com o plasma fortemente magnetizado, resultando na produção das ondas MHD. A densidade total induzida pela emissão *delta* encontrada por Moortgat (2006) e demonstrada com detalhes no trabalho (ASSIS, 2016):

$$\mathbf{J}_{OG}^{(1)} = -\frac{i\omega^2 u_{A\perp}}{\omega_{OG} - k} \begin{pmatrix} u_{A\parallel} h_+ \\ u_{A\parallel} h_{\times} \\ -u_{A\perp} h_+ \end{pmatrix} \delta(\omega - \omega_{OG}) ,$$

desaparece para qualquer frequência diferente de  $\omega_{OG}$ . Esta frequência, de preferência, deve ser escolhida quando  $h_{\times,+}$  tiver o maior valor possível, assim a excitação das ondas MHD acontece mais significativamente, depositando energia associada, por exemplo, através dos campos eletromagnéticos.

Este resultado difere do encontrado nas seções anteriores, de forma que a Equação (3.32) descreve a evolução da densidade total induzida conforme a amplitude e a frequência da onda gravitacional evoluem. Pelo menos, no espaço de Fourier, através dessa solução, as grandezas do plasma são descritas pela evolução do sistema. Por

sua vez, é possível determinar a contribuição energética dos estágios da fase *inspiral* associadas a baixos valores de amplitude.

Ainda do trabalho de Moortgat (2006), as grandezas perturbadas no referencial comóvel são apresentadas no domínio do tempo após aplicar a condição de coerência das ondas MHD com a OG. A velocidade e o campo magnético perturbados, relacionados ao modo Alfvén, são apresentados da seguinte forma:

$$\begin{aligned} v_y^{(1)}(z, t) &\simeq -\frac{h_+}{2} \frac{\text{sen}\theta}{\cos\theta} \omega_g z \Im[e^{i\phi_g}] , \\ \frac{B_y^{(1)}(z, t)}{B^{(0)}} &\simeq -\frac{h_\times}{2} \frac{\text{sen}\theta}{\cos\theta} \omega_g z \Im[e^{i\phi_g}] , \end{aligned}$$

onde  $\phi_g \equiv \omega_{OG}(z - t)$ .

As características das expressões são semelhantes em comparação com as obtidas aqui. A perturbação depende explicitamente da amplitude e frequência da OG, do campo magnético de fundo e fica mais intensa quando a OG não está paralela ao campo magnético  $\theta \rightarrow \pi/2$ . Contrário à condição de eficiência da velocidade de fase do modo Alfvén  $u_{A\parallel}$ , que é maior quando  $\theta \rightarrow 0$ .

Entretanto, a descrição das perturbações é limitada para um dado estágio da coalescência com definição específica da amplitude e frequência da OG e da distância que a perturbação aconteceu.

O mesmo é observado das expressões das velocidades e do campo magnético relacionados ao modo magnetossônico:

$$\begin{aligned} v_z^{(1)}(z, t) &\simeq \frac{h_+}{2} \text{sen}^2 \theta \omega_g z \Im[e^{i\phi_g}] , \\ v_x^{(1)}(z, t) &\simeq -\frac{h_+}{2} \text{sen}\theta \cos\theta \omega_g z \Im[e^{i\phi_g}] , \\ \frac{B_x^{(1)}(z, t)}{B^{(0)}} &\simeq \text{sen}\theta \omega_g z \Im[e^{i\phi_g}] . \end{aligned}$$

A eficiência do modo magnetossônico é maior quando a OG está paralela ao campo magnético ambiente. E o valor  $\theta \rightarrow \pi/2$  não modifica significativamente a velocidade de fase do modo rápido  $u_f$ , permitindo coerência entre as ondas.

Com base nas expressões do Capítulo 3, a amplitude da emissão gravitacional e o raio de interação da OG com o plasma magnetizado dependem do estágio da coalescência, isto é, dependem da frequência do sistema, conseqüentemente, da frequência da radiação gravitacional. Para estimarmos a energia depositada através dos campos eletromagnéticos perturbados por todo o processo devido à interação OG e plasma MHD, precisamos da evolução de todas as grandezas envolvidas com a frequência do sistema. Isto que as expressões da seção anterior carregam e será demonstrado no próximo capítulo.

## 5 CARACTERÍSTICAS DO ACOPLAMENTO

Este capítulo é totalmente baseado nos resultados que desenvolvi durante o doutorado em astrofísica no INPE e que foi financiado pela CAPES. O artigo derivado deste trabalho foi publicado no periódico *Physical Review D*, 102, 043004 (2020) acessível através de <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.043004>. (GONTIJO; MIRANDA, 2020)

Enquanto a binária de estrelas de nêutrons se aproxima do *merger*, uma grande fração da energia de ligação das binárias é lançada na forma de ondas gravitacionais que se propagam através do plasma pré-existente. Causando forças de maré na matéria, congelada às linhas de campo. Dessa forma, as OGs podem excitar ondas magneto-hidrodinâmicas, ondas Alfvén e ondas magneto-acústicas, transferindo energia da oscilação para o plasma.

Daqui em diante, para tornar mais intuitivas as interpretações das equações, as unidades gaussianas serão convertidas para as unidades no SI, portanto  $\vec{E} \rightarrow \sqrt{4\pi\epsilon_0}\vec{E}$ ,  $(\rho, \vec{j}) \rightarrow 1/\sqrt{4\pi\epsilon_0}(\rho, \vec{j})$  e  $\vec{B} \rightarrow \sqrt{4\pi/\mu_0}\vec{B}$ . As constantes  $\mu$  e  $\epsilon$  descrevem o "meio" plasma no qual as ondas MHD se propagam.

### 5.1 Equação da continuidade efetiva

Aplica-se o divergente na Equação (4.63). Com o uso da propriedade vetorial  $\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = 0$ , o campo magnético  $\vec{B}^{(1)}$  é eliminado. O campo elétrico  $\vec{E}^{(1)}$  desaparece com a substituição da Equação (4.64). Portanto, o resultado é a Equação da Continuidade para o sistema BENs:

$$\frac{\partial \rho^{(1)}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}^{(1)} + \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_E = 0 . \quad (5.1)$$

A densidade de corrente dita gravitacional  $\vec{j}_E$  possui comportamento semelhante à densidade de corrente de partículas carregadas, isto é, a amplitude da onda gravitacional adiciona ao fluxo de corrente elétrica e faz variar a densidade de partículas carregadas. A densidade  $\vec{j}_E$  também pode ser vista como a fonte ou sumidouro de densidade de partículas. Visto dessa forma, a OG produz cargas elétricas devido à interação com o plasma magnetizado.

Lembrando que a expressão  $\vec{j}_E$  é dada pela Equação (4.72) e que a amplitude da OG depende de  $z$ , as componentes da equação da continuidade ficam:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho^{(1)} = -\frac{\partial}{\partial z}j_z^{(1)} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho^{(1)} = -\frac{\partial}{\partial x}j_x^{(1)} - \frac{\partial}{\partial x}\frac{B_x^{(0)}}{2\mu}\frac{\partial}{\partial z}h_{\times} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho^{(1)} = -\frac{\partial}{\partial y}j_y^{(1)} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{B_x^{(0)}}{2\mu}\frac{\partial}{\partial z}h_{+} . \quad (5.4)$$

A Equação da Continuidade no eixo  $z$  permanece àquela do sistema em equilíbrio sem interação com a OG. A carga se move no eixo  $z$  para fora do volume do sistema, diminuindo a quantidade de carga no interior deste volume. Por outro lado, as direções as polarizações  $\times$  e  $+$  da OG se comportam como fontes de densidade de corrente nos eixos  $x$  e  $y$ , respectivamente. Entretanto, a amplitude da OG é uma função  $h = h(z, t)$ , não possui variação nas outras direções perpendiculares à propagação, dessa forma, os termos da OG desaparecem e a equação da continuidade da carga permanece inalterada, independente do acoplamento.

## 5.2 Índice de refração

Uma interessante e importante consequência do fato de ondas planas uniformes poderem se propagar apenas em plasmas de frequências  $\omega > \omega_p = \sqrt{\frac{N_e q_e^2}{\epsilon_0 m_e}}$  é a reflexão total de uma onda uniforme entre um dielétrico e um plasma ambiente ou região ionizada (WILSON, 2013). Um natural exemplo é o espaço livre e a região da ionosfera da Terra, apesar da densidade de elétrons na ionosfera crescer gradualmente com a altura. As reflexões ocorrem quando  $\omega < \omega_p$ . Para a ionosfera, o pico é aproximadamente 10 MHz. As ondas de rádio AM são refletidas na camada condutora da ionosfera, por outro lado, frequências de televisão, FM e micro-ondas são facilmente transmitidas através da camada condutora.

Os coeficientes de reflexão ( $R$ ) e transmissão ( $T$ ) são dadas abaixo, respectivamente:

$$R = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} - \omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} + \omega} , \quad (5.5a)$$

$$T = \frac{2\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} + \omega} . \quad (5.5b)$$

Para  $\omega > \omega_p$ ,  $R$  e  $T$  são reais e a onda plana  $e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$  se propaga através da camada condutora. E para  $\omega < \omega_p$ ,  $R$  é imaginário, logo a onda não se propaga e sofre reflexão total na camada condutora (WILSON, 2013).

Outra forma de avaliar a reflexão e transmissão é através da condição de contorno da eletrodinâmica no caso de meios lineares. Considere uma onda plana  $\vec{E}_I(z, t) = \vec{E}_{0I} e^{i(kz-\omega t)}$  que se propaga na direção  $\hat{z}$  e incide na interface que separa dois meios de diferentes índices de refração ( $n_1, n_2$ ). Em termos da amplitude da onda incidente, as amplitudes das ondas refletida e transmitida ficam:

$$E_{0R} = \left( \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) E_{0I} , \quad (5.6a)$$

$$E_{0T} = \left( \frac{2}{1 + \beta} \right) E_{0I} , \quad (5.6b)$$

onde  $\beta \equiv \frac{\mu_1 n_2}{\mu_2 n_1}$ , desde que  $\mu_1$  e  $\mu_2$  são as permeabilidades dos meios 1 e 2, respectivamente. Assim, os coeficientes de reflexão e transmissão são dados, respectivamente, por:

$$R = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 , \quad (5.7a)$$

$$T = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} . \quad (5.7b)$$

$R$  e  $T$  medem a fração da energia incidente que é refletida e transmitida, respectivamente. Observe que  $R + T = 1$ . (GRIFFITHS, 2017)

Portanto, o objetivo agora é encontrar o índice de refração do plasma ambiente através das ondas MHD que se propagam neste. Multiplica-se  $\times \vec{B}^{(0)}$  na equação do momento, Equação (4.68), substituindo  $\vec{E}^{(1)} = -\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^{(0)}$  e usando a propriedade vetorial  $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$ , vem:

$$-\frac{w^{(0)}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}^{(1)} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} p^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{j}^{(1)} B^{(0)^2} ,$$

utilizando  $\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} p^{(1)} \times \vec{B}^{(0)} - \gamma p^{(0)} \vec{B}^{(0)} \times [\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}^{(1)})] = 0$ , que surge da equação da

continuidade da pressão, Equação (4.66), então:

$$-\frac{w^{(0)}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}^{(1)} - \gamma p^{(0)} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}^{(1)} + \frac{\gamma p^{(0)}}{B^{(0)^2} (\vec{B}^{(0)} \cdot \vec{\nabla})} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}^{(1)}) \vec{B}^{(0)} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{j}^{(1)} B^{(0)^2},$$

com as equações análogas às de Ampere e Faraday das expressões nas Equações (4.62)-(4.70), isolando o termo  $\frac{\partial \vec{j}}{\partial t}$ , vem:

$$\left( u_m^2 \vec{\nabla}^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}^{(1)} + \left[ \frac{c_s^2}{u_A^2} (\vec{u}_A \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_A - u_m^2 \vec{\nabla} \right] (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}^{(1)}) = u_A^2 \left( \frac{\partial}{\partial t} \vec{j}_E + \vec{\nabla} \times \vec{j}_B \right), \quad (5.8)$$

onde  $u_A = \frac{B^{(0)}}{\sqrt{\mu w_{tot}}} c$  e  $u_m^2 = c_s^2 + u_A^2$  são as velocidades de Alfvén e compressional, respectivamente.

Aplicando a transformada de Fourier e lembrando da expressão de  $\vec{j}_E$ , a Equação (5.8) pode ser revolvida algebricamente para  $\omega/k$ , que é a velocidade da onda eletromagnética produzida no plasma através da perturbação gravitacional:

$$\begin{pmatrix} \omega^2 - k^2 u_m^2 & 0 & -\frac{c_s^2 u_{A\parallel} u_{A\perp} k^2}{u_A^2} \\ 0 & \omega^2 - k^2 u_m^2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega^2 - k^2 u_m^2 + k^2 \left( u_m^2 - \frac{c_s^2 u_{A\parallel}^2}{u_A^2} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{(1)} \\ E_y^{(1)} \\ E_z^{(1)} \end{pmatrix} = u_A^2 B_x^{(0)} k \omega \begin{pmatrix} h_{\times} \\ -h_{+} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

Portanto, nota-se que a componente da direção  $\hat{x}$  do campo elétrico depende da polarização  $\times$  da OG e a componente da direção  $\hat{y}$ , da polarização  $+$ . Da equação da direção  $\hat{z}$ , retira-se uma relação de  $\omega$  e  $k$ :

$$\frac{\omega}{k} = \pm \frac{c_s u_{A\parallel}}{u_A}. \quad (5.10)$$

Conclui-se que a velocidade das ondas eletromagnéticas no plasma depende da velocidade do som no mesmo, que normalmente não possui valores altos em relação à velocidade da luz. O índice de refração é calculado como  $n = ck/\omega$ . Utilizando o resul-

tado anterior e substituindo  $c_s = \sqrt{\gamma p^{(0)}/w_{tot}c}$ ,  $u_A = B^{(0)}c/\sqrt{\mu w_{tot}}$  e  $u_{A\parallel} = u_A \cos \theta$ , onde  $\theta$  é o ângulo que o vetor de onda gravitacional faz com o campo magnético, vem:

$$n = \frac{1}{c_s} \frac{1}{\cos \theta} = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{\frac{w_{tot}}{\gamma p^{(0)}}} = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{\left(\mu^{(0)} + p^{(0)} + \frac{B^{(0)2}}{\mu}\right) \frac{1}{\gamma p^{(0)}}}, \quad (5.11)$$

onde  $w_{tot}$  foi trocado pela sua definição. Dessa forma, observa-se que o índice de refração depende dos parâmetros básicos do plasma magnetizado: densidade de massa, pressão e campo magnético. Para o sistema de binárias de estrelas de nêutrons, o campo magnético é alto, logo, o índice de refração também possui valores altos. Assim, em relação ao meio que circunda o plasma deste sistema, a diferença de um meio mais refringente para outro meio menos refringente não permite facilmente radiações eletromagnéticas perturbadas pelas ondas gravitacionais escaparem do sistema.

Para melhor visualização deste resultado, da Equação (5.7), com  $n_1$  representando o plasma e  $n_2$ , o meio que o circunda, e sendo  $n_1 \gg n_2$ , portanto,  $R \simeq 1$  e  $T \rightarrow 0$ .

O ambiente de uma binária de estrelas de nêutrons, com campo  $B \sim 10^7$  T, é composto de um vento de pares elétron-pósitron <sup>1</sup> com alto fator de Lorentz ( $\gamma \sim 10^2$ ). Na verdade, devido às linhas de campo abertas, uma estabilidade na densidade de Goldreich-Julian de carga não pode ser mantida em todo lugar. Processos com as partículas "primárias" (com fatores  $\gamma \sim 10^7$ ) carregadas, tais como curvatura da radiação e emissão de Compton Inverso, resultam em uma cascata de pares  $e^\pm$  "secundários", cujo fator de Lorentz, conseqüentemente, é  $\gamma \sim 10^2$ . Ajusta-se a densidade do vento local dentro do cilindro de luz ( $\leq R_{Lc} = c/\Omega \simeq 300$  km) à densidade de Goldreich-Julian da ordem de  $n_{GJ} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (BESKIN et al., 1993), dado a rotação orbital da binária nos instantes finais da fase *inspiral* da ordem de  $\sim 10^3$  rad/s.

Com base na equação  $\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ , usando uma densidade de carga  $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  do plasma que circunda as binárias, a onda MHD para atravessar a camada condutora do plasma precisa de uma frequência  $> 1$ GHz. Porém, a onda MHD perturbada pelo acoplamento possui coerência com a onda gravitacional que alcança valores  $\sim$  kHz. Conseqüentemente, com a frequência abaixo do limiar de transmissão, a onda eletromagnética esbarra na camada condutora sendo totalmente refletida.

---

<sup>1</sup>Se estes não forem seus constituintes, o importante é que a composição do plasma satisfaça a condição de MHD ideal.

### 5.3 Vetor de Poynting

À medida que a onda viaja, leva energia consigo. A densidade de fluxo de energia (energia por unidade de área, por unidade de tempo) transportada pelos campos é dada pelo vetor de *Poynting*.

Aqui não faz sentido evitar os termos de 2° ordem, pois o vetor de *Poynting* carrega energia com base nos campos elétricos e magnéticos da onda que se propaga, portanto, para as grandezas perturbadas pelo acoplamento com a OG, vem:

$$\vec{S}^{(1)} = \frac{1}{\mu} \vec{E}^{(1)} \times \vec{B}^{(1)} . \quad (5.12)$$

O vetor de *Poynting* deve ser calculado para os dois modos MHD: modo Alfvén (OA) e modo magnetossônico (OMS). O modo Alfvén possui campo elétrico nas direções  $E_x^{(1)}\hat{x}$  e  $E_z^{(1)}\hat{z}$  e campo magnético na direção  $B_y^{(1)}\hat{y}$ , portanto, o vetor de *Poynting* aponta nas direções  $\hat{z}$  e  $\hat{x}$ :

$$\vec{S}_{OA} = -\frac{1}{\mu} v_y^{(1)} B_y^{(1)} \vec{B}^{(0)} .$$

Substituindo as expressões da sessão anterior, Equações (4.89), para o referencial em repouso, chega-se a seguinte relação:

$$\vec{S}_{OA} \propto h_{\times}^2 \omega^2 u_A^2 B^{(0)2} (\hat{x} + \hat{z}) , \quad (5.13)$$

desde que  $\omega/k = c_s u_{A\parallel}/u_A$ , resultado anterior. Com base na equação acima, Equação (5.13), a energia transportada depende fortemente da frequência, da amplitude da perturbação gravitacional e do campo magnético de fundo. Portanto, o vetor de *Poynting* alcança valores bem altos, não apenas pelo intenso campo magnético do sistema, mas também por causa dos altos valores da amplitude e da frequência da OG próxima ao *merger*. Este cenário favorece o modelo EMM para a geração dos GRBs, discutido no Capítulo 2.

Se o cálculo for realizado para o modo magnetossônico, sendo o campo elétrico na direção  $E_y^{(1)}\hat{y}$  e o campo magnético apenas direção  $B_x^{(1)}\hat{x}$ , o vetor de *Poynting* apontará na direção  $\hat{z}$ :

$$\vec{S}_{(OMS)} = -\frac{1}{\mu} E_y^{(1)} B_x^{(1)} \hat{z} . \quad (5.14)$$

Utilizando as expressões nas Equações (4.92) e (4.93), encontramos também a dependência forte do vetor de *Poynting* com a frequência e amplitude da radiação gravitacional e com o campo magnético de fundo do plasma.

Discutido no capítulo anterior, a onda magnetossônica interage com a OG com mais eficiência em relação ao modo Alfvén. E, como apresentado aqui, o vetor de *Poynting* produzido pelo modo magnetossônico está direcionado para  $z$ . Assim, o fluxo de densidade de energia eletromagnética se propaga na direção do campo magnético poloidal.

Os campos eletromagnéticos transportam tanto energia quanto *momentum*. Quando a luz incide num absorvedor perfeito, ela transmite seu momento à superfície. A pressão de radiação pode ser obtida do vetor de *Poynting* como:

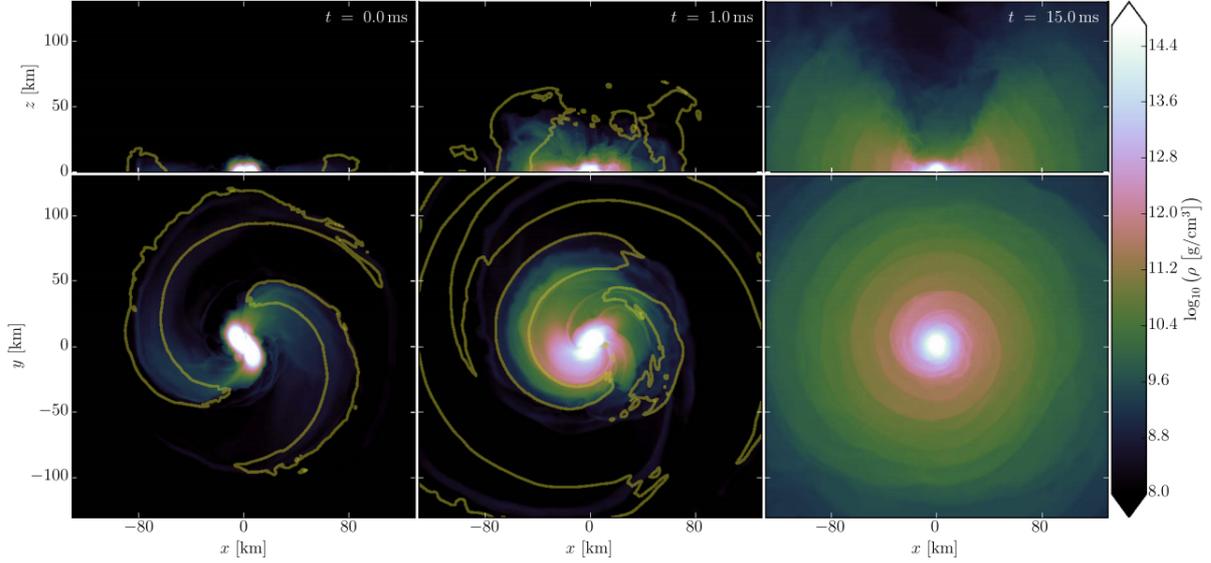
$$P = \frac{S}{c} \propto (h_+^2 + h_\times^2) \omega^2 . \quad (5.15)$$

Portanto, o vetor de *Poynting* e a pressão de radiação são significativos, principalmente nos instantes próximos ao *merger*, com frequência e amplitude relativamente altas.

A binária de estrelas de nêutrons possui campo magnético derivado dos campos magnéticos individuais intensos desde o início da coalescência. A pressão e a densidade de matéria crescem com a evolução do sistema, pois elas dependem da velocidade perturbada do plasma, Equações (4.66) e (4.68), que alcança valores relativísticos perto do *merger*. Dessa forma, a diferença do índice de refração do plasma com o meio interestelar fica cada vez maior quando o sistema aproxima do *merger*, confinando a radiação eletromagnética.

Na referência (ENDRIZZI et al., 2016), por meio de simulação numérica das Equações GRMHD completas, os autores mostraram a evolução da densidade de matéria durante a coalescência de estrelas nêutrons orbitando no plano  $x-y$ . Na Figura 5.1, são apresentados instantes do *merger*. Mesmo depois de 15 ms, a densidade de matéria continua alta no plano de órbita, mantendo a radiação eletromagnética confinada no plasma. Entretanto, no eixo  $z$ , região dos polos das estrelas, a densidade reduz, possibilitando uma redução do índice de refração.

Figura 5.1 - Comportamento da densidade de matéria do sistema binários de ENs instantes do *merger*.



Considere um sistema binário de estrelas de nêutrons com massas individuais diferentes  $1,92$  e  $1,42M_{\odot}$ , orbitando no plano  $x - y$  até o *merger*, painel inferior. A densidade de matéria em torno do objeto formado alcança valores  $\rho_m \approx 10^{10} \text{ g/cm}^3$  em pontos distantes. Entretanto, no eixo  $z$ , painel acima, a densidade de matéria reduz rapidamente logo acima do polo do objeto.

Fonte: Endrizzi et al. (2016).

As ondas MHD transferem seu *momentum* às camadas refringentes do plasma, principalmente na direção do eixo  $z$ , devido à contribuição mais significativa dos modos MHD, o modo magnetossônico. O confinamento da radiação eletromagnética se torna insuportável para o sistema energizado, inclusive próximo ao *merger*. Porém, com a redução da densidade de matéria nos polos do objeto formado e com o fluxo de *Poynting* mais intenso direcionado para esse polo, uma brecha permite a formação de um jato extremamente energético, surgindo no eixo  $z$ . Este cenário se assemelha aos jatos ultrarrelativísticos extremamente colimados observados nas explosões GRBs.

Uma análise interessante ainda do vetor de *Poynting* seria encontrar os parâmetros do plasma que amplifica ou minimiza a energia transportada pelos modos MHD. Dessa forma, deriva-se  $\vec{S}$  no tempo:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{S} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}^{(1)} \times \vec{B}^{(1)} + \vec{E}^{(1)} \times \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}^{(1)} \right]$$

Substituindo as expressões de  $\vec{B}^{(1)}$  e  $\vec{E}^{(1)}$ , obtém-se:

$$\mu \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \vec{S} = \frac{1}{\mu} \left[ -\frac{1}{2} \vec{\nabla} B^{(1)2} + (\vec{B}^{(1)} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}^{(1)} \right] + \varepsilon \left[ -\frac{1}{2} \vec{\nabla} E^{(1)2} + (E^{(1)} \cdot \vec{\nabla}) E^{(1)} \right] \quad (5.16)$$

$$- \left( \frac{1}{\mu} \vec{j}_E \times B^{(1)} + \varepsilon \vec{E}^{(1)} \times \vec{j}_B \right). \quad (5.17)$$

Os dois primeiros termos do lado direito são chamados de Tensor das Tensões de Maxwell (GRIFFITHS, 2017), ou tensor de *stress* de Maxwell. A derivada do vetor de *Poynting* e o tensor de *stress* de Maxwell são iguais à força por unidade de volume sobre as cargas de um volume qualquer, portanto, iguais ao último termo da expressão acima. Isto é, a interação das amplitudes da onda gravitacional com os campos elétricos e magnéticos exerce o papel de força que age nas cargas de um volume. Outra evidência de que o acoplamento da OG com o plasma magnetizado fornece energia e momento às cargas do plasma.

Por fim, se a derivada do  $\vec{S}$  for nula, num caso de máximo transporte de energia, a força aplicada nas cargas deve ser igual ao tensor de *stress* de Maxwell.

#### 5.4 Energia depositada pelo acoplamento

Nosso objetivo é estudar a transferência de energia na interação OG-OEM no plasma fortemente magnetizado ao redor das binárias de ENs durante a fase *inspiral*. Ambas as estrelas têm um vento formado por pares elétrons-pósitrons (ou um plasma que satisfaça a teoria MHD ideal) preenchendo o espaço até grandes distâncias. Estimamos a intensidade da energia dos modos MHD excitada pela amplitude da OG, incluindo a evolução do campo magnético perturbado e das velocidades do plasma.

As ENs têm um campo magnético dipolar inicial no referencial comóvel ancorado nas calotas de cada estrela e evolui como um dipolo,  $B(r) = B_*(R_*/r)^3$ , onde  $B_*$  e  $R_*$  são parâmetros das estrelas na superfície (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983; BESKIN et al., 1993; BECKER, 2009). O campo magnético máximo do sistema permanece apro-

ximadamente constante até instantes antes do *merger*. Na Referência (REZZOLLA et al., 2011), o campo magnético máximo é constante até  $\sim 3$ ms antes do *merger*. No entanto, ao longo do espaço, ele decresce com a distância como um dipolo (RUIZ et al., 2016). Nós consideramos que os momentos de dipolo magnético ( $\mu = B_\star R_\star^3$ ) estão alinhados com o *momentum* angular orbital durante a evolução do sistema. No artigo (PALENZUELA et al., 2013), os autores consideraram três configurações dos momentos magnéticos com respeito ao *momentum* angular orbital (caso paralelo e antiparalelo com os mesmos momentos  $\mu$  e caso paralelo com momentos diferentes  $\mu_1 = 100\mu_2$ ) e encontraram que o caso antiparalelo é significativamente mais radiativo que os outros casos no último estágio da coalescência.

O movimento acelerado das ENs induz um vento no campo magnético que corrotaciona com as estrelas. Na aproximação MHD, o plasma está congelado nas linhas de campo magnético e é forçado à velocidades superluminais. O raio em que a velocidade linear tangencial é igual à  $c$  é o raio do cilindro de luz  $R_{Lc} = c/\Omega$  (BECKER, 2009; AHARONIAN et al., 2012), onde  $\Omega$  é a frequência orbital do sistema. A magnetosfera da BENs estende até  $R_{Lc}$ , depois do raio, o vento está livre de forças.

A morfologia do vento é determinada pela geometria do campo magnético, uma vez que as partículas carregadas são congeladas nas linhas do campo magnético. A densidade da matéria carregada é calculada pela densidade de Goldreich-Julian (GOLDREICH; JULIAN, 1969):

$$n_{GJ} = \frac{2\epsilon_0}{|e|} \vec{\Omega} \cdot \vec{B} , \quad (5.18)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo,  $e$  é a carga elementar e  $B$  corresponde ao campo magnético de fundo. Para um sistema canônico perto do *merger*,  $\Omega = f_{OG}/2 = 750$  Hz, considerando  $B = 10^8$  T, a densidade de Goldreich-Julian é cerca de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

Longe das estrelas, as linhas do campo magnético começam a se abrir e as partículas fluem para fora do raio do cilindro de luz, desequilibrando a densidade de Goldreich-Julian. Como resultado, um forte campo elétrico aparece na direção longitudinal e partículas carregadas "primárias" podem fluir da superfície da estrela com alto fator de Lorentz ( $\gamma_p \sim 10^7$ ). Devido à geometria das linhas do campo magnético e ao espalhamento Compton inverso (LANDAU; LIFSHITZ, 1975; RYBICKI; LIGHTMAN, 1986), um efeito em cascata pode ser criado. Como consequência, são produzidos pares "secundários"  $e^\pm$  com densidade típica  $n_s = Mn_p$ , onde  $M$  é chamado fator de multiplicidade. Pela conservação de energia, o fator de Lorentz da "segunda" geração

de partículas é  $\gamma_s = \gamma_p/M$  e pode atingir valores  $\gamma_s \sim 10^2$  (MOORTGAT; KUIJPERS, 2005).

Com base na discussão acima, onde a morfologia da tênue magnetosfera da BENs é determinada pelo campo magnético dipolar que se estende até o raio do cilindro de luz, a onda gravitacional das ENs emitida através da magnetosfera excita o plasma e gera correntes elétricas. A perturbação no plasma produz os modos MHD, essa interação OG-OEM no vácuo ou em um meio é mais eficiente quando as velocidades de fase da OG e OEM são coerentes. Calculamos a energia eletromagnética excitada pela interação com auxílio do teorema de *Parseval*. O campo eletromagnético (JACKSON, 1998) armazena uma quantidade de energia conforme:

$$W^{(B)} = \int_{\mathfrak{R}_{\vec{r}}} \frac{|B(\vec{r})|^2}{2\mu_0} d^3r = \int_{\mathfrak{R}_{\vec{k}}} \frac{|B(\vec{k})|^2}{2\mu_0} d^3k, \quad (5.19)$$

onde  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo e a densidade espectral do campo magnético é calculada sobre a toda a região da frequência  $\mathfrak{R}_{\vec{k}}$ . A integral é desenvolvida considerando uma esfera de vetor de onda de raio dentro da faixa  $[0, k]$ . Portanto, o elemento de volume do espaço de frequência é  $d^3k = 4\pi k^2 dk$ .

Para o modo Alfvén, o campo magnético perturbado no domínio da frequência (com unidade m<sup>3</sup>T), Eq. (4.95), nas unidades SI é:

$$B_y^{(1)}(k, \omega) = \frac{h_{\times}(\omega_{OG})B_x^{(0)}c\omega^2 + k^2u_{A\parallel}^2}{2(1 - \beta u_{A\parallel}/c)\omega^2 - k^2u_{A\parallel}^2}. \quad (5.20)$$

A integral da Equação (5.19) é calculada para a energia eletromagnética da onda Alfvén no domínio da frequência, o resultado é:

$$W_{OA}^{(B)} = \left| \frac{B_x^{(0)2} h_{\times}^2 \pi c^2}{2\mu_0(1 - \beta u_{A\parallel}/c)^2} \left( \frac{\omega_{OA}}{u_{A\parallel}} \right)^3 \times \left\{ \frac{1}{3} + \frac{2\omega^2}{\omega_{OA}^2} \left( 2 + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{OA}^2} \right) - \frac{6\omega^3}{\omega_{OA}} \tanh^{-1} \left( \frac{\omega_{OA}}{\omega} \right) \right\} \right|. \quad (5.21)$$

Observe que a energia eletromagnética da interação OG-OEM depende: da amplitude OG, das frequências OG-OEM, do vetor do campo magnético de fundo, da velocidade de fase de Alfvén e do fator  $\beta$  no referencial de repouso que é a soma das

velocidades das estrelas com a velocidade perturbada do plasma.

Para o modo magnetossônico, é necessário simplificar a expressão do campo magnético perturbado (Equação (4.104)). Considere as velocidades de fase  $u_{f,s}$  (Equações (4.83)) no limite ultra-relativístico, onde  $u_A \rightarrow c$ . Como discutido anteriormente, a velocidade de fase do modo magnetossônico lento fica  $u_s \rightarrow 0$ . Por outro lado, o modo magnetossônico rápido pode ser coerente com a OG, onde  $u_f^2 \approx u_A^2$ , quando  $c \gg c_s$ .

Considerando a discussão acima e  $u_{A\parallel} = u_A \cos(\theta)$ ,  $u_{A\perp} = u_A \sin(\theta)$ , o campo magnético perturbado no domínio da frequência (com unidades m<sup>3</sup>T) no SI é:

$$\begin{aligned}
B_x^{(1)} \simeq & \frac{h_+ B^{(0)}}{2c(1-\beta)\gamma^4} \frac{\omega}{(k^2 u_A^2 - \omega^2)} \frac{\left(1 - \frac{\beta u_A}{c}\right)}{(\beta^2 u_A + u_A - 2\beta c) [\beta c - u_A \cos(\theta)]^2 [c - \beta u_A \cos(\theta)]^2} \\
& \times \left\{ (1-\beta)\beta\gamma\omega \cos(\theta) (c^2 - u_A^2) (u_A - \beta c) [u_A - u_A \cos(\theta)] \left[ (\beta^2 + 1) c u_A [\cos(\theta) + 1] - 2\beta [u_A^2 \cos(\theta) + c^2] \right] \right. \\
& - \sin(\theta) \left[ 2\beta^2 c^3 \left\{ \gamma^2 k u_A (c - \beta u_A) [\beta c - u_A \cos(\theta)]^2 + \omega (u_A - \beta c) \left[ \gamma^2 [c - \beta u_A \cos(\theta)]^2 - u_A^2 \sin^2(\theta) \right] \right\} \right. \\
& \left. \left. + c [\beta c - u_A \cos(\theta)]^2 \left\{ k u_A (c - \beta u_A) \left[ \gamma^2 [\beta c - u_A \cos(\theta)]^2 + u_A^2 \sin^2(\theta) \right] + \gamma^2 \omega (u_A - \beta c) [c - \beta u_A \cos(\theta)]^2 \right\} \right] \right\} \\
& \left. \right\} \tag{5.22}
\end{aligned}$$

O tamanho da expressão reduz consideravelmente se  $\theta = \pi/2$ , e o caso geral retorna à interação OG-OEM apenas para o modo magnetossônico, onde a propagação da OG é perpendicular ao campo magnético ambiente. Fazendo  $\theta = \pi/2$ , o resultado é:

$$\begin{aligned}
B_x^{(1)}(k, \omega) = & \frac{h_+ B^{(0)}}{2(\beta - 1)c^2\gamma^4} \frac{\omega}{(\omega^2 - k^2 u_A^2)} \frac{(1 - \beta u_A/c)}{(\beta^2 u_A + u_A - 2\beta c)} \\
& \times \left\{ 3c^2\gamma^2 \left[ -u_A (\beta^2 ck + \omega) + \beta^3 k u_A^2 + \beta c\omega \right] + u_A^2 [u_A (\beta k u_A + 2\omega) - c (k u_A + 2\beta\omega)] \right\}. \\
& \tag{5.23}
\end{aligned}$$

Integrando a Equação (5.22) sobre todo o espaço de frequência  $k^2 dk$ , nós obtemos a

energia eletromagnética excitada pela interação da OG-*fast* OMS. Este resultado é:

$$W_{OMS}^{(B)} = \left| \frac{\pi h_+^2 B_x^{(0)2}}{32\mu_0 u_A} \frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_{OMS}^2)} \frac{(1 - \beta)^2 (\beta + 1)^4 [4 \cos(\theta) - \beta^2 \cos(2\theta) + \beta^2 - 8]^2}{(1 - u_A^2 \cos(\theta)/c)^4} \right| \times \left\{ 4\omega_{OMS}^3 - 6\omega_{OMS}\omega^2 + \omega(\omega^2 - \omega_{OMS}^2) \left[ -7 \log(\omega_{OMS} - \omega) + 7 \log(\omega_{OMS} + \omega) - 8 \tanh^{-1} \left( \frac{\omega_{OMS}}{\omega} \right) \right] \right\} \quad (5.24)$$

onde foi usado  $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{(1/2)}$  e  $\omega_{OMS} = k u_f$ .

Estudando o domínio das funções de energia, nós verificamos que os termos nas duas expressões da energia  $1/(\omega_{(OA,OMS)}^2 - \omega^2)$ ,  $\tanh^{-1}(\omega_{(OA,OMS)}/\omega)$  e  $\log(\omega_{(OA,OMS)}^2 - \omega^2)$  vão para o infinito quando as OGs e ondas MHD têm a mesma frequência  $\omega_{(OA,OMS)} - \omega \rightarrow 0$ . As interações das ondas são mais eficientes se elas são coerentes (ressonantes) (MACEDO P. G. E NELSON, 1983; PAPADOPOULOS et al., 2001; SERVIN M. E BRODIN, 2003). Portanto, nós faremos uma análise durante a coalescência levando em conta  $\omega_{(OA,OMS)} - \omega = \Delta\omega \rightarrow 0$ .

Note que se o ângulo  $\theta \rightarrow 0$ , tanto o campo magnético perturbado quanto a energia eletromagnética perturbada desaparecem. Verifique nas Equações (5.20) – (5.24). Este resultado era esperado, quando o campo magnético ambiente está paralelo à propagação da OG, não existe acoplamento entre OG e OEM. Isto acontece, pois a propagação da OG ao longo da direção de  $\vec{B}^{(0)}$  não produz correntes elétricas no plasma (MACEDO P. G. E NELSON, 1983; GRECO ANTONIO E SETA, 1998; PAPADOPOULOS et al., 2001; SERVIN M. E BRODIN, 2003). Por outro lado, o modo Alfvén é coerente quando  $\theta \rightarrow 0$ . Num plasma fortemente magnetizado,  $u_A \rightarrow c$ , o modo magnetossônico rápido não depende do ângulo  $\theta$ , a velocidade de fase  $u_f$  é a mesma velocidade da luz.

Nós consideramos dois casos para aplicar nossas expressões e calcular a energia eletromagnética: a simulação realizada na Referência (REZZOLLA et al., 2011) e a detecção GW170817 (ABBOTT et al., 2019), onde com nossos resultados, nós podemos comparar com as energias do GRB170817A associado (BROMBERG et al., 2017).

A Tabela 5.1 mostra o sumário das informações das Estrelas de Nêutrons usadas na simulação e no evento detectado GW170817 e também as condições iniciais que calculamos com as equações do Capítulo 3. Os campos magnéticos sugeridos para as estrelas de nêutrons do evento GW170817 são da ordem de  $10^8$ T, consistente com os valores considerados por diferentes autores (BESKIN et al., 1993; PALENZUELA et al., 2013; RUIZ et al., 2016). O raio equatorial da EN é o valor canônico, cerca de

$1,3 \times 10^4 \text{m}$  (BESKIN et al., 1993).

Tabela 5.1 - Condições iniciais baseadas na Binária de Estrelas de Nêutrons da simulação (REZZOLLA et al., 2011) e do evento detectado GW170817 (ABBOTT et al., 2019).

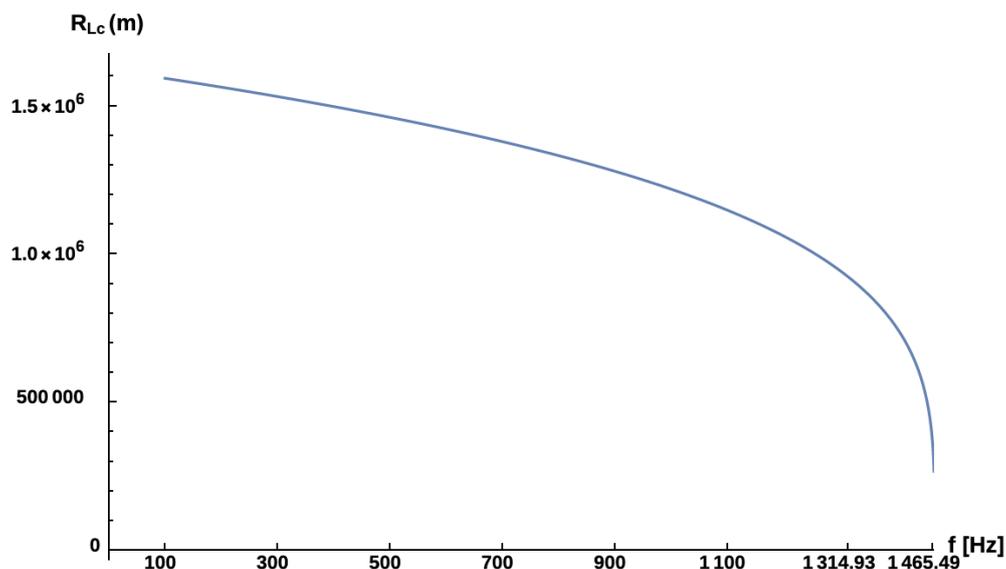
Parâmetro	Simulação	GW170817
Massa Total	$3,0M_{\odot}$	$2,73M_{\odot}$
Massa <i>Chirp</i>	$1,31M_{\odot}$	$1,186M_{\odot}$
Campo magnético	$10^8 \text{ T}$	$10^8 \text{ T}$
Raio Individual	$1,36 \times 10^4 \text{ m}$	$1,36 \times 10^4 \text{ m}$
$R_0$	$1,592 \times 10^5 \text{ m}$	$1,543 \times 10^5 \text{ m}$
$\tau_0$	$1,926 \text{ s}$	$2,259 \text{ s}$
$f_{OG_{ISCO}}$	$1,465 \text{ kHz}$	$1,610 \text{ kHz}$
$f_{OG}(\tau = 2\text{ms})$	$1,314 \text{ kHz}$	$1,395 \text{ kHz}$

Começamos a aplicar as equações GRMHD linearizadas à BENs da simulação. Assim, nós podemos comparar com os resultados mostrados pela Referência (REZZOLLA et al., 2011), calibrando o método usado para calcular a Transformada Discreta Inversa de Fourier.

A velocidade de Alfvén que melhor ajustou os resultados da simulação foi cerca de  $u_A \simeq 0,2c$ . Como nosso interesse é calibrar nossas equações através da simulação e depois aplicar ao evento detectado, de agora em diante, nós utilizaremos este valor.

A BENs da simulação tem um raio orbital inicial de  $R_0 = 1,592 \times 10^5 \text{m}$ , se nós considerarmos a frequência inicial da OG igual a 100 Hz. As estrelas estão a 1,926 s para o *merger*. A radiação gravitacional faz a órbita encolher até as estrelas de nêutrons se tocarem, conseqüentemente o raio do cilindro de luz decresce (na Figura 5.2). No limite da órbita *quasi*-circular, nós consideramos a fase *inspiral* até a órbita circular interna mais estável – *inner-most Stable Circular Orbit* (ISCO), a frequência é  $f_{OG_{ISCO}} \simeq 1,46 \text{ kHz}$  que corresponde ao tempo restante de 1,4 ms até o *merger*. A simulação mostra que a energia MHD e o campo magnético toroidal têm valores significativos com menos de 2 ms para o *merger*, cuja frequência da OG é de 1,31 kHz.

Figura 5.2 - Evolução do raio do cilindro de luz em função da frequência  $f_{OG}$ .

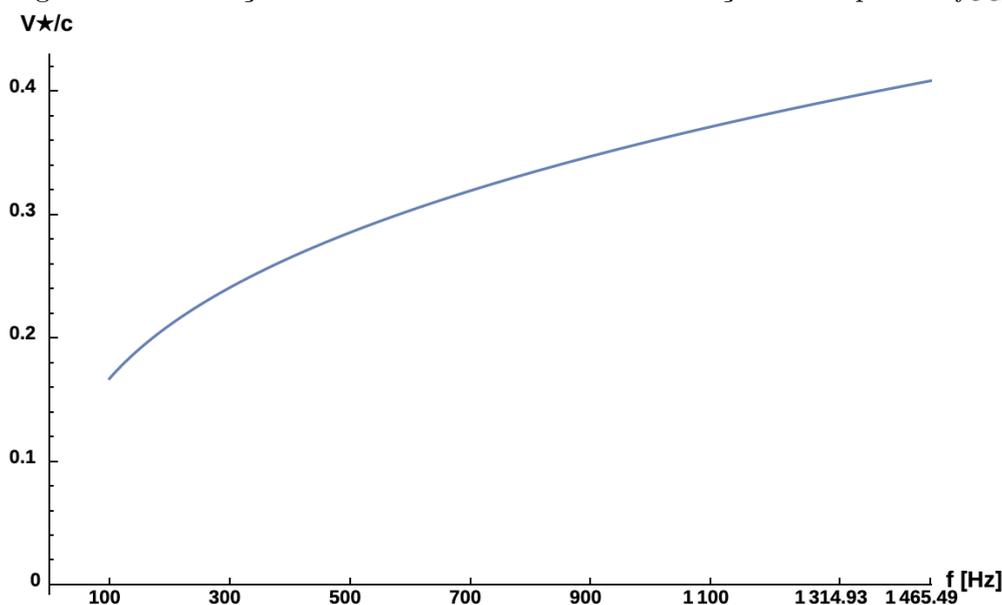


A evolução do raio do cilindro de luz em função da frequência da OG  $f_{OG}$ . A fase *inspiral* é considerada entre 100 Hz e 1465,49 kHz (BENs está na frequência da órbita circular interna mais estável - ISCO). O raio orbital decresce por causa da perda de energia através da emissão gravitacional do sistema. A figura mostra que o raio do cilindro de luz  $R_{Lc}$  é proporcional ao decaimento do raio orbital.

Fonte: Produção do autor.

As estrelas alcançam altas velocidades antes do *merger*. A evolução da velocidade das estrelas é descrita pela Equação (3.34) e apresentada pela Figura 5.3. Note que este valor é uma parte do fator  $\beta$  no fator de Lorentz. É necessário adicionar a velocidade perturbada do plasma pela interação OG-OEM.

Figura 5.3 - Evolução da velocidade das estrelas em função da frequência  $f_{OG}$ .



A evolução das velocidades das estrelas sobre a velocidade da luz em função da frequência da OG ( $f_{OG}$ ). A velocidade das estrelas depende da massa total do sistema que está relacionada com a assíntota apresentada na figura. Esta velocidade descreve uma parte do parâmetro  $\beta$  nas transformações de Lorentz. A outra parte é devido à perturbação do plasma através das interações das ondas.

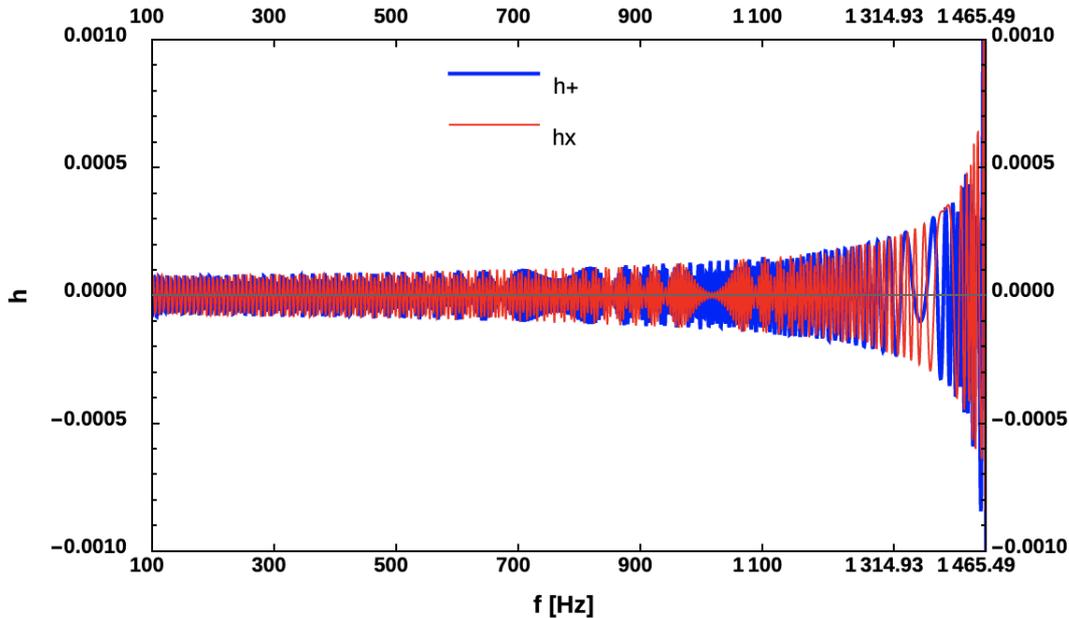
Fonte: Produção do autor.

A amplitude e a frequência da OG aumentam com a fase *inspiral* e dependem da distância da propagação. Considerando a distância da interação da OG igual ao raio do cilindro de luz, a Figura 5.4 apresenta as amplitudes da OG durante 100 – 1465 Hz da coalescência. A Figura 5.5 mostra como é o comportamento da amplitude no domínio da frequência. A interpretação da forma de onda na Figura 5.5 é diferente daquela no domínio do tempo. O eixo das ordenadas representa a densidade da amplitude ou um histograma da amplitude sobre as frequências associadas. Portanto, por exemplo, se considerar uma OG como um *burst*, monocromática como no *merger*, tem-se uma Delta de Dirac nessa frequência associada, toda a densidade de amplitude será um único pico.

No entanto, as interpretações das equações serão feitas no domínio do tempo, o entendimento é mais fácil. O procedimento será o seguinte: calcula-se as quantidades baseadas nas equações anteriores (no domínio da frequência é mais fácil de mani-

pular), depois a Transformada Discreta Inversa de Fourier <sup>2</sup> é aplicada para obter as quantidades no domínio do tempo. Dessa forma, as expressões no domínio da frequência serão consideradas como funções discretas em relação às frequências das ondas. As equações serão calculadas sobre a faixa de frequência  $[100, f_{OG_{ISCO}}]$  Hz a cada 0,5 Hz (esses intervalos já permitem que as funções mostrem seu comportamento). Assim, cada gráfico possui  $(f_{OG_{ISCO}} - 100)/0,5$  pontos, onde  $f_{OG_{ISCO}}$  é definida pela massa da BENs. A evolução das quantidades depende da frequência OG-OEM, bem como do termo ressonante  $\omega_{MHD} - \omega_{OG} = \Delta\omega \rightarrow 0$  Usamos  $\Delta\omega = 10^{-1}$  Hz para calcular os efeitos ressonantes.

Figura 5.4 - Evolução da amplitude da OG em função da frequência  $f_{OG}$  no domínio do tempo.

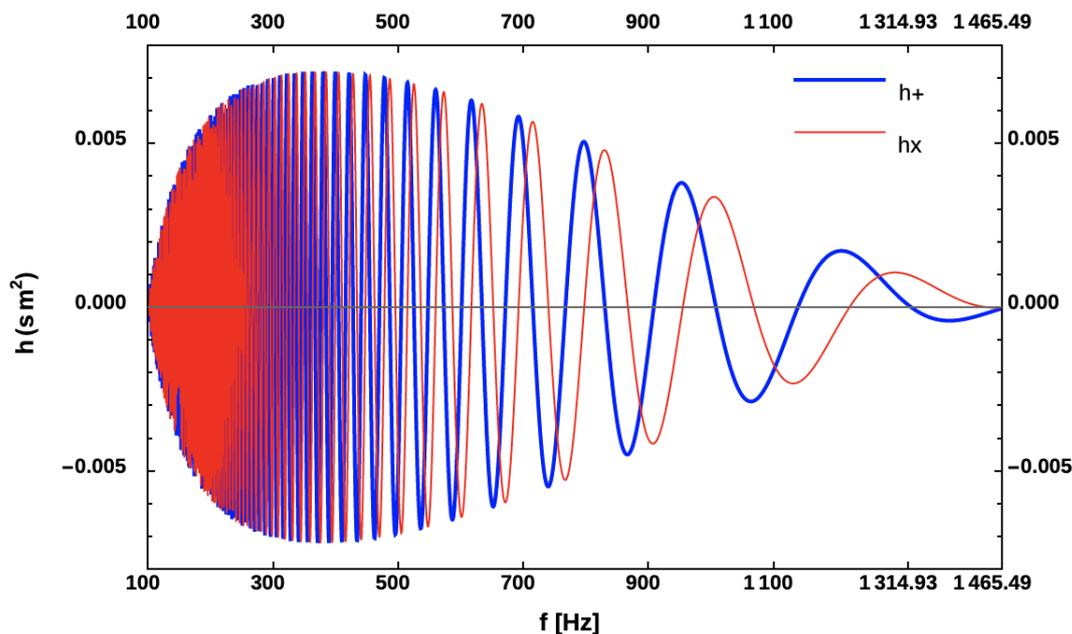


A evolução da amplitude das polarizações da OG como uma função da frequência  $f_{OG}$  no domínio do tempo. A forma de onda foi calculada através da expressão da amplitude da OG no domínio do tempo na Equação (3.32) (MAGGIORE, 2008). A linha vermelha fina representa a polarização  $\times$  da amplitude da OG, enquanto a linha azul grossa representa a polarização  $+$ . O comportamento do gráfico era esperado, como foi discutido no Capítulo 3.

Fonte: Produção do autor.

<sup>2</sup>A Transformada Discreta Inversa de Fourier  $u_r$  de uma lista  $\nu_s$  de comprimento  $n$  é definida para ser  $1/n^{(1+a)/2} \sum_{s=1}^n \nu_s e^{-2\pi i b(r-1)(s-1)/n}$ , onde  $a$  e  $b$  são parâmetros escolhidos de acordo a análise. Escolhemos valores entre 1 e 5 para  $a$  e  $b = 1$ .

Figura 5.5 - Evolução da amplitude da OG em função da frequência  $f_{OG}$  no domínio da frequência.

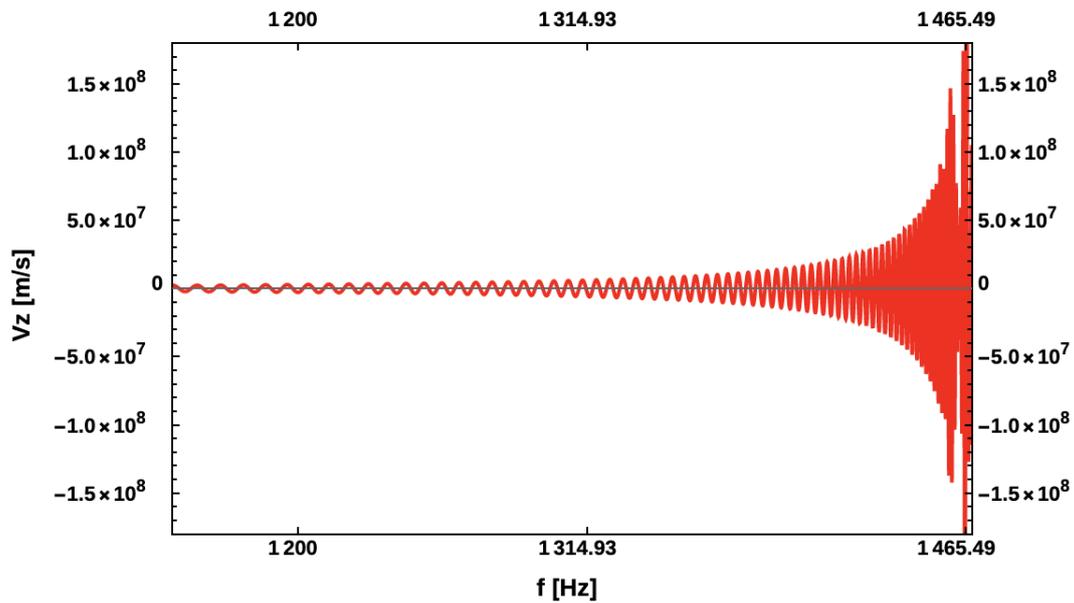


A evolução da amplitude das polarizações da OG como uma função da frequência  $f_{OG}$  no domínio da frequência. A linha vermelha fina representa a polarização  $\times$  da amplitude da OG, enquanto a linha azul grossa representa a polarização  $+$ . Comportamento esperado de acordo com o que foi discutido no Capítulo 3.

Fonte: Produção do autor.

A radiação gravitacional se propaga através do plasma magnetizado e as trajetórias de partículas carregadas são perturbadas. De acordo com as equações do Capítulo 4, a velocidade do plasma aumenta com a amplitude da OG (veja a Figura 5.6). Além disso, o plasma está congelado nas linhas do campo magnético que corrotaciona com as estrelas. Portanto, a velocidade total do plasma no referencial do laboratório é a soma  $v_z^{(1)} + v$ , onde  $v$  é definido na Equação (3.34). Podemos mostrar a evolução do parâmetro  $\beta$  durante a fase *inspiral* (representado na Figura 5.7). Nos instantes antes do *merger*, o plasma atinge a velocidade da luz e o fator de Lorentz possui valores altos. Utilizamos o ângulo  $\theta = \pi/4$  entre o campo magnético de fundo e a direção de propagação da OG, a velocidade da fase  $u_f$  não depende do ângulo e esse é o melhor ângulo que ajustou os resultados da simulação.

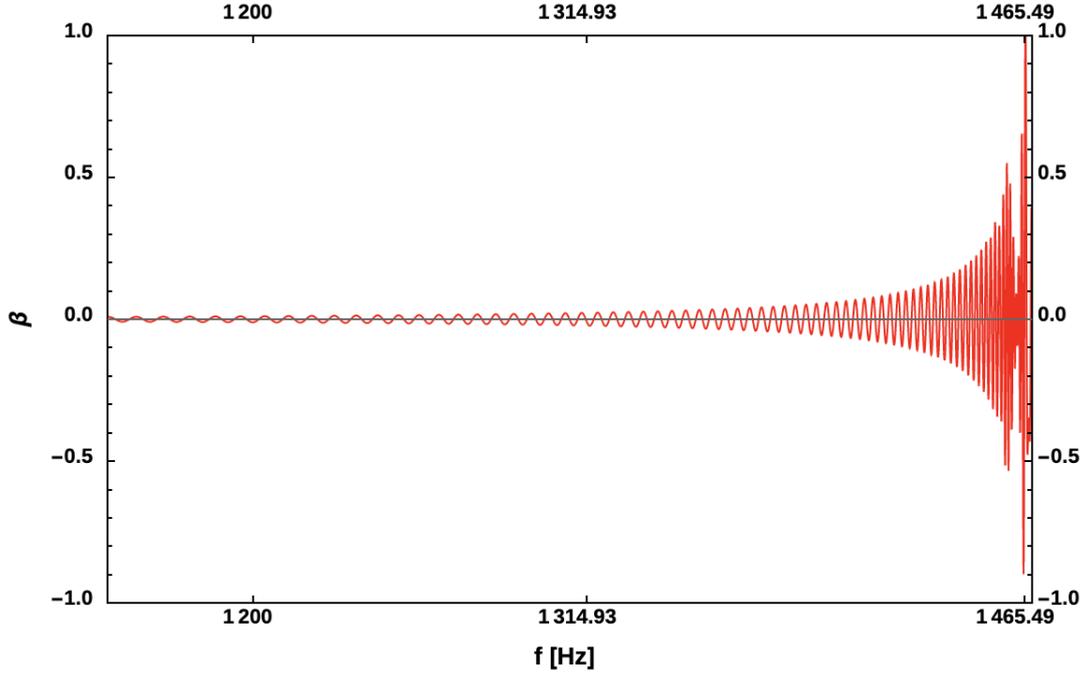
Figura 5.6 - Evolução da componente  $z$  da velocidade perturbada do plasma em função da frequência  $f_{OG}$ .



O gráfico mostra a evolução da componente  $z$  da velocidade perturbada do plasma a partir da frequência 1000 Hz, pois a interação se torna mais significativa após a frequência 1314,84 Hz, faltando 2 ms para o *merger*. Esta velocidade compõe o parâmetro  $\beta$  do fator de Lorentz, junto com a velocidade das estrelas apresentada no gráfico da Figura 5.3.

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.7 - Evolução do parâmetro  $\beta$  em função da frequência  $f_{OG}$ .



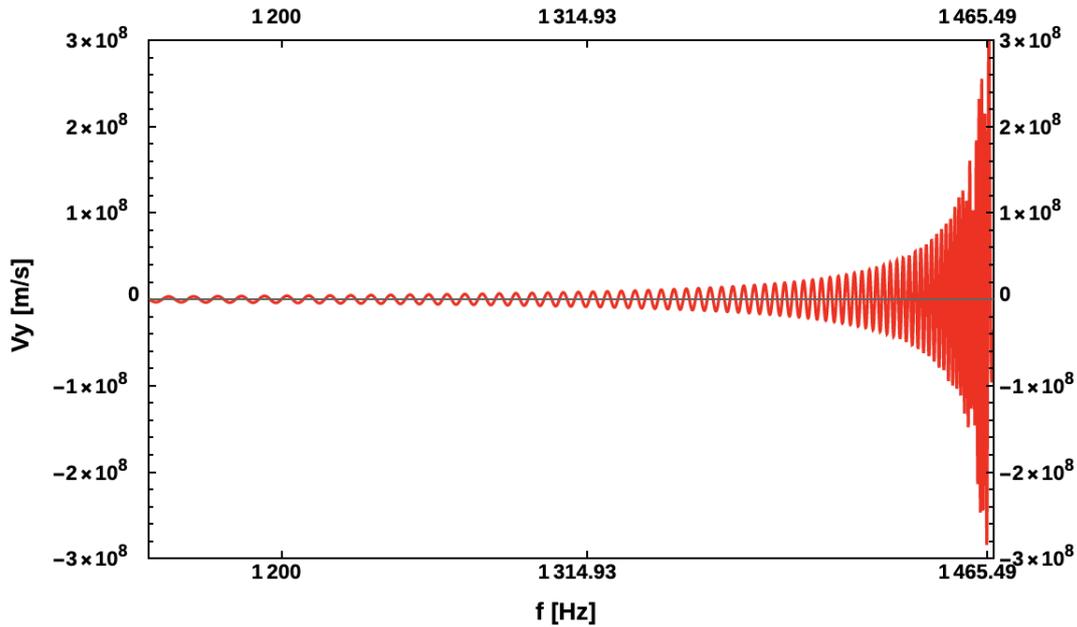
Evolução do parâmetro  $\beta$  do plasma no referencial de repouso em função da frequência  $f_{OG}$ . São consideradas as velocidades das estrelas e a velocidade perturbada do plasma devido à interação OG-OEM.

Fonte: Produção do autor.

Os gráficos mostram a interação a partir da frequência 1000 Hz, pois a interação se torna mais significativa depois da frequência 1314,84 Hz, que corresponde a 2 ms faltando para o *merger*, como a simulação demonstra (REZZOLLA et al., 2011).

O modo Alfvén também tem a velocidade do plasma associada,  $v_y^{(1)}(k, \omega)$ . Para o ângulo  $\theta = \pi/4$ , seu valor é ligeiramente maior que  $v_z^{(1)}(k, \omega)$ , pois este último é proporcional à  $\sin^2(\theta)$ , enquanto  $v_y^{(1)}(k, \omega)$  é proporcional à  $\sin(\theta)$ .

Figura 5.8 - Evolução da componente  $y$  da velocidade perturbada do plasma em função da frequência  $f_{OG}$ .



A forma de onda da componente  $y$  da velocidade perturbada do plasma é semelhante à  $v_z^{(1)}$ . Mas o valor máximo da velocidade alcança intensidade maior, para o ângulo escolhido  $\theta = \pi/4$ .

Fonte: Produção do autor.

Note que a combinação das velocidades não pode exceder a velocidade da luz. Na Figura 5.3, a velocidade máxima devido à corotação das estrelas é de  $1,18 \times 10^8$  m/s ( $\simeq 0,395c$ ), então a velocidade máxima devido a interação OG-OEM não pode exceder  $1,8 \times 10^8$  m/s ( $\simeq 0,6c$ ). Na Figura 5.7 é verificado.

Na Referência [Rezzolla et al. \(2011\)](#), a simulação demonstrou que o campo magnético máximo tanto poloidal quanto toroidal aumenta com a coalescência, instante antes do *merger*,  $2ms$  (1,314 kHz). O campo magnético poloidal máximo aumenta por um fator de 10, enquanto o campo magnético toroidal máximo, insignificante no início da fase *inspiral*, vai de  $10^{12}G$  ( $10^8T$ ) em 1,314kHz para a ordem de  $10^{13} G$  ou  $10^9 T$  com 1,4ms para o *merger* (1,465kHz).

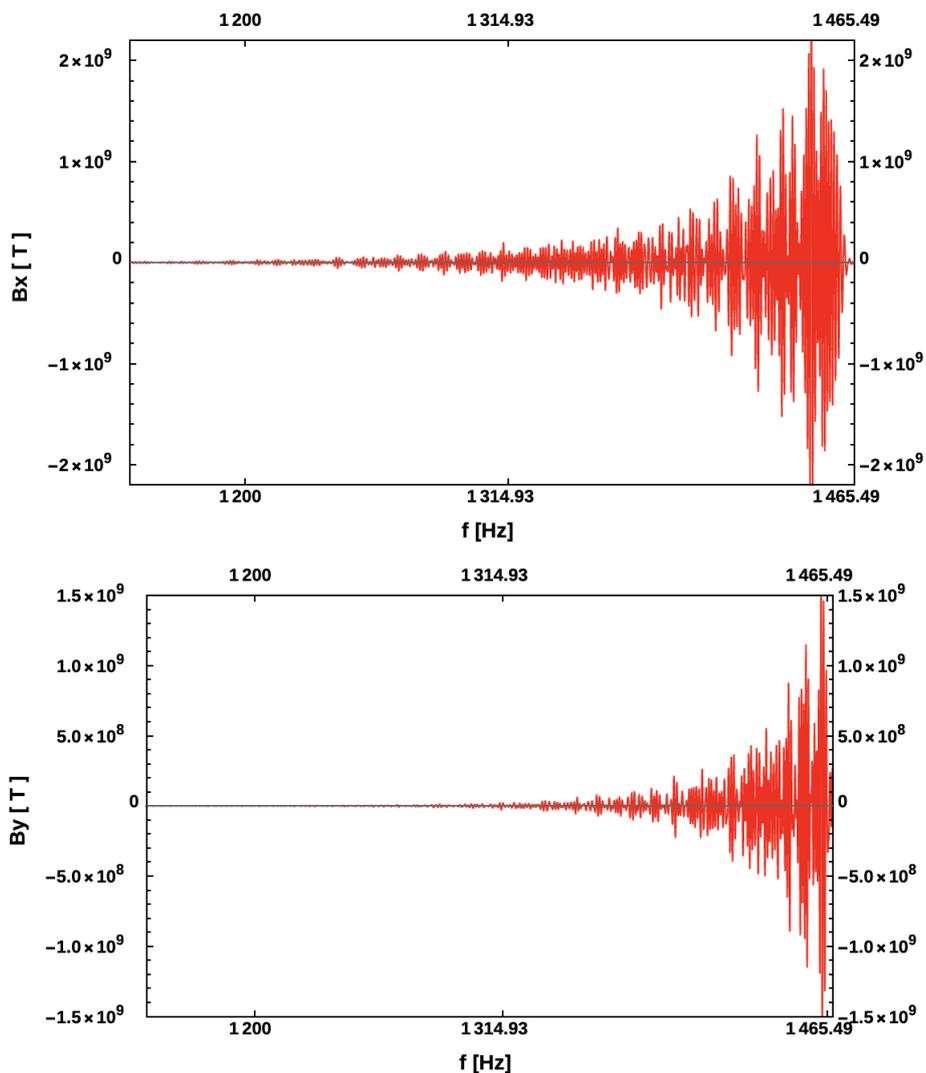
Nós podemos ver a evolução do campo magnético de duas maneiras: ou o campo magnético aumenta diretamente,  $B_x^{(1)}(k, \omega)$  e  $B_y^{(1)}(k, \omega)$  são componentes do campo magnético toroidal e ficam maiores com a coalescência, ou as densidades de corrente

são responsáveis por amplificar o campo magnético.  $j_x^{(1)}(k, \omega)$  e  $j_y^{(1)}(k, \omega)$  produzem um campo magnético na direção  $z$ , componente poloidal, e  $j_z^{(1)}$ , no plano  $x - y$ , a componente toroidal.

Observe as Equações (4.108)-(4.97), a densidade de corrente  $j_y^{(1)}$  depende de  $1/B_z^{(0)} = B^{(0)} \cos(\theta)$  e  $v_x^{(1)}(k, \omega) \propto 1/\tan(\theta)$ , então  $j_y^{(1)}$  diminui na ordem de  $(B^{(0)} \cos(\theta))^{-1} \approx 10^{-8} \text{T}^{-1}$  com  $\theta \neq 0$ ,  $j_y^{(1)}$ , seu valor pode alcançar quantidade significativa perto do *merger*, quando  $\gamma$  possui valores mais altos e  $j_y^{(1)}$  depende de  $v_z^{(1)}(k, \omega)$  indiretamente que cresce a altos valores como nós vimos na Figura 5.6. A densidade de corrente  $j_x^{(1)}(k, \omega)$  tem um termo  $(1 - \beta u_{A\parallel})^2 / (u_{A\parallel} - \beta)^2 - 1 \rightarrow 0$  quando  $\beta \rightarrow 1$ , limite ultra-relativístico. No entanto,  $j_x^{(1)}$  depende de  $\gamma$  e os campos eletromagnéticos ficam maiores perto do *merger*. Em resumo, as densidades atuais do plano  $x - y$  podem contribuir com o campo magnético poloidal, no entanto, parece que esses valores não são significativos, como a simulação demonstra instantes antes do *merger*. Após a colisão das estrelas, o campo magnético inicial cresce por efeito da instabilidade de Kelvin-Helmholtz desencadeada pelo cisalhamento das superfícies das estrelas no *merger* (PRICE; ROSSWOG, 2006; GIACOMAZZO et al., 2009).

Por outro lado, o campo magnético toroidal evolui significativamente durante a coalescência, produzido pelas quantidades  $j_z^{(1)}(k, \omega)$ ,  $B_x^{(1)}(k, \omega)$  e  $B_y^{(1)}(k, \omega)$ . A componente  $j_z^{(1)}$  aumenta proporcional ao campo elétrico perturbado  $E_z^{(1)}$ , por sua vez, proporcional à velocidade perturbada  $v_x^{(1)}(k, \omega)$ . Nós vimos que esta velocidade evolui com a frequência da OG até alcançar a velocidade superluminal (ver a Figura 5.8). Além disso, a densidade de corrente fica maior ainda perto do *merger*, onde  $\beta \rightarrow 1$ . O campo magnético máximo perturbado  $B_x^{(1)}$  e  $B_y^{(1)}$ , mostrado no gráfico da Figura 5.9, aumenta ao longo da fase *inspiral*, evolui de  $10^8 \text{T}$  a  $10^9 \text{T}$  menos que 2ms como a simulação mostrou na Referência (REZZOLLA et al., 2011).

Figura 5.9 - Evolução das componentes do campo magnético perturbado  $B_x^{(1)}$  e  $B_y^{(1)}$  em função da frequência  $f_{OG}$ .



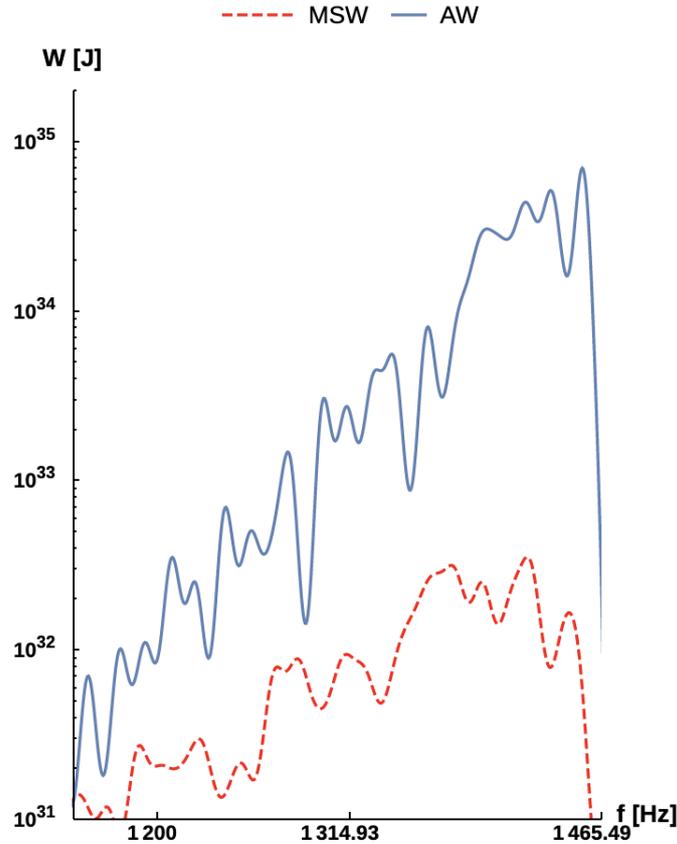
A evolução do campo magnético perturbado em função da frequência  $f_{OG}$ . O painel de cima mostra a amplitude  $B_x^{(1)}$  derivada pelo modo magnetossônico. O painel de baixo mostra a amplitude  $B_y^{(1)}$  derivada do modo Alfvén, ambos com  $\theta = \pi/4$ . O campo magnético máximo evolui de forma semelhante a mostrada pela simulação da Referência (REZZOLLA et al., 2011)

Fonte: Produção do autor.

Enquanto a EN orbita a outra, as compactas liberam radiação gravitacional através do plasma fortemente magnetizado circundante às estrelas. Esse plasma congelado nas linhas de campo magnético se estende até o raio do cilindro de luz (da ordem de aproximadamente 10 vezes o raio da órbita). As partículas forçadas a se esticar

devido à amplitude da OG mudam suas trajetórias e os parâmetros ambientes do plasma não conseguem manter o equilíbrio e excitam quantidades como consequência da propagação da OG. Alguma energia é depositada no plasma devido à excitação dos parâmetros. É natural pensar que a maior parte da energia está associada ao campo eletromagnético. As Equações (5.21)-(5.24) no domínio da frequência calculam a energia eletromagnética pela excitação das ondas MHD com respeito a alguns parâmetros da OG e do plasma. Considerando que a propagação da OG faz um ângulo com o campo magnético de fundo em torno de  $\theta = \pi/4$  (discutimos a escolha desse ângulo) e a evolução das quantidades perturbadas, como mostrado acima, calculamos a energia eletromagnética transferida durante o na fase *inspiral* 100 – 1465 Hz do sistema da simulação, a evolução da energia é mostrada na Figura 5.10.

Figura 5.10 - Evolução da energia eletromagnética associada aos modos Alfvén e magnetossônicos em função da frequência  $f_{OG}$ .



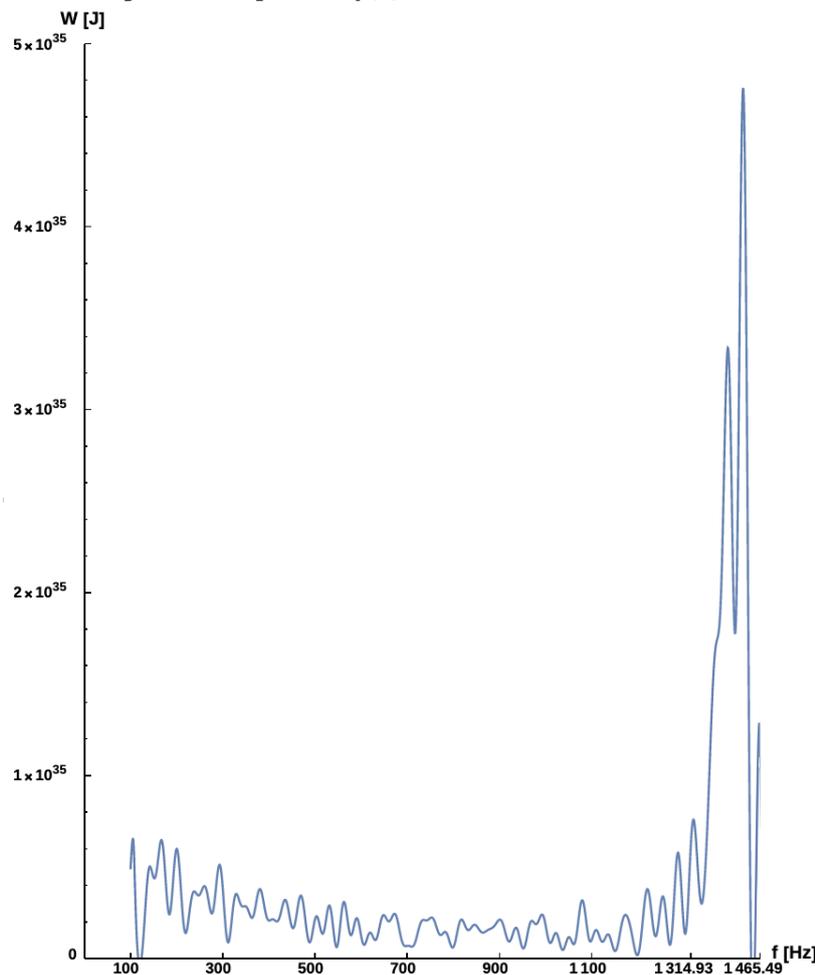
A evolução da energia eletromagnética pela interação OG-OEM em função de  $f_{OG}$ . Os resultados apresentados aqui são esperados pela simulação das Equações Relativísticas MHD completas como na Referência (REZZOLLA et al., 2011). A curva vermelha pontilhada representa a energia transferida pelo modo magnetossônico, enquanto a linha azul representa a energia associada ao modo Alfvén.

Fonte: Produção do autor.

Note que a ordem das energias encontradas com as Equações (5.21) e (5.24) é a mesma encontrada na simulação da Referência (REZZOLLA et al., 2011). Além disso, a energia eletromagnética aumenta entre duas e três ordens durante 2 ms ( $\sim 1200 - 1465$  Hz) na fase *inspiral* como esperado pela simulação das Equações Relativísticas MHD completas. Como foi escolhido  $\theta = \pi/4$ , a energia eletromagnética não é máxima, devido ao termo  $\sin^2(\theta)$  na equação da energia. No entanto, com este ângulo o comportamento do modo Alfvén pode ser visto, desde que a velocidade de fase Alfvén  $u_{A\parallel} = u_A \cos(\theta) \approx 0,7c$ , é um caso aproximado da condição de coerência.

Se escolhêssemos  $\theta \rightarrow \pi/2$ , apenas o modo magnetossônico é considerado na interação ressonante OG-OEM, a velocidade de fase Alfvén desaparece e o modo MHD não respeitará a condição de coerência com a OG. Nós esperamos o valor máximo da energia eletromagnética durante a interação OG-OEM quando  $\theta = \pi/2$  na Equação (5.24). Nessa condição, nós encontramos que a energia eletromagnética transferida na órbita mais estável  $f_{OG_{ISCO}}$  é da ordem de  $10^{35}$  J ( $10^{42}$  erg) (veja na Figura 5.11).

Figura 5.11 - Evolução da energia eletromagnética associada ao modo MHD para  $\theta = \pi/2$  em função da frequência  $f_{OG}$ .

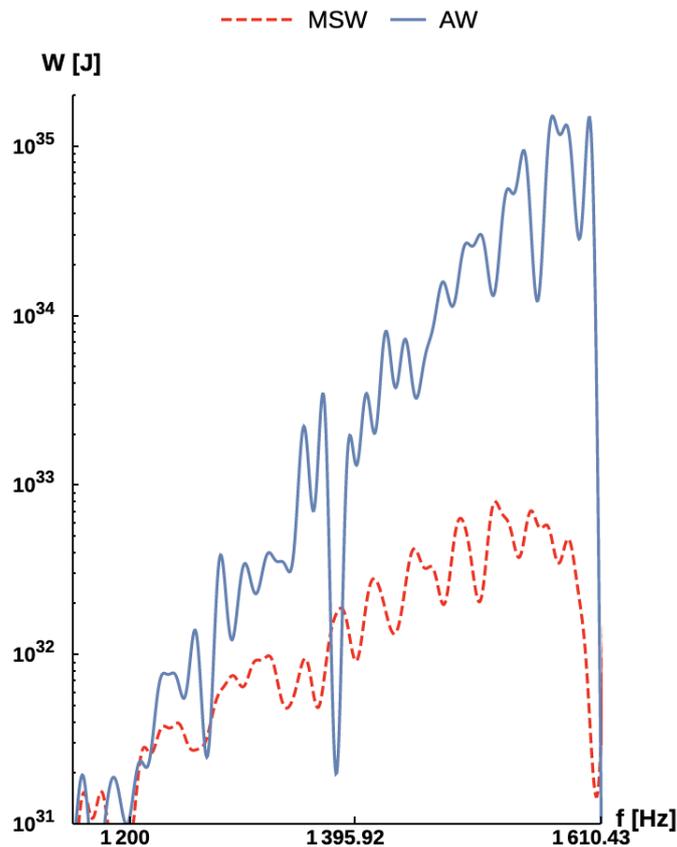


A evolução da energia eletromagnética perturbada em função da frequência  $f_{OG}$  para o caso perpendicular entre o campo magnético de fundo e a propagação da OG. Na órbita estável mais interna  $f_{OG_{ISCO}}$ , a energia é máxima, alcançando  $10^{35}$  J ( $10^{42}$  erg). A figura representa a simulação com os parâmetros físicos descritos na Tabela 5.1.

Fonte: Produção do autor.

Agora, levando em consideração as propriedades do evento GW170817 (ABBOTT et al., 2019) resumidas na Tabela 5.1, podemos calcular a energia eletromagnética transferida pela interação OG-OEM. As demais quantidades evoluem de maneira semelhante ao último caso. A evolução da energia com  $\theta = \pi/4$  é mostrada na Figura 5.12. Para ENs com raio igual a ENs da simulação, notamos que a energia fica maior que o último sistema. A frequência da coalescência para GW170817 é maior. O comportamento é semelhante, quando a fase *inspiral* está a 2 ms para o *merger*. Mais energia é transferida para o plasma pela interação OG-OEM e seu valor máximo é atingido na frequência ISCO.

Figura 5.12 - Evolução da energia eletromagnética excitada pela interação OG-OEM em função da frequência  $f_{OG}$ .

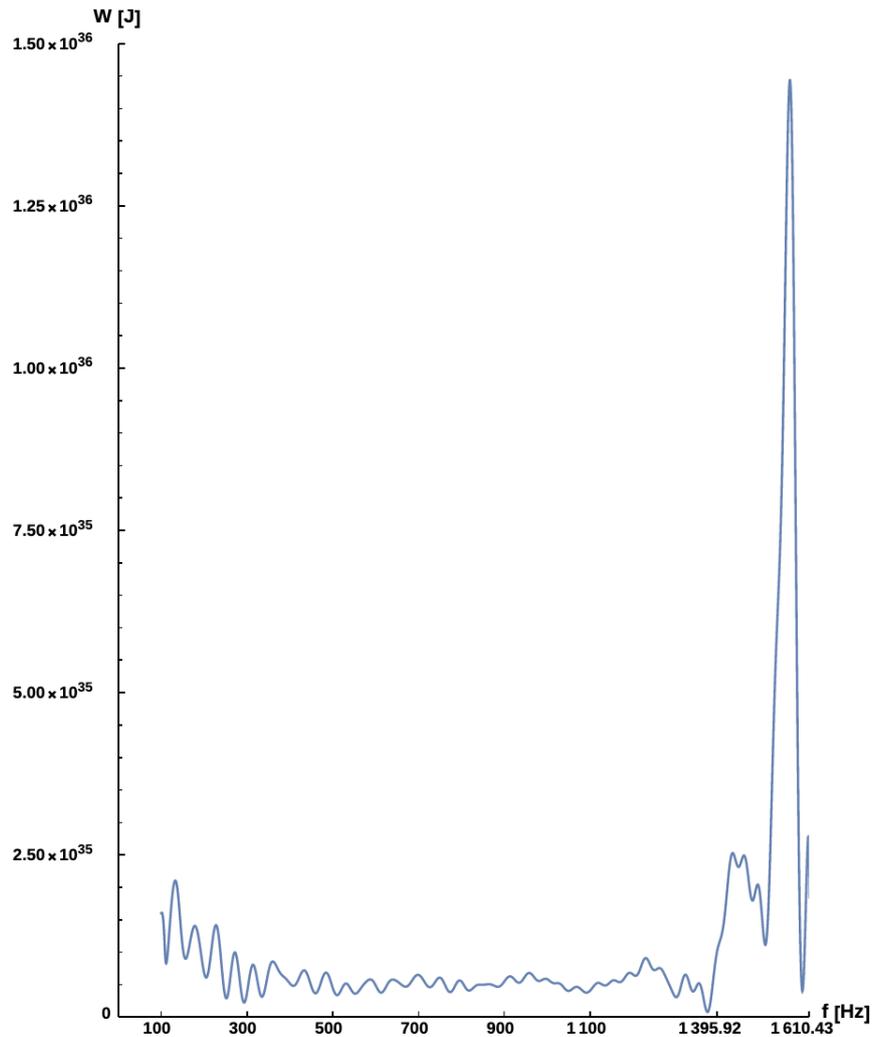


A evolução da energia eletromagnética excitada pela interação OG-OEM em função da frequência  $f_{OG}$  para o evento GW170817 detectado pelo aLIGO-Virgo (ABBOTT et al., 2019). A curva tracejada vermelhada representa a energia transferida pelo modo magnetossônico, enquanto a linha azul representa a energia pelo modo Alfvén.

Fonte: Produção do autor.

Se nós considerarmos que o campo magnético na superfície das ENs é cerca de  $10^8$  T no caso perpendicular, onde o modo magnetossônico tem a energia maior, a energia alcança valores da ordem de  $10^{36}$  J ( $10^{43}$  erg) antes do *merger* (veja a Figura 5.13).

Figura 5.13 - Evolução da energia eletromagnética excitada pela interação OG-OEM em função da frequência  $f_{OG}$  para o ângulo  $\theta = \pi/2$ .



A evolução da energia eletromagnética perturbada em função da frequência  $f_{OG}$  para o caso perpendicular entre o campo magnético de fundo e a propagação da OG do evento GW170817. Na órbita estável mais interna  $f_{OG_{ISCO}}$ , a energia é máxima, alcançando  $10^{36}$  J ( $10^{43}$  erg). Esta figura considera o evento GW170817 com os parâmetros físicos descritos na Tabela 5.1.

Fonte: Produção do autor.

Considerando o plasma fortemente magnetizado, o modo magnetossônico é coerente com a radiação gravitacional para várias configurações do ângulo entre o campo magnético de fundo e a propagação da OG, o oposto para o modo Alfvén, onde a condição ressonante é  $\theta = 0$ . No entanto, de acordo com o comportamento das energias MHD mostradas pelos gráficos nesta seção, a energia do modo Alfvén tem uma amplitude maior que o modo magnetossônico para  $\theta = \pi/4$ .

A função que melhor caracteriza o comportamento da energia eletromagnética excitada pelos modos MHD mostrada na Figura 5.12 (essa análise poderia ser feita para o caso da simulação, o comportamento é o mesmo, apenas as amplitudes são diferentes) é um conjunto de termos de potência da frequência da OG (ou frequência orbital  $f_{OG} = 2f_{fonte}$ ) como uma função de  $W \propto f_{OG}^P$ . As potências são:

$$\begin{aligned}
W_{OMS}^{(B)} = & -0,338085f^{11} + 5315,82f^{10} - 3,6113 \times 10^7 f^9 + 1,38831 \times 10^{11} f^8 \\
& - 3,32265 \times 10^{14} f^7 + 5,13136 \times 10^{17} f^6 - 5,12839 \times 10^{20} f^5 + 3,23774 \times 10^{23} f^4 \\
& - 1,22143 \times 10^{26} f^3 + 2,48183 \times 10^{28} f^2 - 2,23765 \times 10^{30} f + 6,56468 \times 10^{31} , \\
\end{aligned} \tag{5.25}$$

e

$$\begin{aligned}
W_{OA}^{(B)} = & -0,0579517f^{12} + 1006,29f^{11} - 7,6465 \times 10^6 f^{10} + 3,34092 \times 10^{10} f^9 \\
& - 9,27454 \times 10^{13} f^8 + 1,70623 \times 10^{17} f^7 - 2,10551 \times 10^{20} f^6 + 1,72578 \times 10^{23} f^5 \\
& - 9,10102 \times 10^{25} f^4 + 2,90493 \times 10^{28} f^3 - 5,02533 \times 10^{30} f^2 + 3,79387 \times 10^{32} f \\
& - 7,20951 \times 10^{33} . \\
\end{aligned} \tag{5.26}$$

Na Referência (PALENZUELA et al., 2013), com as simulações das Equações Relativísticas completas, os autores discutiram sobre as luminosidades da radiação eletromagnética produzida pela coalescência e caracterizada em termos da potência da frequência orbital da binária como uma função  $L \propto \Omega^P$ . Desde que a energia e luminosidade são proporcionais, nossos resultados concordam com o que foi mostrado e derivado por esses autores.



## 6 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

A força gravitacional é a interação dominante nos sistemas astronômicos, apesar de ser a interação mais fraca. Entretanto objetos extremamente massivos que possuem oscilação não-radial ou sistemas binários de objetos compactos emitem ondas gravitacionais. Emissões que são capazes, a partir de sua detecção, de fornecer informações importantes de objetos exóticos, como os buracos negros. Essa janela para o universo foi inaugurada em 2015 pela primeira detecção da coalescência de buracos negros pelo detector LIGO. O número de detecções só tende a crescer com o aumento da sensibilidade dos detectores interferométricos. A ampliação do número desses detectores também poderá fornecer um melhor estudo da distribuição espacial dos objetos exóticos, respondendo vários questionamentos sobre a natureza deles.

Além das informações trazidas pelas OGs desses objetos, estas podem participar decisivamente de processos físicos não entendidos dos sistemas extremamente energéticos, como GRBs. Durante algumas décadas, tentou-se entender a interação das OGs com outra onda de natureza distinta, mas bastante conhecida, as ondas eletromagnéticas. Pode ser que essa interação seja relevante em processos já conhecidos e detectados do Universo. Como por exemplo, Radiação Cósmica de Fundo (CMB) (PENZIAS; WILSON, 1965), pulsares (HEWISH et al., 1968) ou até mesmo em sistemas binários de raio- $X$  (SCHREIER et al., 1972).

Neste trabalho, verificamos que as OGs participam ativamente em sistemas binários em coalescência na presença de plasma circundante fortemente magnetizado. Durante a fase *inspiral*, a emissão gravitacional excita os modos de ondas magneto-hidrodinâmicas, Alfvén e magnetossônico. E uma quantidade de energia é transferida às ondas MHD, mesmo para frequências mais baixas da coalescência. A interação mais efetiva ocorre entre a OG e a onda magneto-acústica rápida. A velocidade de fase dessas ondas pode facilmente aproximar da velocidade da luz no plasma em questão.

Inicialmente, aprofundamos os estudos anteriores desenvolvidos principalmente em (GERTSENSHTEIN, 1962; BOCCALETTI et al., 1970; ZEL'DOVICH, 1974; BRODIN G. E MARKLUND, 1999; MARKLUND et al., 2000; SERVIN M. E BRODIN, 2003; MOORTGAT; KUIJPERS, 2003; ISLIKER et al., 2006; MOORTGAT, 2006). No entanto, nenhum desses trabalhos apresentou os cálculos matemáticos explícitos conforme desenvolvidos aqui. Além disso, nestes trabalhos anteriores, os autores assumem uma função delta para calcular a interação e a transferência de energia entre as OGs e o plasma magnetizado do sistema binário. Apresentamos as expressões para a fase de coales-

cência total e discutimos as consequências dessa interação.

Em nosso modelo, consideramos que o plasma ao redor das estrelas está na aproximação MHD ideal, Seção 4.1, e pode interagir com a OG liberada pela coalescência, Equações (3.33b) e (3.33a). Enquanto as ENs se orbitam, é liberada radiação gravitacional (MAGGIORE, 2008) através do plasma fortemente magnetizado que circunda as estrelas (BESKIN et al., 1993). Este plasma congelado em linhas de campo magnético se estende até o raio do cilindro de luz (da ordem de cerca de 10 vezes o raio da órbita) (MOORTGAT; KUIJPERS, 2005). As partículas sujeitas às forças de maré devido à amplitude da OG mudam suas trajetórias, e os parâmetros do plasma não conseguem manter o equilíbrio. Excitam as grandezas como resultado da propagação de OG, Seção 4.4. A energia é depositada no plasma devido à excitação dos parâmetros, como demonstram as Equações (5.21) e (5.24). Inicialmente, o conjunto de equações é escrito no referencial comóvel, Seção 4.4.1, mas para calcular a energia total, com a energia de repouso, precisamos estudar as consequências do acoplamento no referencial de laboratório, Seção 4.4.2.

Com a detecção do primeiro *merger* de BENs observada em OGs (GW170817) seguida por uma contraparte eletromagnética (GRB 170817A), a era da astronomia de multi-mensageira começou. Considerando especificamente o GRB 170817A, sua classificação foi dada como um sGRB devido à sua duração de  $2 \pm 0.5$  s. No entanto, a energia isotrópica equivalente é  $\sim 10^{39} - 10^{40}$  J, que resulta em um valor inferior em três a quatro ordens de magnitude do que o sGRB mais fraco conhecido (BROMBERG et al., 2017). Não está clara qual é a origem desta 'fraqueza'. No entanto, alguns autores argumentaram que a emissão fraca é consistente com emissão fora do eixo de visada do observador (TROJA et al., 2018; MENG et al., 2018).

Na Seção 5.4, oferecemos um cenário para estudar o GRB 170817A. Uma vez que o modo magnetossônico está em coerência com as OGs para uma ampla gama de valores de  $\theta$ , então as energias totais  $\sim 10^{34} - 10^{37}$  J poderiam ser transferidas para o plasma através das OGs se  $\theta$  estiver em  $\pi/2$ . Observações simultâneas de sinais eletromagnéticos e OGs nos permitirão explorar a rica física envolvida na geração de GRBs por binárias de objetos compactos. Em particular, os sGRBs podem ser explorados e analisados com base no formalismo aqui desenvolvido, envolvendo o acoplamento de plasmas fortemente magnetizados com OGs.

Primeiro, calculamos as quantidades perturbadas para a BENs na simulação do trabalho de Rezzolla et al. (2011), demonstramos a evolução da binária durante a coalescência até a frequência ISCO do sistema. As Figuras 5.6, 5.8 e 5.9 mostram

a evolução das principais quantidades do plasma. Calculamos a energia eletromagnética transferida pelos modos MHD para dois ângulos,  $\theta = \pi/4$  e  $\theta \rightarrow \pi/2$ . O modo magnetossônico permanece coerente em ambos os ângulos, porém o modo Alfvén só é coerente quando  $\theta \rightarrow 0$ , reduzindo as perturbações devido à dependência com o termo  $\sin \theta$ . A Figura 5.10 mostra a excitação de energia eletromagnética com  $\theta = \pi/4$ . O modo Alfvén atingiu valores da ordem de  $10^{35}$  J antes do *merger*, enquanto o modo magnetossônico atingiu o valor  $10^{32}$  J na frequência ISCO. No entanto, se  $\theta = \pi/2$ , consideramos apenas a OMS e a energia eletromagnética para este ângulo muito próxima da frequência ISCO é  $\sim 4,5 \times 10^{35}$  J (veja na Figura 5.11). Comparamos estes resultados com os apresentados por Rezzolla et al. (2011) para calibrar as Transformadas Inversas Discretas de Fourier. Em seguida, aplicamos ao evento GW170817 detectado pela colaboração LIGO-VIRGO (ABBOTT et al., 2019).

Utilizamos os parâmetros associados ao evento GW170817 (ABBOTT et al., 2019). Os parâmetros principais são: a massa total  $2,73M_{\odot}$ , a massa *chirp*  $M_c = 1,186M_{\odot}$  e  $f_{GW_{ISCO}} \simeq 1610$  Hz que produz  $\beta = 0,035f_{GW}^{1/3}$ . Usando  $B^{(0)} = 10^8 T$  e  $R_{star} = 1,36, \times 10^4$  m (REZZOLLA et al., 2011; PALENZUELA et al., 2013), descobrimos que a energia total armazenada no plasma pelo acoplamento com as OGs vai de  $\sim 10^{33}$  J (OMS) a  $\sim 10^{35}$  J (AW), para  $\theta = \pi/4$ . Essas energias totais são obtidas desde a fase *inspiral* até instantes antes do *merger* das estrelas e a Figura 5.12 apresenta a energia armazenada por frequência da OG. Calculamos o caso perpendicular, a Figura 5.13 mostra que a energia da OMS armazenada no plasma é de cerca de  $10^{37}$  J instantes antes do *merger*.

O modo magnetossônico é mais eficiente, pois sua perturbação é perpendicular ao campo magnético de fundo como uma onda compressional. Esta é a mesma condição para um acoplamento eficiente entre as OGs e as ondas de plasma. A onda de cisalhamento, OA, excita oscilações paralelas a  $\vec{B}^{(0)}$ , reduzindo a energia armazenada.

A energia magnética armazenada evolui com a frequência da OG. Assim, frequências mais baixas também contribuem para armazenar a energia, embora a contribuição mais importante ocorra para os momentos imediatamente antes da fusão das estrelas (Figuras 5.10 e 5.12). As ondas MHD podem se propagar no plasma magnetizado. No entanto, precisamos avaliar se essas ondas podem fluir para fora da região em que são geradas. O parâmetro importante neste caso é o índice de refração, Seção 5.2.

Mostramos que o índice de refração do plasma depende da densidade de massa, pressão e campo magnético, Equação (5.11). Para as BENs, o campo magnético é

forte, então o índice de refração pode atingir valores enormes. Por outro lado, o meio ao redor do plasma possui índice de refração  $\sim 1$ . A diferença de um meio mais refringente, o plasma ao redor da BEN, para outro menos refringente, ISM, impede a propagação da radiação eletromagnética perturbada para fora do sistema.

Ondas planas uniformes,  $\omega$ , só podem se propagar em plasmas com frequências como  $\omega > \omega_p = \sqrt{N_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)}$ . Considerando a densidade de Goldreich-Julian  $\approx 10^{12} \text{cm}^{-3}$  para o plasma ao redor da binária (BESKIN et al., 1993), a onda MHD precisaria atingir uma frequência maior que 1 GHz para poder cruzar a camada condutora do plasma. Como a onda MHD perturbada está em coerência com a frequência da OG, valores  $\lesssim 1 \text{kHz}$ , a onda MHD colide com a camada condutora sendo totalmente refletida e permanecendo confinada no sistema.

Para este caso, calculamos o *momentum* transportado pelas OEMs, Seção 5.3. Mostramos nas Equações (5.13) e (5.14) que a energia depende fortemente da frequência e amplitude da perturbação gravitacional. Quando uma onda atinge um absorvedor perfeito, ela transmite seu impulso para a superfície. Nossos cálculos mostram que a pressão de radiação é  $P \propto (h_+^2 + h_\times^2)\omega^2$ . Durante a coalescência, a frequência e amplitude aumentam até atingir os maiores valores no *merger* do sistema. Portanto, a pressão de radiação também atinge valores enormes, sugerindo que o confinamento da radiação eletromagnética, pressionando as paredes do plasma com alto índice de refração, principalmente no eixo  $z$ , se torna insuportável para o sistema energizado devido à interação da OG-OEM próximo ao *merger*. Porém, com a redução da densidade de matéria nos polos do objeto formado e com o fluxo de *Poynting* mais intenso direcionado para esse polo, uma brecha permite a formação de um jato extremamente energético, surgindo no eixo  $z$ . Este cenário se assemelha aos jatos ultrarrelativísticos extremamente colimados observados nas explosões GRBs. Essas características são importantes para entender os fenômenos que surgem com as BENs, principalmente, os *bursts* e o alto fator de Lorentz nos sGRBs.

A gravidade participa como a força fundamental para conduzir a coalescência das estrelas em um sistema binário. Além disso, as OGs podem ser parte de um mecanismo mais fundamental para ajudar a produzir as explosões de raios- $\gamma$  e, assim, acelerar a matéria bariônica para um fator de Lorentz alto. Mostramos que as OGs podem excitar coerentemente as ondas MHD que, por sua vez, carregam energia e *momentum*. Portanto, o mecanismo de acoplamento OG-MHD pode desempenhar um importante papel para o estudo do mecanismo associado à geração de sGRBs.

Apesar do armazenamento de energia poder alcançar valores altos devido à interação

OG-OEM, é importante notar que fizemos a integração da energia eletromagnética até instantes antes do *merger*, condição estabelecida pela aproximação de campo fraco. Se projetarmos o acoplamento para a fase final do *merger*, a energia acoplada pode alcançar valores maiores, desde que a intensidade do campo magnético, ingrediente principal deste modelo, cresce devido às instabilidades de Kelvin-Helmholtz (REZZOLLA et al., 2011). Este cenário sugere energias semelhantes àquelas detectadas em GRBs.

Além disso, por causa do alto índice de refração, as OEMs ficam confinadas dentro do sistema, conseguindo sair apenas quando a pressão de radiação nas paredes fica insuportável. O fluxo de *Poynting* está direcionado no eixo  $z$ . De acordo com a simulação realizada por Endrizzi et al. (2016), a densidade neste eixo se reduz, tornando possível a propagação do fluxo para fora do sistema. Este comportamento baseado nas interpretações das equações obtidas aqui parece bastante promissor para explicar a aceleração bariônica a altos fatores de Lorentz.

A formulação trazida por este trabalho permite calcular a interação da OG com o plasma magnetizado de vários outros sistemas, desde que as aproximações MHD ideal e campo fraco continuem válidas. A intenção é utilizar o equacionamento obtido aqui para encontrar sistemas que adicionam grandes energias como o sistema demonstrado aqui. Além disso, como o equacionamento sai das equações completas da Relatividade Geral, os resultados obtidos servem de testes dessa teoria. Com relação ao GRB 170817A, mesmo com a nossa formulação sendo válida até instantes próximos à ISCO, nós poderíamos obter energias comparáveis às observadas se os campos magnéticos nas superfícies das estrelas fôssem da ordem de  $2 \times 10^9$  T.

As perspectivas futuras para este trabalho são promissoras, na medida que o formalismo mostra-se útil para seguir o acoplamento OG-OEM até a ISCO. Duas vertentes possíveis emergem neste momento: (i) usar aproximações pós-newtonianas para avaliar a resposta do nosso formalismo e (ii) "colar" a partir da ISCO soluções numéricas de OGs que permitam seguir a evolução do sistema até a coalescência completa das estrelas.

Por se tratar de um formalismo semi-analítico, seu poder de fogo pode ser enorme para explorar diferentes condições de energia e configurações magnéticas que permitam melhor explorar os efeitos do acoplamento OG-OEM. Assim, possivelmente colaborando na compreensão das questões em aberto sobre a física dos GRBs, e que foram descritas nos capítulos iniciais desta tese.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AASI, J.; ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ABERNATHY, M. R.; ACKLEY, K.; ADAMS, C.; ADAMS, T.; ADDESSO, P. Advanced ligo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 7, p. 074001, apr. 2015. [57](#), [82](#)

ABADIE, J. et al. Topical review: predictions for the rates of compact binary coalescences observable by ground-based gravitational-wave detectors. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 17, p. 173001, sep. 2010. [2](#), [57](#), [62](#)

ABBOTT, B. P. et al. Ligo: the laser interferometer gravitational-wave observatory. **Reports on Progress in Physics**, v. 72, n. 7, p. 076901, jul. 2009. [57](#), [82](#), [84](#)

\_\_\_\_\_. Gw150914: the advanced ligo detectors in the era of first discoveries. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 13, p. 131103, apr. 2016. [1](#), [82](#), [90](#)

\_\_\_\_\_. Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with advanced ligo and advanced virgo. **Living Reviews in Relativity**, v. 19, p. 1, feb. 2016. [83](#)

\_\_\_\_\_. Tests of general relativity with gw150914. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 22, p. 221101, jun. 2016. [57](#), [58](#), [85](#), [87](#), [90](#)

\_\_\_\_\_. Gw170104: observation of a 50-solar-mass binary black hole coalescence at redshift 0.2. **Physical Review Letters**, v. 118, n. 22, p. 221101, jun. 2017. [81](#), [83](#), [90](#), [91](#), [94](#)

\_\_\_\_\_. Gw170608: observation of a 19-solar-mass binary black hole coalescence. **ArXiv e-prints**, nov. 2017. [1](#), [91](#), [92](#)

\_\_\_\_\_. Gw170814: a three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 14, p. 141101, oct. 2017. [1](#), [93](#), [94](#)

\_\_\_\_\_. Gw170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 16, p. 161101, oct. 2017. [1](#), [58](#), [94](#), [95](#)

\_\_\_\_\_. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. **Astrophysical Journal Letters**, v. 848, p. L12, oct. 2017. [58](#), [96](#)

\_\_\_\_\_. Properties of the binary neutron star merger gw170817. **Physical Review X**, v. 9, n. 1, p. 011001, jan. 2019. xvii, 82, 83, 155, 156, 169, 175

\_\_\_\_\_. Gw190425: observation of a compact binary coalescence with total mass  $\sim$  3.4 solar mass. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 892, n. 1, p. L3, mar. 2020. 96, 97

ABBOTT B. P., e. Binary black hole mergers in the first advanced ligo observing run. **Physical Review X**, v. 6, n. 4, p. 041015, oct. 2016. 1, 83, 85, 86, 90, 91, 94

ABBOTT, B. P. e. e. a. Gw151226: observation of gravitational waves from a 22-solar-mass binary black hole coalescence. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 24, p. 241103, jun. 2016. 1, 83, 84, 87, 89, 94

ABBOTT, R. et al. **GW190412: observation of a binary-black-hole coalescence with asymmetric masses**. 2020. 96, 97

\_\_\_\_\_. Gw190814: gravitational waves from the coalescence of a 23 solar mass black hole with a 2.6 solar mass compact object. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 896, n. 2, p. L44, jun. 2020. 61, 96, 97

ACCADIA, T. et al. Status of the virgo project. **Classical and Quantum Gravity**, v. 28, n. 11, p. 114002, jun. 2011. 2, 57

\_\_\_\_\_. Virgo: a laser interferometer to detect gravitational waves. **Journal of Instrumentation**, v. 7, n. 3, p. 3012, mar. 2012. 82, 84

ACERNESE, F. et al. Measurements of superattenuator seismic isolation by virgo interferometer. **Astroparticle Physics**, v. 33, p. 182–189, apr. 2010. 82

\_\_\_\_\_. Advanced virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 2, p. 024001, jan. 2015. 57, 82, 83, 94

ACHTERBERG, A.; GALLANT, Y. A.; KIRK, J. G.; GUTHMANN, A. W. Particle acceleration by ultrarelativistic shocks: theory and simulations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 328, p. 393–408, dec. 2001. 42

AHARONIAN, F. A.; BOGOVALOV, S. V.; KHANGULYAN, D. Abrupt acceleration of a ‘cold’ ultrarelativistic wind from the crab pulsar. **Nature**, v. 482, p. 507–509, feb. 2012. 152

AJITH, P.; BOSE, S. Estimating the parameters of nonspinning binary black holes using ground-based gravitational-wave detectors: statistical errors. **Physical Review Letters**, v. 79, n. 8, p. 084032, apr. 2009. 83

ANANDA, K. N.; CLARKSON, C.; WANDS, D. Cosmological gravitational wave background from primordial density perturbations. **Physical Review D**, v. 75, n. 12, p. 123518, jun. 2007. 57

ANDERSSON, N.; FERRARI, V.; JONES, D. I.; KOKKOTAS, K. D.; KRISHNAN, B.; READ, J. S.; REZZOLLA, L.; ZINK, B. Gravitational waves from neutron stars: promises and challenges. **General Relativity and Gravitation**, v. 43, p. 409–436, feb. 2011. 57

ANTONIADIS, J.; FREIRE, P. C. C.; WEX, N.; TAURIS, T. M.; LYNCH, R. S.; KERKWIJK, M. H. van; KRAMER, M.; BASSA, C.; DHILLON, V. S.; DRIEBE, T.; HESSELS, J. W. T.; KASPI, V. M.; KONDRATIEV, V. I.; LANGER, N.; MARSH, T. R.; MCLAUGHLIN, M. A.; PENNUCCI, T. T.; RANSOM, S. M.; STAIRS, I. H.; LEEUWEN, J. van; VERBIEST, J. P. W.; WHELAN, D. G. A massive pulsar in a compact relativistic binary. **Science**, v. 340, p. 448, apr. 2013. 95

ARNETT, W. D.; BOWERS, R. L. A microscopic interpretation of neutron star structure. **The Astrophysical Journal**, v. 33, p. 415, apr. 1977. 61

ASO, Y.; MICHIMURA, Y.; SOMIYA, K.; ANDO, M.; MIYAKAWA, O.; SEKIGUCHI, T.; TATSUMI, D.; YAMAMOTO, H. Interferometer design of the kagra gravitational wave detector. **Physical Review D**, v. 88, n. 4, p. 043007, aug. 2013. 2, 57

ASSIS, A. S. G. B. d. **Excitação de ondas MHD através da emissão de ondas gravitacionais produzidas por binárias de estrelas de nêutrons.** Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Brasil, fevereiro 2016. 140

ATTEIA, J.-L. et al. A second catalog of gamma-ray bursts - 1978-1980 localizations from the interplanetary network. **The Astrophysical Journal Supplement**, v. 64, p. 305–317, may 1987. 22

AXFORD, W. I.; LEER, E.; SKADRON, G. Acceleration of cosmic rays by shock waves. In: SHAVIV, G. (Ed.). **Cosmophysics**. [S.l.: s.n.], 1978. p. 125–134. 41, 42

- BAKER, J. G.; CENTRELLA, J.; CHOI, D.-I.; KOPPITZ, M.; METER, J. van. Gravitational-wave extraction from an inspiraling configuration of merging black holes. **Physical Review Letters**, v. 96, n. 11, p. 111102, mar. 2006. [81](#)
- BAND, D.; MATTESON, J.; FORD, L.; SCHAEFER, B.; PALMER, D.; TEEGARDEN, B.; CLINE, T.; BRIGGS, M.; PACIESAS, W.; PENDLETON, G.; FISHMAN, G.; KOUVELIOTOU, C.; MEEGAN, C.; WILSON, R.; LESTRADE, P. Batse observations of gamma-ray burst spectra. i - spectral diversity. **The Astrophysical Journal**, v. 413, p. 281–292, aug. 1993. [17](#), [19](#), [20](#)
- BARAT, C.; CHAMBON, G.; HURLEY, K.; NIEL, M.; VEDRENNE, G.; ESTULIN, I. V.; KUZNETSOV, A. V.; ZENCHENKO, V. M. A review of recent results from the franco-soviet signe gamma-burst experiments. **Symposium on Cosmic Gamma-Ray Bursts**, v. 75, p. 83–91, mar. 1981. [17](#)
- BAUSWEIN, A.; JANKA, H.-T. Measuring neutron-star properties via gravitational waves from neutron-star mergers. **Physical Review Letters**, v. 108, n. 1, p. 011101, jan. 2012. [58](#)
- BECKER, W. **Neutron stars and pulsars**. Germany: Springer, 2009. [1](#), [60](#), [151](#), [152](#)
- BEDNARZ, J.; OSTROWSKI, M. Energy spectra of cosmic rays accelerated at ultrarelativistic shock waves. **Physical Review Letters**, v. 80, p. 3911–3914, may 1998. [42](#)
- BELCZYNSKI, K.; BULIK, T.; FRYER, C. L.; RUITER, A.; VALSECCHI, F.; VINK, J. S.; HURLEY, J. R. On the maximum mass of stellar black holes. **The Astrophysical Journal**, v. 714, p. 1217–1226, may 2010. [89](#)
- BELL, A. R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. i. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 182, p. 147–156, jan. 1978. [41](#), [42](#)
- BELOBORODOV, A. M. On the efficiency of internal shocks in gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 539, p. L25–L28, aug. 2000. [4](#)
- BERENTZEN, I.; PRETO, M.; BERCIK, P.; MERRITT, D.; SPURZEM, R. Binary black hole merger in galactic nuclei: post-newtonian simulations. **The Astrophysical Journal**, v. 695, p. 455–468, apr. 2009. [57](#)
- BERGER, E. A short gamma-ray burst "no-host" problem? investigating large progenitor offsets for short grbs with optical afterglows. **The Astrophysical Journal**, v. 722, p. 1946–1961, oct. 2010. [5](#)

BERRY, C. P. L.; MANDEL, I.; MIDDLETON, H.; SINGER, L. P.; URBAN, A. L.; VECCHIO, A.; VITALE, S.; CANNON, K.; FARR, B.; FARR, W. M.; GRAFF, P. B.; HANNA, C.; HASTER, C.-J.; MOHAPATRA, S.; PANKOW, C.; PRICE, L. R.; SIDERY, T.; VEITCH, J. Parameter estimation for binary neutron-star coalescences with realistic noise during the advanced ligo era. **The Astrophysical Journal**, v. 804, p. 114, may 2015. [84](#)

BESKIN, V. S.; GUREVICH, A. V.; ISTOMIN, Y. N. **Physics of the pulsar magnetosphere**. UK: Cambridge University Press, 1993. [60](#), [61](#), [62](#), [63](#), [64](#), [147](#), [151](#), [155](#), [156](#), [174](#), [176](#)

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. New York: Springer-Verlag, 2004. ISBN 0-387-20975-1. [100](#), [109](#), [130](#), [132](#)

BJÖRNSSON, C.-I. Compton cooling in the afterglows of gamma-ray bursts: application to grb 980923 and grb 971214. **The Astrophysical Journal**, v. 554, p. 593–603, jun. 2001. [32](#)

BLACKMAN, E. G.; YI, I. On fueling gamma-ray bursts and their afterglows with pulsars. **Astrophysical Journal Letters**, v. 498, p. L31–L35, may 1998. [5](#), [54](#)

BLANCHET, L. Gravitational radiation from post-newtonian sources and inspiralling compact binaries. **Living Reviews in Relativity**, v. 17, p. 2, feb. 2014. [81](#)

BLANCHET, L.; DAMOUR, T.; IYER, B. R.; WILL, C. M.; WISEMAN, A. G. Gravitational-radiation damping of compact binary systems to second post-newtonian order. **Physical Review Letters**, v. 74, p. 3515–3518, may 1995. [81](#), [87](#)

BLANDFORD, R. D.; MCKEE, C. F. Fluid dynamics of relativistic blast waves. **Physics of Fluids**, v. 19, p. 1130–1138, aug. 1976. [28](#), [38](#), [212](#)

BLANDFORD, R. D.; OSTRICKER, J. P. Particle acceleration by astrophysical shocks. **Astrophysical Journal**, v. 221, p. L29–L32, apr. 1978. [41](#), [42](#)

BOCCALETTI, D.; SABBATA, V.; FORTINI, P.; GUALDI, C. Conversion of photons into gravitons and vice versa in a static electromagnetic field. **Nuovo Cimento B Serie**, v. 70, p. 129–146, dec. 1970. [6](#), [173](#)

BOSNJAK, Z.; DAIGNE, F. Spectral evolution in gamma-ray bursts: predictions of the internal shock model and comparison to observations. **Astronomy & Astrophysics**, v. 568, p. A45, aug. 2014. [2](#), [15](#), [19](#)

BRODIN, G.; MARKLUND, M.; DUNSBY, P. K. S. Nonlinear gravitational wave interactions with plasmas. **Physical Review D**, v. 62, n. 10, p. 104008, nov. 2000. 103

BRODIN G. E MARKLUND, M. Parametric excitation of plasma waves by gravitational radiation. **Physical Review Letters**, v. 82, p. 3012–3015, apr. 1999. 6, 173

BROMBERG, O.; NAKAR, E.; PIRAN, T.; SARI, R. Short versus long and collapsars versus non-collapsars: a quantitative classification of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 764, p. 179, feb. 2013. 15

BROMBERG, O.; TCHEKHOVSKOY, A.; GOTTLIEB, O.; NAKAR, E.; PIRAN, T. The gamma-rays that accompanied gw170817 and the observational signature of a magnetic jet breaking out of ns merger ejecta. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 475, n. 3, p. 2971–2977, 12 2017. ISSN 0035-8711. Available from: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stx3316>>. 58, 155, 174

BUONANNO, A.; DAMOUR, T. Effective one-body approach to general relativistic two-body dynamics. **Physical Review Letters**, v. 59, n. 8, p. 084006, apr. 1999. 81

CALLEN, H. B. **Thermodynamics and an introduction to thermostatistics**. 2. ed. USA: Wiley, 1985. 512 p. ISBN 0-471-86256-8. 108

CANTON, T. D.; HARRY, I. W. Designing a template bank to observe compact binary coalescences in advanced ligo's second observing run. **ArXiv e-prints**, may 2017. 90

CARDOSO, V.; HOPPER, S.; MACEDO, C. F. B.; PALENZUELA, C.; PANI, P. Gravitational-wave signatures of exotic compact objects and of quantum corrections at the horizon scale. **Physical Review D**, v. 94, n. 8, p. 084031, oct. 2016. 96

CAVALLO G. E REES, M. J. A qualitative study of cosmic fireballs and gamma-ray bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 183, p. 359–365, may 1978. 4, 32

CHANDRASEKHAR, S.; DETWEILER, S. The quasi-normal modes of the schwarzschild black hole. **Proceedings of the Royal Society of London Series A**, v. 344, p. 441–452, aug. 1975. 81

- CHARLES, P. A.; COE, M. J. Optical, ultraviolet and infrared observations of x-ray binaries. **ArXiv Astrophysics e-prints**, aug. 2003. 92
- CHEN, F. F. **Introduction to plasma physics**. New York: Plenum Press, 1974. 101
- CLARKE, C.; CARSWELL, B. **Principles of astrophysical fluid dynamics**. UK: Cambridge University Press, 2007. 100
- CLINE, T. L.; DESAI, U. D.; KLEBESADEL, R. W.; STRONG, I. B. Energy spectra of cosmic gamma-ray bursts. **Astrophysical Journal**, v. 185, p. L1, oct. 1973. 16
- CLINE, T. L.; DESAI, U. D.; PIZZICHINI, G.; TEEGARDEN, B. J.; EVANS, W. D.; KLEBESADEL, R. W.; LAROS, J. G.; HURLEY, K.; NIEL, M.; VEDRENNE, G. Detection of a fast, intense and unusual gamma-ray transient. **Astrophysical Journal**, v. 237, p. L1–L5, apr. 1980. 12
- COHEN, E.; KATZ, J. I.; PIRAN, T.; SARI, R.; PREECE, R. D.; BAND, D. L. Possible evidence for relativistic shocks in gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 488, p. 330–337, oct. 1997. 21
- COHEN, E.; PIRAN, T.; NARAYAN, R. The hardness distribution of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 500, p. 888–892, jun. 1998. 19, 20, 213
- CORRAL-SANTANA, J. M.; CASARES, J.; MUÑOZ-DARIAS, T.; BAUER, F. E.; MARTÍNEZ-PAIS, I. G.; RUSSELL, D. M. Blackcat: a catalogue of stellar-mass black holes in x-ray transients. **Astronomy & Astrophysics**, v. 587, p. A61, mar. 2016. 92
- CROMARTIE, H. T.; FONSECA, E.; RANSOM, S. M.; DEMOREST, P. B.; ARZOUMANIAN, Z.; BLUMER, H.; BROOK, P. R.; DECESAR, M. E.; DOLCH, T.; ELLIS, J. A.; FERDMAN, R. D.; FERRARA, E. C.; GARVER-DANIELS, N.; GENTILE, P. A.; JONES, M. L.; LAM, M. T.; LORIMER, D. R.; LYNCH, R. S.; MCLAUGHLIN, M. A.; NG, C.; NICE, D. J.; PENNUCCI, T. T.; SPIEWAK, R.; STAIRS, I. H.; STOVALL, K.; SWIGGUM, J. K.; ZHU, W. W. Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar. **Nature Astronomy**, v. 4, p. 72–76, jan. 2020. 61
- CUTLER, C.; APOSTOLATOS, T. A.; BILDSTEN, L.; FINN, L. S.; FLANAGAN, E. E.; KENNEFICK, D.; MARKOVIC, D. M.; ORI, A.; POISSON, E.; SUSSMAN, G. J. The last three minutes - issues in gravitational-wave

measurements of coalescing compact binaries. **Physical Review Letters**, v. 70, p. 2984–2987, may 1993. [57](#)

CUTLER, C.; THORNE, K. S. An overview of gravitational-wave sources. **ArXiv General Relativity and Quantum Cosmology e-prints**, apr. 2002. [80](#)

DAIGNE, F.; MOCHKOVITCH, R. Gamma-ray bursts from internal shocks in a relativistic wind: temporal and spectral properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 296, p. 275–286, may 1998. [35](#), [41](#), [44](#), [45](#), [46](#)

DAR, A.; RÚJULA, A. de. Towards a complete theory of gamma-ray bursts. **Physics Reports**, v. 405, p. 203–278, dec. 2004. [55](#)

DERMER, C. D.; CHIANG, J.; MITMAN, K. E. Beaming, baryon loading, and the synchrotron self-compton component in gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 537, p. 785–795, jul. 2000. [32](#)

D'INVERNO, R. A. **Introducing Einstein's relativity**. New York: Oxford University Press, 1992. [67](#), [71](#), [106](#)

DRENKHAHN, G. Acceleration of grb outflows by poynting flux dissipation. **Astronomy and Astrophysics**, v. 387, p. 714–724, may 2002. [5](#), [53](#)

EARDLEY, D. M.; LEE, D. L.; LIGHTMAN, A. P.; WAGONER, R. V.; WILL, C. M. Gravitational-wave observations as a tool for testing relativistic gravity. **Physical Review Letters**, v. 30, p. 884–886, apr. 1973. [84](#), [94](#)

EDDINGTON, A. S. The propagation of gravitational waves. **Royal Society of London Proceedings Series A**, v. 102, p. 268–282, dec. 1922. [57](#)

EICHLER, D.; LIVIO, M.; PIRAN, T.; SCHRAMM, D. N. Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars. **Nature**, v. 340, p. 126–128, jul. 1989. [2](#), [4](#), [25](#)

EINSTEIN, A. Die feldgleichungen der gravitation. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften**, Berlin, p. 844–847, 1915. [65](#), [215](#)

\_\_\_\_\_. Über gravitationswellen. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften.**, Berlin, p. 154–167, 1918. [57](#)

\_\_\_\_\_. **The meaning of relativity**. New York: Princeton University Press, 1921.

[66](#)

ELLIS G. F. R. E VAN ELST, H. Cosmological models (cargèse lectures 1998). In: LACHIEZE-REY, M., 1998, Cargese. **NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C**. France: NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, 1999. v. 541, p. 1–116. [221](#)

ELLISON D. C. E DOUBLE, G. P. Nonlinear particle acceleration in relativistic shocks. **Astroparticle Physics**, v. 18, p. 213–228, dec. 2002. [42](#)

ENDRIZZI, A.; CIOLFI, R.; GIACOMAZZO, B.; KASTAUN, W.; KAWAMURA, T. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of binary neutron star mergers with the APR4 equation of state. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 33, n. 16, p. 164001, jul 2016. [11](#), [149](#), [150](#), [177](#)

FABBRO, R. D.; VIRGILIO, A. D.; GIAZOTTO, A.; KAUTZKY, H.; MONTELATICI, V.; PASSUELLO, D. Three-dimensional seismic super-attenuator for low frequency gravitational wave detection. **Physics Letters A**, v. 124, p. 253–257, sep. 1987. [82](#)

FAIRHURST, S. Triangulation of gravitational wave sources with a network of detectors. **New Journal of Physics**, v. 11, n. 12, p. 123006, dec. 2009. [83](#)

\_\_\_\_\_. Triangulation of gravitational wave sources with a network of detectors triangulation of gravitational wave sources with a network of detectors. **New Journal of Physics**, v. 13, n. 6, p. 069602, jun. 2011. [83](#)

FARR, W. M.; SRAVAN, N.; CANTRELL, A.; KREIDBERG, L.; BAILYN, C. D.; MANDEL, I.; KALOGERA, V. The mass distribution of stellar-mass black holes. **The Astrophysical Journal**, v. 741, p. 103, nov. 2011. [89](#)

FENIMORE, E. E.; COOPER, C.; RAMIREZ-RUIZ, E.; SUMNER, M. C.; YOSHIDA, A.; NAMIKI, M. Gamma-ray bursts and relativistic shells: the surface filling factor. **The Astrophysical Journal**, v. 512, p. 683–692, feb. 1999. [55](#)

FENIMORE, E. E.; MADRAS, C. D.; NAYAKSHIN, S. Expanding relativistic shells and gamma-ray burst temporal structure. **The Astrophysical Journal**, v. 473, p. 998, dec. 1996. [43](#)

FERMI, E. On the origin of the cosmic radiation. **Physical Review**, v. 75, p. 1169–1174, apr. 1949. [41](#)

FIERZ M. E PAULI, W. On relativistic wave equations for particles of arbitrary spin in an electromagnetic field. **Royal Society of London Proceedings Series A**, v. 173, p. 211–232, nov. 1939. [67](#)

- FISHMAN, G. J.; MEEGAN, C. A. Gamma-ray bursts. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 33, p. 415–458, 1995. 2, 3, 26
- FORWARD, R. L. Wideband laser-interferometer gravitational-radiation experiment. **Physical Review Letters**, v. 17, p. 379–390, jan. 1978. 82
- FRAIL, D. A.; KULKARNI, S. R.; NICASTRO, L.; FEROCI, M.; TAYLOR, G. B. The radio afterglow from the  $\gamma$ -ray burst of 8 may 1997. **Nature**, v. 389, p. 261–263, sep. 1997. 10, 24
- FRAIL, D. A. et al. Beaming in gamma-ray bursts: evidence for a standard energy reservoir. **The Astrophysical Journal**, v. 562, p. L55–L58, nov. 2001. 4
- FRONTERA, F. et al. Prompt and delayed emission properties of gamma-ray bursts observed with beposax. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 127, p. 59–78, mar. 2000. 19
- FRUCHTER, A. et al. Grb 970228. **IAU Circulars**, v. 6747, sep. 1997. 24
- FRUCHTER, A. S. et al. Long  $\gamma$ -ray bursts and core-collapse supernovae have different environments. **Nature**, v. 441, p. 463–468, may 2006. 15
- FYNBO, J. P. U. et al. No supernovae associated with two long-duration  $\gamma$ -ray bursts. **Nature**, v. 444, p. 1047–1049, dec. 2006. 16
- GALAMA, T. J. et al. An unusual supernova in the error box of the  $\gamma$ -ray burst of 25 april 1998. **Nature**, v. 395, p. 670–672, oct. 1998. 2, 15
- GALLANT, Y. A.; ACHTERBERG, A. Ultra-high-energy cosmic ray acceleration by relativistic blast waves. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 305, p. L6–L10, may 1999. 42
- GAO, H.; MÉSZÁROS, P. Relation between the intrinsic and observed central engine activity time: implications for ultra-long grbs. **The Astrophysical Journal**, v. 802, p. 90, apr. 2015. 15
- GEHRELS, N. et al. A short  $\gamma$ -ray burst apparently associated with an elliptical galaxy at redshift  $z = 0.225$ . **Nature**, v. 437, p. 851–854, oct. 2005. 2, 15
- \_\_\_\_\_. Gamma ray burst discoveries with the swift mission. In: **American Astronomical Society Meeting Abstracts**. [S.l.: s.n.], 2007. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 39), p. 957. 38

GENDRE, B.; STRATTA, G.; ATTEIA, J. L.; BASA, S.; BOER, M.; COWARD, D. M.; CUTINI, S.; D'ELIA, V.; HOWELL, E. J.; KLOTZ, A.; PIRO, L. The ultra-long gamma-ray burst 111209a: the collapse of a blue supergiant? **The Astrophysical Journal**, v. 766, p. 30, mar. 2013. [15](#)

GENET, F.; DAIGNE, F.; MOCHKOVITCH, R. Afterglow calculation in the electromagnetic model for gamma-ray bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 457, p. 737–740, oct. 2006. [53](#)

GERTSENSHTEIN, M. E. Wave resonance of light and gravitational waves. **Journal of Experimental and Theoretical Physics**, v. 14, n. 1, p. 84, 1962. [5](#), [173](#)

GERTSENSHTEĪN, M. E.; PUSTOVOĪT, V. I. On the detection of low-frequency gravitational waves. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics**, v. 16, p. 433, 1963. [81](#)

GHIRLANDA, G.; CELOTTI, A.; GHISELLINI, G. Extremely hard grb spectra prune down the forest of emission models. **Astronomy and Astrophysics**, v. 406, p. 879–892, aug. 2003. [19](#)

GIACOMAZZO, B.; REZZOLLA, L.; BAIOTTI, L. Can magnetic fields be detected during the inspiral of binary neutron stars? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 399, n. 1, p. L164–L168, oct. 2009. [164](#)

GIANNIOS, D. Flares in grb afterglows from delayed magnetic dissipation. **Astronomy and Astrophysics**, v. 455, p. L5–L8, aug. 2006. [53](#), [54](#)

GILMAN, D.; METZGER, A. E.; PARKER, R. H.; EVANS, L. G.; TROMBKA, J. I. The distance and spectrum of the apollo gamma-ray burst. **Astrophysical Journal**, v. 236, p. 951–957, mar. 1980. [16](#)

GOLDREICH, P.; JULIAN, W. H. Pulsar electrodynamic. **The Astrophysical Journal**, v. 157, p. 869, aug. 1969. [63](#), [152](#)

GOLDSTEIN, A. et al. The fermi gbm gamma-ray burst spectral catalog: the first two years. **The Astrophysical Journal Supplement**, v. 199, p. 19, mar. 2012. [18](#), [19](#)

GOLDSTEIN, A.; VERES, P.; BURNS, E.; BRIGGS, M. S.; HAMBURG, R.; KOCEVSKI, D.; WILSON-HODGE, C. A.; PREECE, R. D.; POOLAKKIL, S.; ROBERTS, O. J.; HUI, C. M.; CONNAUGHTON, V.; RACUSIN, J.; KIENLIN,

A. von; CANTON, T. D.; CHRISTENSEN, N.; LITTENBERG, T.; SIELLEZ, K.; BLACKBURN, L.; BROIDA, J.; BISSALDI, E.; CLEVELAND, W. H.; GIBBY, M. H.; GILES, M. M.; KIPPEN, R. M.; MCBREEN, S.; MCENERY, J.; MEEGAN, C. A.; PACIESAS, W. S.; STANBRO, M. An ordinary short gamma-ray burst with extraordinary implications: fermi-gbm detection of grb 170817a. **Astrophysical Journal Letters**, v. 848, p. L14, oct. 2017. 1, 96

GONTIJO, A. S.; MIRANDA, O. D. Excitation magnetohydrodynamic wave by gravitational wave produced by binary of neutron stars. **International Journal of Modern Physics Conference Series**, v. 45, p. 1760006–236, 2017. 99, 123, 126

\_\_\_\_\_. Magnetohydrodynamic waves excited by a coupling between gravitational waves and a strongly magnetized plasma in binaries of neutron stars. **Physical Review D**, v. 102, p. 043004, Aug 2020. Available from: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.043004>. 143

GOODMAN, J. Are gamma-ray bursts optically thick? **Astrophysical Journal**, v. 308, p. L47–L50, sep. 1986. 19, 32

GRANATA, M.; SARACCO, E.; MORGADO, N.; CAJGFINGER, A.; CAGNOLI, G.; DEGALLAIX, J.; DOLIQUE, V.; FOREST, D.; FRANC, J.; MICHEL, C.; PINARD, L.; FLAMINIO, R. Mechanical loss in state-of-the-art amorphous optical coatings. **Physical Review Letters**, v. 93, n. 1, p. 012007, jan. 2016. 82, 84

GRECO ANTONIO E SETA, L. High-frequency interacting gravitational and magnetosonic waves. **Classical and Quantum Gravity**, v. 15, n. 11, p. 3655–3668, nov 1998. Available from: <https://doi.org/10.1088/0264-9381/15/11/023>. 132, 155

GREINER, J. et al. The gamma-ray burst gb 920622. **Astronomy and Astrophysics**, v. 302, p. 121, oct. 1995. 19

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to Electrodynamics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017. 145, 151

GROTE, H. et al. The status of GEO 600. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, n. 11, p. 114043, jun. 2008. 57

- HAKKILA, J.; HAGLIN, D. J.; ROIGER, R. J.; MALLOZZI, R. S.;  
 PENDLETON, G. N.; MEEGAN, C. A. Properties of gamma-ray burst classes.  
**The Astrophysical Journal**, v. 538, p. 165–180, sep. 2000. 15
- HARRY, G. M. et al. Advanced ligo: the next generation of gravitational wave  
 detectors. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 8, p. 084006, apr. 2010. 2,  
 57
- HARTMANN, D.; BLUMENTHAL, G. R. Angular clustering properties of  
 gamma-ray bursts and quantitative constraints on their distances. **The  
 Astrophysical Journal**, v. 342, p. 521–526, jul. 1989. 22
- HAWKING, S. W.; ISRAEL, W. **Three hundred years of gravitation**. UK:  
 Cambridge University Press, 1987. 218
- HEAVENS, A. F.; DRURY, L. O. Relativistic shocks and particle acceleration.  
**Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 235, p. 997–1009,  
 dec. 1988. 42
- HEDEDAL, C. B.; HAUGBØLLE, T.; FREDERIKSEN, J. T.; NORDLUND, Å.  
 Non-fermi power-law acceleration in astrophysical plasma shocks. **The  
 Astrophysical Journal**, v. 617, p. L107–L110, dec. 2004. 43
- HEINZ S. E BEGELMAN, M. C. A shotgun model for gamma-ray bursts.  
**Astrophysical Journal Letters**, v. 527, p. L35–L38, dec. 1999. 55
- HEWISH, A.; BELL, S. J.; PILKINGTON, J. D. H.; SCOTT, P. F.; COLLINS,  
 R. A. Observation of a rapidly pulsating radio source. **Nature**, v. 217, p. 709–713,  
 feb. 1968. 173
- HULSE R. A. E TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **The  
 Astrophysical Journal**, v. 195, p. L51–L53, jan. 1975. 1, 83, 94
- HURLEY, K.; DINGUS, B. L.; MUKHERJEE, R.; SREEKUMAR, P.;  
 KOUVELIOTOU, C.; MEEGAN, C.; FISHMAN, G. J.; BAND, D.; FORD, L.;  
 BERTSCH, D.; CLINE, T.; FICHTEL, C.; HARTMAN, R.; HUNTER, S.;  
 THOMPSON, D. J.; KANBACH, G.; MAYER-HASSELWANDER, H.;  
 MONTIGNY, C. von; SOMMER, M.; LIN, Y.; NOLAN, P.; MICHELSON, P.;  
 KNIFFEN, D.; MATTOX, J.; SCHNEID, E.; BOER, M.; NIEL, M. Detection of a  
 $\gamma$ -ray burst of very long duration and very high energy. **Nature**, v. 372, p.  
 652–654, dec. 1994. 13, 32

IMAMURA, J. N.; EPSTEIN, R. I. The x-ray emission from gamma-ray burst sources - constraints on theoretical models. **Astrophysical Journal**, v. 313, p. 711–717, feb. 1987. 17

IMSHENNIK, V. S.; NADEZHIN, D. K. The terminal phases of stellar evolution and the supernova phenomenon. **Astrophysics and Space Physics Reviews**, v. 2, p. 75–161, 1983. 59

ISLIKER, H.; SANDBERG, I.; VLAHOS, L. Interaction of gravitational waves with strongly magnetized plasmas. **Physical Review D**, v. 74, p. 104009, Nov 2006. Available from:  
<<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.74.104009>>. 7, 173

JACKSON, J. D. **Classical electrodynamics**. 3. ed. USA: Wiley, 1998. 832 p. ISBN 0-471-30932-X. 104, 153

KALOGERA, V. et al. The cosmic coalescence rates for double neutron star binaries. **The Astrophysical Journal**, v. 601, p. L179–L182, feb. 2004. 57

KANEKO, Y.; PREECE, R. D.; BRIGGS, M. S.; PACIESAS, W. S.; MEEGAN, C. A.; BAND, D. L. The complete spectral catalog of bright batse gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 166, p. 298–340, sep. 2006. 18, 19

KANN, D. A. et al. The afterglows of swift-era gamma-ray bursts. ii. type i grb versus type ii grb optical afterglows. **The Astrophysical Journal**, v. 734, p. 96, jun. 2011. 16

KASLIWAL, M. M.; NISSANKE, S. On discovering electromagnetic emission from neutron star mergers: the early years of two gravitational wave detectors. **Astrophysical Journal Letters**, v. 789, p. L5, jul. 2014. 83

KATZ, J. I. Low-frequency spectra of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 432, p. L107–L109, sep. 1994. 4, 26, 35, 51, 212

\_\_\_\_\_. **The biggest bangs: the mystery of gamma-ray bursts, the most violent explosions in the universe**. New York: Oxford University Press, 2002. ISBN 0195145704. 9

KATZ, J. I.; PIRAN, T. Persistent counterparts to gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 490, p. 772–778, dec. 1997. 212

KAUP, D. J. Klein-gordon geon. **Physical Review**, v. 172, p. 1331–1342, aug. 1968. [96](#)

KIENLIN, A. von; MEEGAN, C. A.; PACIESAS, W. S.; BHAT, P. N.; BISSALDI, E.; BRIGGS, M. S.; BURGESS, J. M.; BYRNE, D.; CHAPLIN, V.; CLEVELAND, W.; CONNAUGHTON, V.; COLLAZZI, A. C.; FITZPATRICK, G.; FOLEY, S.; GIBBY, M.; GILES, M.; GOLDSTEIN, A.; GREINER, J.; GRUBER, D.; GUIRIEC, S.; HORST, A. J. van der; KOUVELIOTOU, C.; LAYDEN, E.; MCBREEN, S.; MCGLYNN, S.; PELASSA, V.; PREECE, R. D.; RAU, A.; TIERNEY, D.; WILSON-HODGE, C. A.; XIONG, S.; YOUNES, G.; YU, H.-F. The second fermi gbm gamma-ray burst catalog: the first four years. **The Astrophysical Journal Supplement**, v. 211, p. 13, mar. 2014. [2](#), [15](#)

KIRK, J. G.; GUTHMANN, A. W.; GALLANT, Y. A.; ACHTERBERG, A. Particle acceleration at ultrarelativistic shocks: an eigenfunction method. **The Astrophysical Journal**, v. 542, p. 235–242, oct. 2000. [42](#)

KLEBESADEL, R. W.; STRONG, I. B.; OLSON, R. A. Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin. **The Astrophysical Journal**, v. 182, p. L85, jun. 1973. [9](#)

KOBAYASHI, S.; PIRAN, T.; SARI, R. Can internal shocks produce the variability in gamma-ray bursts? **The Astrophysical Journal**, v. 490, p. 92, nov. 1997. [35](#), [44](#), [45](#), [48](#), [50](#)

KOBAYASHI, S.; SARI, R. Ultraefficient internal shocks. **The Astrophysical Journal**, v. 551, p. 934–939, apr. 2001. [4](#)

KOUVELIOTOU, C.; MEEGAN, C. A.; FISHMAN, G. J.; BHAT, N. P.; BRIGGS, M. S.; KOSHUT, T. M.; PACIESAS, W. S.; PENDLETON, G. N. Identification of two classes of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 413, p. L101–L104, aug. 1993. [2](#), [13](#), [15](#), [25](#)

KREIDBERG, L.; BAILYN, C. D.; FARR, W. M.; KALOGERA, V. Mass measurements of black holes in x-ray transients: is there a mass gap? **The Astrophysical Journal**, v. 757, p. 36, sep. 2012. [89](#), [95](#)

KRYMSKII, G. F. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. **Akademiia Nauk SSSR Doklady**, v. 234, p. 1306–1308, jun. 1977. [41](#), [42](#)

KULKARNI, S. R. et al. Identification of a host galaxy at redshift  $z = 3.42$  for the  $\gamma$ -ray burst of 14 december 1997. **Nature**, v. 393, p. 35–39, may 1998. 21

KUMAR, P.; PIRAN, T. Some observational consequences of gamma-ray burst shock models. **The Astrophysical Journal**, v. 532, p. 286–293, mar. 2000. 4

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **The classical theory of fields**. 4. ed. New York: Pergamon Press, 1975. 65, 152

LATTIMER, J. M.; PRAKASH, M. Neutron star structure and the equation of state. **The Astrophysical Journal**, v. 550, p. 426–442, mar. 2001. 58

\_\_\_\_\_. The equation of state of hot, dense matter and neutron stars. **Physics Reports**, v. 621, p. 127–164, mar. 2016. 91

LEBEDEV, S. V. et al. Magnetic tower outflows from a radial wire array z-pinch. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 361, p. 97–108, jul. 2005. 53

LEVAN, A. J. et al. A new population of ultra-long duration gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 781, p. 13, jan. 2014. 15

LI, Z.; DAI, Z. G.; LU, T. Overall temporal synchrotron emissions from relativistic jets: adiabatic and radiative breaks. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 330, p. 955–964, mar. 2002. 32

LIANG, E.; KUSUNOSE, M.; SMITH, I. A.; CRIDER, A. Physical model of gamma-ray burst spectral evolution. **Astrophysical Journal Letters**, v. 479, p. L35–L38, apr. 1997. 21

LIANG, E. W.; ZHANG, B.; O'BRIEN, P. T.; WILLINGALE, R.; ANGELINI, L.; BURROWS, D. N.; CAMPANA, S.; CHINCARINI, G.; FALCONE, A.; GEHRELS, N.; GOAD, M. R.; GRUPE, D.; KOBAYASHI, S.; MÉSZÁROS, P.; NOUSEK, J. A.; OSBORNE, J. P.; PAGE, K. L.; TAGLIAFERRI, G. Testing the curvature effect and internal origin of gamma-ray burst prompt emissions and x-ray flares with swift data. **The Astrophysical Journal**, v. 646, p. 351–357, jul. 2006. 12

LINARES, M.; SHAHBAZ, T.; CASARES, J. Peering into the dark side: magnesium lines establish a massive neutron star in psr j2215+5135. **The Astrophysical Journal**, v. 859, n. 1, p. 54, may 2018. 61

- LITHWICK, Y.; SARI, R. Lower limits on lorentz factors in gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 555, p. 540–545, jul. 2001. [2](#), [3](#), [26](#)
- LU, J.; ZOU, Y.-C.; LEI, W.-H.; ZHANG, B.; WU, Q.; WANG, D.-X.; LIANG, E.-W.; LÜ, H.-J. Lorentz-factor-isotropic-luminosity/energy correlations of gamma-ray bursts and their interpretation. **Astrophysical Journal**, v. 751, p. 49, may 2012. [2](#), [16](#)
- LYNE, A. G.; BURGAY, M.; KRAMER, M.; POSSENTI, A.; MANCHESTER, R. N.; CAMILO, F.; MCLAUGHLIN, M. A.; LORIMER, D. R.; D'AMICO, N.; JOSHI, B. C.; REYNOLDS, J.; FREIRE, P. C. C. A double-pulsar system: a rare laboratory for relativistic gravity and plasma physics. **Science**, v. 303, p. 1153–1157, feb. 2004. [83](#)
- LYUTIKOV, M. The electromagnetic model of gamma-ray bursts. **New Journal of Physics**, v. 8, p. 119, jul. 2006. [53](#)
- LYUTIKOV, M.; BLACKMAN, E. G. Gamma-ray bursts from unstable poynting-dominated outflows. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 321, p. 177–186, feb. 2001. [5](#), [54](#)
- LYUTIKOV, M.; BLANDFORD, R. Gamma ray bursts as electromagnetic outflows. **ArXiv Astrophysics e-prints**, dec. 2003. [5](#), [53](#), [54](#)
- MACEDO P. G. E NELSON, A. H. Propagation of gravitational waves in a magnetized plasma. **Physical Review D**, v. 28, p. 2382–2392, nov. 1983. [6](#), [99](#), [100](#), [129](#), [155](#)
- MAGGIORE, M. **Gravitational waves: theory and experiments**. New York: Oxford University Press, 2008. ISBN 9780198570745. [74](#), [76](#), [77](#), [159](#), [174](#)
- MALLOZZI, R. S.; PACIESAS, W. S.; PENDLETON, G. N.; BRIGGS, M. S.; PREECE, R. D.; MEEGAN, C. A.; FISHMAN, G. J. The nu f nu peak energy distributions of gamma-ray bursts observed by batse. **The Astrophysical Journal**, v. 454, p. 597, dec. 1995. [19](#)
- MANCHESTER R. N. E TAYLOR, J. H. **Pulsars**. San Francisco: W. H. Freeman, 1977. [62](#)
- MARKLUND, M.; BRODIN, G.; DUNSBY, P. K. S. Radio wave emissions due to gravitational radiation. **The Astrophysical Journal**, v. 536, p. 875–879, jun. 2000. [6](#), [99](#), [173](#)

MAZETS, E. P.; GOLENETSKII, S. V. Recent results from the gamma-ray burst studies in the konus experiment. **Astrophysics and Space Science**, v. 75, p. 47–81, mar. 1981. [11](#), [16](#), [21](#), [22](#)

MAZETS, E. P.; GOLENETSKII, S. V.; APTEKAR, R. L.; GURYAN, Y. A.; ILINSKII, V. N. Lines in the energy spectra of gamma-ray bursts. **Soviet Astronomy Letters**, v. 6, p. 372–375, jun. 1980. [21](#)

MAZUR, P. O.; MOTTOLA, E. Gravitational vacuum condensate stars. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 101, p. 9545–9550, jun. 2004. [96](#)

MCMAHON, E.; KUMAR, P.; PANAITESCU, A. Prompt  $\gamma$ -ray and early afterglow emission in the external shock model. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 354, p. 915–923, nov. 2004. [44](#)

MEDVEDEV, M. V.; FIORE, M.; FONSECA, R. A.; SILVA, L. O.; MORI, W. B. Long-time evolution of magnetic fields in relativistic gamma-ray burst shocks. **The Astrophysical Journal**, v. 618, p. L75–L78, jan. 2005. [5](#)

MEDVEDEV, M. V.; LOEB, A. Generation of magnetic fields in the relativistic shock of gamma-ray burst sources. **The Astrophysical Journal**, v. 526, p. 697–706, dec. 1999. [3](#), [4](#), [5](#), [26](#)

MEEGAN, C. A.; FISHMAN, G. J.; WILSON, R. B.; HORACK, J. M.; BROCK, M. N.; PACIESAS, W. S.; PENDLETON, G. N.; KOUVELIOTOU, C. Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE. **Nature**, v. 355, p. 143–145, jan. 1992. [10](#), [13](#)

MEEGAN, C. A.; PACIESAS, W. S.; PENDLETON, G. N.; BRIGGS, M. S.; KOUVELIOTOU, C.; KOSHUT, T. M.; LESTRADE, J. P.; MCCOLLOUGH, M. L.; BRAINERD, J. J.; HAKKILA, J.; HENZE, W.; PREECE, R. D.; CONNAUGHTON, V.; KIPPEN, R. M.; MALLOZZI, R. S.; FISHMAN, G. J. The 4b batse gamma-ray burst catalog. In: MEEGAN, C. A.; PREECE, R. D.; KOSHUT, T. M. (Ed.). **Gamma-ray bursts, 4th Hunstville Symposium**. [S.l.: s.n.], 1998. (American Institute of Physics Conference Series, v. 428), p. 3–9. [14](#)

MENG, Y.-Z.; GENG, J.-J.; ZHANG, B.-B.; WEI, J.-J.; XIAO, D.; LIU, L.-D.; GAO, H.; WU, X.-F.; LIANG, E.-W.; HUANG, Y.-F.; DAI, Z.-G.; ZHANG, B. The origin of the prompt emission for short grb 170817a: photosphere emission or

synchrotron emission? **The Astrophysical Journal**, v. 860, n. 1, p. 72, jun 2018. Available from: <<https://doi.org/10.38472F1538-43572Faac2d9>>. 174

MÉSZÁROS, P. Theories of gamma-ray bursts. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 40, p. 137–169, 2002. 4, 34

\_\_\_\_\_. Gamma-ray bursts. **Reports on Progress in Physics**, v. 69, p. 2259–2321, aug. 2006. 4, 35, 36

MÉSZÁROS, P.; REES, M. J.; WIJERS, R. A. M. J. Viewing angle and environment effects in gamma-ray bursts: sources of afterglow diversity. **The Astrophysical Journal**, v. 499, p. 301–308, may 1998. 30

MESZAROS P. E REES, M. J. Relativistic fireballs and their impact on external matter - models for cosmological gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 405, p. 278–284, mar. 1993. 4, 23, 26, 33, 34, 43, 51

MÉSZÁROS P. E REES, M. J. Optical and long-wavelength afterglow from gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 476, p. 232–237, feb. 1997. 30, 35, 51

METZGER, M. R.; DJORGOVSKI, S. G.; KULKARNI, S. R.; STEIDEL, C. C.; ADELBERGER, K. L.; FRAIL, D. A.; COSTA, E.; FRONTERA, F. Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the  $\gamma$ -ray burst of 8 may 1997. **Nature**, v. 387, p. 878–880, jun. 1997. 10

MOORTGAT, J. Watching gravitational waves. **ArXiv General Relativity and Quantum Cosmology e-prints**, apr. 2001. 58

MOORTGAT, J.; KUIJPERS, J. Gravitational waves in magnetized relativistic plasmas. **Physical Review D**, v. 70, n. 2, p. 023001, jul. 2004. 221

\_\_\_\_\_. Indirect visibility of gravitational waves in magnetohydrodynamic plasmas. In: CHEN, P. AND BLOOM, E. AND MADEJSKI, G. AND PATROSIAN, V., 22., 2005, Stanford. **Texas Symposium on Relativistic Astrophysics**. Stanford California, 2005. p. 326–331. 153, 174

MOORTGAT, J. B. **General relativistic plasma dynamics**. PhD Thesis (PhD) — Radboud Universiteit Nijmegen, The Netherlands, may 2006. 6, 107, 126, 127, 130, 140, 141, 173

IAU JOINT DISCUSSION, 25., 2003, IAU. **Gravitational Wave Interaction with Gamma-Ray Burst Plasma.**, v. 1. 3 p. 3, 5, 7, 173

MOSS, G. E.; MILLER, L. R.; FORWARD, R. L. Photon-noise-limited laser transducer for gravitational antenna. **Applied Optics**, v. 10, p. 2495–2498, 1971.

81

MUELLER, E.; JANKA, H.-T. Gravitational radiation from convective instabilities in type ii supernova explosions. **Astronomy and Astrophysics**, v. 317, p. 140–163, jan. 1997. 57

MUKHERJEE, S.; FEIGELSON, E. D.; BABU, G. J.; MURTAGH, F.; FRALEY, C.; RAFTERY, A. Three types of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 508, p. 314–327, nov. 1998. 15

NAKAR, E. Short-hard gamma-ray bursts. **Physics Reports**, v. 442, p. 166–236, apr. 2007. 2, 25

NARAYAN, R.; PACZYNSKI, B.; PIRAN, T. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. **The Astrophysical Journal**, v. 395, p. L83–L86, aug. 1992. 2, 11, 16

NAVA, L.; GHIRLANDA, G.; GHISELLINI, G.; CELOTTI, A. Fermi/gbm and batse gamma-ray bursts: comparison of the spectral properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 415, p. 3153–3162, aug. 2011. 19

\_\_\_\_\_. Spectral properties of 438 grbs detected by fermi/gbm. **Astronomy & Astrophysics**, v. 530, p. A21, jun. 2011. 18

NITZ, A. H.; DENT, T.; CANTON, T. D.; FAIRHURST, S.; BROWN, D. A. Detecting binary compact-object mergers with gravitational waves: understanding and improving the sensitivity of the pycbc search. **The Astrophysical Journal**, v. 849, p. 118, nov. 2017. 90

NORRIS, J. P.; BONNELL, J. T.; KAZANAS, D.; SCARGLE, J. D.; HAKKILA, J.; GIBLIN, T. W. Long-lag, wide-pulse gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 627, p. 324–345, jul. 2005. 12

OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M. On massive neutron cores. **Physical Review**, v. 55, p. 374–381, feb. 1939. 61

OZEL, F.; PSALTIS, D.; NARAYAN, R.; MCCLINTOCK, J. E. The black hole mass distribution in the galaxy. **The Astrophysical Journal**, v. 725, p. 1918–1927, dec. 2010. 89, 95

PACIESAS, W. S.; MEEGAN, C. A.; KIENLIN, A. von; BHAT, P. N.; BISSALDI, E.; BRIGGS, M. S.; BURGESS, J. M.; CHAPLIN, V.; CONNAUGHTON, V.; DIEHL, R.; FISHMAN, G. J.; FITZPATRICK, G.; FOLEY, S.; GIBBY, M.; GILES, M.; GOLDSTEIN, A.; GREINER, J.; GRUBER, D.; GUIRIEC, S.; HORST, A. J. van der; KIPPEN, R. M.; KOUVELIOTOU, C.; LICHTI, G.; LIN, L.; MCBREEN, S.; PREECE, R. D.; RAU, A.; TIERNEY, D.; WILSON-HODGE, C. The fermi gbm gamma-ray burst catalog: the first two years. **The Astrophysical Journal Supplement**, v. 199, p. 18, mar. 2012. [2](#), [15](#)

PACZYNSKI, B. Gamma-ray bursters at cosmological distances. **The Astrophysical Journal**, v. 308, p. L43–L46, sep. 1986. [2](#), [11](#), [19](#)

PACZYNSKI, B.; RHOADS, J. E. Radio transients from gamma-ray bursters. **Astrophysical Journal Letters**, v. 418, p. L5, nov. 1993. [35](#)

PALENZUELA, C.; LEHNER, L.; LIEBLING, S. L.; PONCE, M.; ANDERSON, M.; NEILSEN, D.; MOTL, P. Linking electromagnetic and gravitational radiation in coalescing binary neutron stars. **Physical Review D**, v. 88, n. 4, p. 043011, aug. 2013. [5](#), [152](#), [155](#), [171](#), [175](#)

PAN, Y.-C.; KILPATRICK, C. D.; SIMON, J. D.; XHAKAJ, E.; BOUTSIA, K.; COULTER, D. A.; DROUT, M. R.; FOLEY, R. J.; KASEN, D.; MORRELL, N.; MURGUIA-BERTHIER, A.; OSIP, D.; PIRO, A. L.; PROCHASKA, J. X.; RAMIREZ-RUIZ, E.; REST, A.; ROJAS-BRAVO, C.; SHAPPEE, B. J.; SIEBERT, M. R. The old host-galaxy environment of sss17a, the first electromagnetic counterpart to a gravitational-wave source. **Astrophysical Journal Letters**, v. 848, p. L30, oct. 2017. [1](#), [96](#)

PANAITESCU, A.; SPADA, M.; MÉSZÁROS, P. Power density spectra of gamma-ray bursts in the internal shock model. **The Astrophysical Journal**, v. 522, p. L105–L108, sep. 1999. [39](#)

PANAITESCU A. E MÉSZÁROS, P. Simulations of gamma-ray bursts from external shocks: time variability and spectral correlations. **The Astrophysical Journal**, v. 492, p. 683–695, jan. 1998. [43](#)

\_\_\_\_\_. Gamma-ray bursts from upscattered self-absorbed synchrotron emission. **The Astrophysical Journal**, v. 544, p. L17–L21, nov. 2000. [32](#), [42](#), [43](#), [48](#)

PAPADOPOULOS, D.; STERGIIOULAS, N.; VLAHOS, L.; KUIJPERS, J. Fast magnetosonic waves driven by gravitational waves. **Astronomy and Astrophysics**, v. 377, p. 701–706, oct. 2001. [6](#), [7](#), [129](#), [155](#)

PARKER, E. N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. **Journal of Geophysical Research**, v. 62, p. 509–520, dec. 1957. 3, 5

PE'ER, A. Physics of gamma-ray bursts prompt emission. **Advances in Astronomy**, v. 2015, p. 907321, 2015. 15, 17, 18, 19

PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. **The Astrophysical Journal**, v. 142, p. 419–421, jul. 1965. 173

PHINNEY, E. S. The rate of neutron star binary mergers in the universe - minimal predictions for gravity wave detectors. **The Astrophysical Journal**, v. 380, p. L17–L21, oct. 1991. 57, 58

PINARD, L.; MICHEL, C.; SASSOLAS, B.; BALZARINI, L.; DEGALLAIX, J.; DOLIQUE, V.; FLAMINIO, R.; FOREST, D.; GRANATA, M.; LAGRANGE, B.; STRANIERO, N.; TEILLON, J.; CAGNOLI, G. Mirrors used in the ligo interferometers for first detection of gravitational waves. **Applied Optics**, v. 56, p. C11, feb. 2017. 82, 84

PIRAN, T. Gamma-ray bursts and the fireball model. **Physics Reports**, v. 314, p. 575–667, jun. 1999. 2, 3, 4, 13, 18, 20, 24, 25, 26, 28, 43, 211

\_\_\_\_\_. The physics of gamma-ray bursts. **Reviews of Modern Physics**, v. 76, p. 1143–1210, oct. 2004. 3, 10, 20, 45, 50, 209

PIRAN, T.; SHEMI, A. Fireballs in the galactic halo and gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 403, p. L67–L69, feb. 1993. 3, 5

SOCIETY OF PHOTO-OPTICAL INSTRUMENTATION ENGINEERS (SPIE) CONFERENCE SERIES, 1995, San Diego. **SAX: the wideband mission for x-ray astronomy**, v. 2517. USA: SPIE, 1995. 169-181 p. 24

PREECE, R. D.; BRIGGS, M. S.; MALLOZZI, R. S.; PENDLETON, G. N.; PACIESAS, W. S.; BAND, D. L. The synchrotron shock model confronts a “line of death” in the batse gamma-ray burst data. **The Astrophysical Journal**, v. 506, p. L23–L26, oct. 1998. 19

\_\_\_\_\_. The batse gamma-ray burst spectral catalog. i. high time resolution spectroscopy of bright bursts using high energy resolution data. **The Astrophysical Journal Supplement**, v. 126, p. 19–36, jan. 2000. 19

PRESS, W. H. Long wave trains of gravitational waves from a vibrating black hole. **Astrophysical Journal Letters**, v. 170, p. L105, dec. 1971. 81

PRETORIUS, F. Evolution of binary black-hole spacetimes. **Physical Review Letters**, v. 95, n. 12, p. 121101, sep. 2005. 81

PRICE, D. J.; ROSSWOG, S. Producing ultrastrong magnetic fields in neutron star mergers. **Science**, v. 312, n. 5774, p. 719–722, may 2006. 164

QIN, Y.; LIANG, E.-W.; LIANG, Y.-F.; YI, S.-X.; LIN, L.; ZHANG, B.-B.; ZHANG, J.; LU, H.-J.; LU, R.-J.; LU, L.-Z.; ZHANG, B. A comprehensive analysis of fermi gamma-ray burst data. iii. energy-dependent  $t_{90}$  distributions of gbm grbs and instrumental selection effect on duration classification. **The Astrophysical Journal**, v. 763, p. 15, jan. 2013. 2, 15

RAMIREZ-RUIZ E. E FENIMORE, E. E. Pulse width evolution in gamma-ray bursts: evidence for internal shocks. **The Astrophysical Journal**, v. 539, p. 712–717, aug. 2000. 44

REES M. J. E MESZAROS, P. Relativistic fireballs - energy conversion and time-scales. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 258, p. 41P–43P, sep. 1992. 34, 35, 39, 40, 43, 47, 48

\_\_\_\_\_. Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 430, p. L93–L96, aug. 1994. 4, 33, 34, 43, 44, 45

REZZOLLA, L.; GIACOMAZZO, B.; BAIOTTI, L.; GRANOT, J.; KOUVELIOTOU, C.; ALOY, M. A. The missing link: merging neutron stars naturally produce jet-like structures and can power short gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 732, p. L6, may 2011. xvii, 5, 8, 134, 139, 152, 155, 156, 162, 163, 164, 165, 167, 174, 175, 177

RIEGER, F. M.; DUFFY, P. Particle acceleration in gamma-ray burst jets. **The Astrophysical Journal**, v. 632, p. L21–L24, oct. 2005. 43

ROMING, P. W. A. et al. Very early optical afterglows of gamma-ray bursts: evidence for relative paucity of detection. **The Astrophysical Journal**, v. 652, p. 1416–1422, dec. 2006. 53

AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS CONFERENCE SERIES, 2004, Sante Fe. **Heating and Deceleration of GRB Fireballs by Neutron Decay**, v. 727. USA: AIP, 2004. 198-202 p. 4

ROSSWOG, S.; DAVIES, M. B. High-resolution calculations of merging neutron stars - i. model description and hydrodynamic evolution. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 334, p. 481–497, aug. 2002. 11

RUFFERT, M.; JANKA, H.-T.; TAKAHASHI, K.; SCHAEFER, G. Coalescing neutron stars - a step towards physical models. ii. neutrino emission, neutron tori, and gamma-ray bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 319, p. 122–153, mar. 1997. [4](#)

RUIZ, M.; LANG, R. N.; PASCHALIDIS, V.; SHAPIRO, S. L. Binary neutron star mergers: a jet engine for short gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 824, n. 1, p. L6, jun 2016. [11](#), [134](#), [139](#), [152](#), [155](#)

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. New York: Wiley, 1986. 400 p. ISBN 0-471-82759-2. [152](#)

SAHU, K. C.; LIVIO, M.; PETRO, L.; MACCHETTO, F. D.; PARADIJS, J. van; KOUVELIOTOU, C.; FISHMAN, G. J.; MEEGAN, C. A.; GROOT, P. J.; GALAMA, T. The optical counterpart to  $\gamma$ -ray burst GRB970228 observed using the hubble space telescope. **Nature**, v. 387, p. 476–478, may 1997. [10](#)

SAHU, K. C. et al. Observations of grb 970228 and grb 970508 and the neutron star merger model. **Astrophysical Journal Letters**, v. 489, p. L127, nov. 1997. [24](#)

SAKAMOTO, T.; BARTHELMEY, S. D.; BAUMGARTNER, W. H.; CUMMINGS, J. R.; FENIMORE, E. E.; GEHRELS, N.; KRIMM, H. A.; MARKWARDT, C. B.; PALMER, D. M.; PARSONS, A. M.; SATO, G.; STAMATIKOS, M.; TUELLER, J.; UKWATTA, T. N.; ZHANG, B. The second swift burst alert telescope gamma-ray burst catalog. **The Astrophysical Journal Supplement**, v. 195, p. 2, jul. 2011. [2](#), [15](#)

SARI, R.; ESIN, A. A. On the synchrotron self-compton emission from relativistic shocks and its implications for gamma-ray burst afterglows. **The Astrophysical Journal**, v. 548, p. 787–799, feb. 2001. [32](#)

SARI, R.; NARAYAN, R.; PIRAN, T. Cooling timescales and temporal structure of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 473, p. 204, dec. 1996. [43](#), [48](#), [51](#)

SARI, R.; PIRAN, T. Hydrodynamic timescales and temporal structure of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 455, p. L143, dec. 1995. [35](#), [43](#), [47](#), [49](#), [50](#)

\_\_\_\_\_. Variability in gamma-ray bursts: a clue. **The Astrophysical Journal**, v. 485, p. 270–273, aug. 1997. [43](#), [44](#), [48](#), [49](#), [51](#), [209](#), [210](#), [212](#)

SARI, R.; PIRAN, T.; NARAYAN, R. Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows. **The Astrophysical Journal**, v. 497, p. L17–L20, apr. 1998. [28](#), [29](#), [31](#)

SATHYAPRAKASH, B. S.; SCHUTZ, B. F. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. **Living Reviews in Relativity**, v. 12, p. 2, mar. 2009. [57](#), [58](#), [71](#)

SAVCHENKO, V.; FERRIGNO, C.; KUULKERS, E.; BAZZANO, A.; BOZZO, E.; BRANDT, S.; CHENEVEZ, J.; COURVOISIER, T. J.-L.; DIEHL, R.; DOMINGO, A.; HANLON, L.; JOURDAIN, E.; KIENLIN, A. von; LAURENT, P.; LEBRUN, F.; LUTOVINOV, A.; MARTIN-CARRILLO, A.; MEREGHETTI, S.; NATALUCCI, L.; RODI, J.; ROQUES, J.-P.; SUNYAEV, R.; UBERTINI, P. Integral detection of the first prompt gamma-ray signal coincident with the gravitational-wave event gw170817. **Astrophysical Journal Letters**, v. 848, p. L15, oct. 2017. [1](#), [96](#)

SCHAEFER, B. E.; DESAI, U. D. Periodicities in gamma-ray burst light curves. **Astronomy and Astrophysics**, v. 195, p. 123–128, apr. 1988. [12](#)

SCHAEFER, B. E.; PALMER, D.; DINGUS, B. L.; SCHNEID, E. J.; SCHOENFELDER, V.; RYAN, J.; WINKLER, C.; HANLON, L.; KIPPEN, R. M.; CONNORS, A. Gamma-ray–burst spectral shapes from 2 keV to 500 MeV. **The Astrophysical Journal**, v. 492, p. 696–702, jan. 1998. [21](#)

SCHMIDT, M.; HIGDON, J. C.; HUETER, G. Application of the  $v/v(\max)$  test to gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 329, p. L85–L87, jun. 1988. [23](#)

SCHREIER, E.; LEVINSON, R.; GURSKY, H.; KELLOGG, E.; TANANBAUM, H.; GIACCONI, R. Evidence for the binary nature of Centaurus X-3 from Uhuru x-ray observations. **The Astrophysical Journal**, v. 172, p. L79, mar. 1972. [173](#)

SCHUTZ, B. F. Gravitational wave sources. **Classical and Quantum Gravity**, v. 13, p. A219–238, 1996. [58](#)

SCHUTZ, B. F.; RICCI, F. Gravitational waves, sources, and detectors. **ArXiv e-prints**, may 2010. [66](#), [215](#)

SERVIN, M.; BRODIN, G.; BRADLEY, M.; MARKLUND, M. Parametric excitation of Alfvén waves by gravitational radiation. **Physical Review D**, v. 62, p. 8493–8500, dec. 2000. [7](#), [103](#)

SERVIN M. E BRODIN, G. Resonant interaction between gravitational waves, electromagnetic waves, and plasma flows. **Physical Review D**, v. 68, n. 4, p. 044017, aug. 2003. [7](#), [101](#), [136](#), [155](#), [173](#)

SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black holes, white dwarfs, and neutron stars: the physics of compact objects**. New York: Wiley, 1983. 663 p. [2](#), [59](#), [60](#), [61](#), [151](#)

SHEMI, A.; PIRAN, T. The appearance of cosmic fireballs. **The Astrophysical Journal**, v. 365, p. L55–L58, dec. 1990. [3](#), [26](#), [32](#)

SIGG, D. et al. Status of the LIGO detectors. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, n. 11, p. 114041, jun. 2008. [57](#)

SINGER, L. P.; CHEN, H.-Y.; HOLZ, D. E.; FARR, W. M.; PRICE, L. R.; RAYMOND, V.; CENKO, S. B.; GEHRELS, N.; CANNIZZO, J.; KASLIWAL, M. M.; NISSANKE, S.; COUGHLIN, M.; FARR, B.; URBAN, A. L.; VITALE, S.; VEITCH, J.; GRAFF, P.; BERRY, C. P. L.; MOHAPATRA, S.; MANDEL, I. Going the distance: mapping host galaxies of ligo and virgo sources in three dimensions using local cosmography and targeted follow-up. **Astrophysical Journal Letters**, v. 829, p. L15, sep. 2016. [1](#), [90](#), [96](#)

SINGER, L. P.; PRICE, L. R. Rapid bayesian position reconstruction for gravitational-wave transients. **Physical Review D**, v. 93, n. 2, p. 024013, jan. 2016. [87](#), [90](#)

SINGER, L. P.; PRICE, L. R.; FARR, B.; URBAN, A. L.; PANKOW, C.; VITALE, S.; VEITCH, J.; FARR, W. M.; HANNA, C.; CANNON, K.; DOWNES, T.; GRAFF, P.; HASTER, C.-J.; MANDEL, I.; SIDERY, T.; VECCHIO, A. The first two years of electromagnetic follow-up with advanced ligo and virgo. **The Astrophysical Journal**, v. 795, p. 105, nov. 2014. [84](#)

SMOLSKY, M. V.; USOV, V. V. Nonthermal radiation of cosmological gamma-ray bursters. **The Astrophysical Journal**, v. 531, p. 764–775, mar. 2000. [53](#)

SPERA, M.; MAPELLI, M.; BRESSAN, A. The mass spectrum of compact remnants from the parsec stellar evolution tracks. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 451, p. 4086–4103, aug. 2015. [89](#)

SPRUIT, H. C.; DRENKHAHN, G. D. Magnetically powered prompt radiation and flow acceleration in grb. In: FEROCI, M.; FRONTERA, F.; MASETTI, N.; PIRO, L. (Ed.). **Gamma-ray bursts in the afterglow era**. [S.l.: s.n.], 2004.

(Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 312), p. 537. 5, 52, 53, 108

STANEK, K. Z. et al. Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with grb 030329. **The Astrophysical Journal**, v. 591, p. L17–L20, jul. 2003. 2, 15

TAKAMI, K.; REZZOLLA, L.; BAIOTTI, L. Constraining the equation of state of neutron stars from binary mergers. **Physical Review Letters**, v. 113, n. 9, p. 091104, aug. 2014. 58

TAYLOR J. H. E WEISBERG, J. M. Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR 1913 + 16. **The Astrophysical Journal**, v. 345, p. 434–450, oct. 1989. 1

THOMPSON, C.; BLANDFORD, R. D.; EVANS, C. R.; PHINNEY, E. S. Physical processes in eclipsing pulsars: eclipse mechanisms and diagnostics. **The Astrophysical Journal**, v. 422, p. 304–335, feb. 1994. 5, 51, 53

THOMPSON, T. A. Millisecond proto-magnetars and gamma ray bursts. **Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C**, v. 28, p. 583, jul. 2005. 5, 54

THORNE, K. S. Multipole expansions of gravitational radiation. **Reviews of Modern Physics**, v. 52, p. 299–340, apr. 1980. 82, 218

TROJA, E.; PIRO, L.; RYAN, G.; EERTEN, H. van; RICCI, R.; WIERINGA, M. H.; LOTTI, S.; SAKAMOTO, T.; CENKO, S. B. The outflow structure of gw170817 from late-time broad-band observations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 478, n. 1, p. L18–L23, 04 2018. ISSN 1745-3925. Available from: <<https://doi.org/10.1093/mnrasl/sly061>>. 174

URPIN, V. A.; LEVSHAKOV, S. A.; IAKOVLEV, D. G. Generation of neutron star magnetic fields by thermomagnetic effects. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 219, p. 703–717, apr. 1986. 62

USMAN, S. A.; NITZ, A. H.; HARRY, I. W.; BIWER, C. M.; BROWN, D. A.; CABERO, M.; CAPANO, C. D.; CANTON, T. D.; DENT, T.; FAIRHURST, S.; KEHL, M. S.; KEPPEL, D.; KRISHNAN, B.; LENON, A.; LUNDGREN, A.; NIELSEN, A. B.; PEKOWSKY, L. P.; PFEIFFER, H. P.; SAULSON, P. R.; WEST, M.; WILLIS, J. L. The pycbc search for gravitational waves from compact binary coalescence. **Classical and Quantum Gravity**, v. 33, n. 21, p. 215004, nov. 2016. 90

USOV, V. V. Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of gamma-ray bursts. **Nature**, v. 357, p. 472–474, jun. 1992. 5, 54

VALLE, M. D. et al. An enigmatic long-lasting  $\gamma$ -ray burst not accompanied by a bright supernova. **Nature**, v. 444, p. 1050–1052, dec. 2006. 16

VEDRENNE, G.; ATTEIA, J. L. **Gamma-ray bursts: the brightest explosions in the universe**. [S.l.]: Springer Praxis Books, 2009. 9, 10, 11, 12, 16, 17, 21, 22, 23, 25, 27, 36, 37, 44, 47, 213

VIETRI, M. The acceleration of ultra–high-energy cosmic rays in gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 453, p. 883, nov. 1995. 42

\_\_\_\_\_. The soft x-ray afterglow of gamma-ray bursts, a stringent test for the fireball model. **The Astrophysical Journal**, v. 478, p. L9–L12, mar. 1997. 35, 51, 212

\_\_\_\_\_. On particle acceleration around shocks. i. **Astrophysical Journal**, v. 591, p. 954–961, jul. 2003. 42

VISHVESHWARA, C. V. Scattering of gravitational radiation by a schwarzschild black-hole. **Nature**, v. 227, p. 936–938, aug. 1970. 81

VLAHAKIS, N.; KÖNIGL, A. Relativistic magnetohydrodynamics with application to gamma-ray burst outflows. i. theory and semianalytic trans-alfvénic solutions. **The Astrophysical Journal**, v. 596, p. 1080–1103, oct. 2003. 4, 5, 53

WANG, X. Y.; DAI, Z. G.; LU, T. The inverse compton emission spectra in the very early afterglows of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 556, p. 1010–1016, aug. 2001. 32

WAXMAN, E. Astronomy: new direction for gamma-rays. **Nature**, v. 423, p. 388–389, may 2003. 3, 9

WAXMAN, E.; BAHCALL, J. High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs. **Physical Review Letters**, v. 78, p. 2292–2295, mar. 1997. 5, 30, 32, 35, 51, 212

WEBER, J. Detection and generation of gravitational waves. **Physical Review**, v. 117, p. 306–313, jan. 1960. 81

WEI, D. M.; LU, T. Diverse temporal properties of gamma-ray burst afterglows. **The Astrophysical Journal**, v. 505, p. 252–254, sep. 1998. 32

WEISBERG J. M. E TAYLOR, J. H. Observations of post-newtonian timing effects in the binary pulsar PSR 1913 + 16. **Physical Review Letters**, v. 52, p. 1348–1350, apr. 1984. 1

ASTRONOMICAL SOCIETY OF THE PACIFIC CONFERENCE SERIES, 2003, Mediterranean Agronomic Institute of Chania. **The Relativistic Binary Pulsar B1913+16**, v. 302. Greece: ASP, 2003. 93 p. 83, 84

WILL, C. M. Bounding the mass of the graviton using gravitational-wave observations of inspiralling compact binaries. **Physical Review D**, v. 57, p. 2061–2068, feb. 1998. 87

WILSON, J. I. B. Principles of plasma physics for engineers and scientists, by umran s. inan and marek gołkowski. scope: textbook. level: postgraduates, advanced undergraduates, early career researchers, teachers, scientists, engineers. **Contemporary Physics**, v. 54, p. 57–58, feb. 2013. 99, 144, 145

WU, X. F.; DAI, Z. G.; HUANG, Y. F.; LU, T. Analytical light curves in the realistic model for gamma-ray burst afterglows. **The Astrophysical Journal**, v. 619, p. 968–982, feb. 2005. 32

YAKUNIN, K. N.; MARRONETTI, P.; MEZZACAPPA, A.; BRUENN, S. W.; LEE, C.-T.; CHERTKOW, M. A.; HIX, W. R.; BLONDIN, J. M.; LENTZ, E. J.; MESSER, O. E. B.; YOSHIDA, S. Gravitational waves from core collapse supernovae. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 19, p. 194005, oct. 2010. 57

ZEL'DOVICH, Y. B. Electromagnetic and gravitational waves in a stationary magnetic field. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics**, v. 38, p. 652, apr. 1974. 6, 173

ZHANG, B. Open questions in GRB physics. **Comptes Rendus Physique**, v. 12, p. 206–225, apr. 2011. 2, 15, 19

ZHANG, B.; ZHANG, B.-B.; LIANG, E.-W.; GEHRELS, N.; BURROWS, D. N.; MÉSZÁROS, P. Making a short gamma-ray burst from a long one: implications for the nature of grb 060614. **The Astrophysical Journal**, v. 655, p. L25–L28, jan. 2007. 16

ZHANG B. E KOBAYASHI, S. Gamma-ray burst early afterglows: reverse shock emission from an arbitrarily magnetized ejecta. **The Astrophysical Journal**, v. 628, p. 315–334, jul. 2005. 53

ZHANG B. E MÉSZÁROS, P. High-energy spectral components in gamma-ray burst afterglows. **The Astrophysical Journal**, v. 559, p. 110–122, sep. 2001. 32

\_\_\_\_\_. Gamma-ray bursts: progress, problems & prospects. **International Journal of Modern Physics A**, v. 19, p. 2385–2472, 2004. 2, 4, 14, 18

ZHANG B. E PE'ER, A. Evidence of an initially magnetically dominated outflow in grb 080916c. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 700, p. L65–L68, aug. 2009. 16

## ANEXO A - EVOLUÇÃO TEMPORAL DE $R$ E $\Gamma$

### A.1 Escala de tempo em fluxos relativísticos

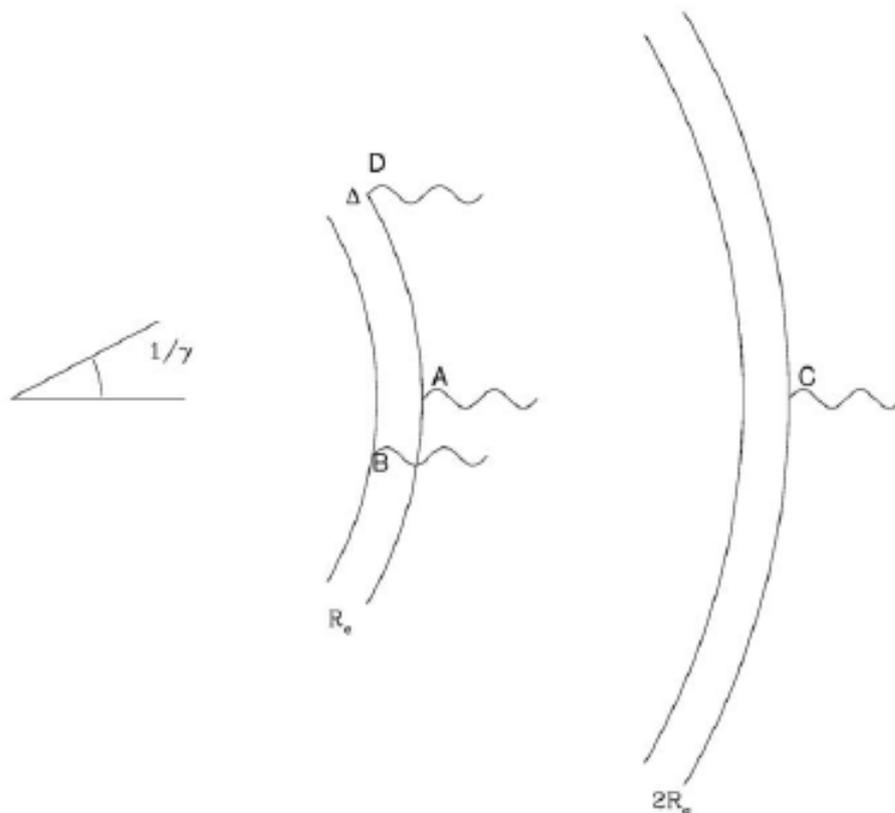
É necessário explicar rapidamente a transformação dos tempos de escalas entre os eventos que acontecem dentro da *fireball* e suas detecções por um observador no infinito. Serão negligenciados os efeitos dos deslocamentos para o vermelho cosmológicos.

A fonte na *fireball* está se movendo relativisticamente com uma velocidade  $v$  que é definida por  $\beta = v/c = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}$  (ou  $1/\Gamma^2 = 1 - v^2/c^2$ ), onde  $\Gamma$  é o fator de Lorentz do fluxo expandindo relativisticamente em relação ao referencial de laboratório. Considere dois fótons emitidos pelos mesmos elétrons num raio  $R_1$  e  $R_2$  ao longo do eixo do jato. O primeiro fóton emitido em  $R_1$  alcançará o observador antes do segundo fóton emitido em  $R_2$  (pelo mesmo elétron) com uma diferença de tempo  $\delta t = [(R_2 - R_1)/v - (R_2 - R_1)/c]$ . Para  $\Gamma \gg 1$ ,  $\Delta T = (R_2 - R_1)/2c\Gamma^2$ , ou  $\Delta T = \Delta R/2c\Gamma^2$  (SARI; PIRAN, 1997). Para ilustrar essas diferenças de tempo, observe a figura A.1. Sobre essas condições, um tempo de escala do observador característico é introduzido:  $T_R \sim R/2c\Gamma^2$ . Essa relação é modificada se a velocidade de expansão não é constante (SARI; PIRAN, 1997; PIRAN, 2004). Este caso é importante durante a fase *afterglow*, quando a *fireball* é desacelerada no meio que circunda o *burst*.

Outra característica do tempo de escala é usualmente chamada de  $t_{ang}$ . Este tempo de escala pode ser entendido na figura 2.8. Esta figura mostra que a emissão ao longo da linha de visada do observador chegará mais cedo que a emissão das partes das cascas se movendo em um ângulo  $\theta$  relativo a linha de visada. A diferença é  $t_{ang} \sim R/c(1 - \cos\theta)$ . Nota-se que a emissão visível está dentro de um cone com um ângulo de abertura  $\theta = 1/\Gamma$  que é muito menor se  $\Gamma$  é grande. Então,  $t_{ang} \sim (R/c)(\theta^2/2) = R/2c\Gamma^2$ . Interessantemente, esta é a mesma expressão para  $t_R$ . Em conclusão, para um observador perto da linha de visada as diferenças de tempo do observador  $t_R$  e  $t_{ang}$  são caracterizados por  $t \propto R/2c\Gamma^2$ . As escalas de tempo angular e radial são expressas pela mesma dependência em  $R$  e  $\Gamma$ .

Quando o jato relativístico interage com um meio de densidade constante (homogêneo), a casca é descrita por sua energia de referencial de repouso  $M$  (energia térmica e massa de repouso) e seu fator de Lorentz. Inicialmente,  $E_0 = M_0c^2$  e  $\Gamma_{max} = M_0c^2\eta$ . A casca colide com o meio circundante (ISM). A massa do ISM que já tem colidido com a casca é  $m(R)$ . Como a casca se propaga, ela varre mais massa

Figura A.1 - As várias escalas de tempo da casa relativística expandindo com uma largura  $\Delta$  e um fator de Lorentz  $\Gamma$ .



As várias escalas de tempo podem ser definidas em termos do tempo de chegada  $t$  de vários fótons:  $t_{\Delta} = t_B - t_A$ ,  $t_R = t_C - t_A$ , e  $t_{ang} = t_D - t_A$ . Por exemplo,  $t_{dur} > \Delta/c$  com  $t_{dur}$  representando a duração total da explosão. Um fóton emitido em A (distância  $R_1$ ) alcançará o observador  $(R_2 - R_1)/2\Gamma c^2$  ou  $\Delta R/2\Gamma c^2$  antes um fóton emitido pelo mesmo elétron de C em  $R_2$ . Se a emissão é contínua de  $R_1$  e  $R_2$ , este tempo característico limitará a duração dos picos dentro de um GRB de duração  $t_{dur}$ . O mesmo tempo característico é encontrado quando  $t_{ang} = t_D - t_A$  é calculado.

Fonte: (SARI; PIRAN, 1997).

do ISM caracterizado por  $dm$ .

O elemento de massa adicional  $dm$ , que estava em repouso, colide inelasticamente com a casca. A conservação do *momentum* e energia produz:

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma^2} - 1 = -\frac{dm}{M}, \quad (\text{A.1})$$

onde  $Mc^2$  é a energia do referencial de repouso da casca (massa de repouso + a energia térmica):

$$dE/c^2 = (\Gamma - 1)dm , \quad (\text{A.2})$$

desde que  $dE$  é a energia térmica produzida na colisão. Se  $\varepsilon$  é a fração da energia térmica do choque gerado (relativo ao referencial do observador) que é radiado, resulta que:

$$dM = (1 - \varepsilon)dE/c^2 + dm = [(1 - \varepsilon)\Gamma + \varepsilon]dm . \quad (\text{A.3})$$

Piran (1999) deduziu relações entre o fator de Lorentz e a massa total da casca e entre  $m(R)$  (e portanto  $R$ ) e  $\Gamma$  descrevendo a evolução hidrodinâmica da casca.

No limite, onde  $\Gamma_{max} \gg \Gamma \gg 1$ , obtém-se vários resultados:

- Primeiro, resolvendo a relação analítica entre  $m(R)$  e  $\Gamma$ , um resultado bem conhecido é: o fator de Lorentz decresce e alcança  $\Gamma = \Gamma_{max}/2$  quando a massa varrida é  $m \sim M_0/2\Gamma_{max}$ ;
- O segundo resultado se interessa pela expressão de  $m(R)$ :

$$m(R) = [M_0/(2 - \varepsilon)\Gamma_{max}(\Gamma/\Gamma_{max})^{-2+\varepsilon}] , \quad (\text{A.4})$$

como  $m(R) \propto R^3$  e  $M_0, \Gamma_{max}$  e  $\varepsilon$  são fixados, resulta que  $R^3 \propto \Gamma^{-2+\varepsilon}$  ou  $\Gamma \propto R^{-3/(2-\varepsilon)}$ .

Com esta simples relação, os dois regimes importantes, adiabático e radiativo, podem ser estudados para derivar a evolução de  $R$  e  $\Gamma$  com o tempo.

No caso adiabático, a energia  $E$  do choque é aproximadamente constante. A energia carregada para fora pelos fótons radiados deve ser uma fração negligenciável da energia total do ejeto. Essa suposição é correta se a densidade de energia dos elétrons acelerados na frente do choque é uma fração pequena  $\varepsilon_e \ll 1$  da densidade de energia total no fluido pós-choque, ou se a maioria dos elétrons é adiabático, isto é, sua escala de tempo radiativo resfriando excede as perdas adiabáticas devido à expansão do remanescente (resfria lentamente).

Então, no caso adiabático,  $\varepsilon \sim 0$  e  $\Gamma \propto R^{-3/2}$  (BLANDFORD; MCKEE, 1976; KATZ, 1994; WAXMAN; BAHCALL, 1997). O tempo do observador correspondendo ao raio dado e fator de Lorentz é:

$$t_{obs} = \frac{R}{2\Gamma^2 c} \propto R^{1+3} \propto R^4 . \quad (\text{A.5})$$

A dependência de  $R$  e  $\Gamma$  pode então ser dada em função do tempo:  $R(t) \propto t^{1/4}$  e  $\Gamma(t) \propto t^{-3/8}$ .

No caso totalmente radiativo, a perda de radiação é rápida comparada à escala de tempo hidrodinâmico e toda a energia interna no choque é radiada para fora. Isto requer duas condições: a fração da energia que vai aos elétrons tem de ser maior ( $\varepsilon \rightarrow 1$ ), e o regime deve ser resfriamento rápido.

Para o regime totalmente radiativo com  $\varepsilon = 1$ , tem-se  $\Gamma \sim R^{-3}$  e, usando a expressão para  $t_{obs}$ , fica:  $t_{obs} \propto R^{(1+6)} \propto R^7$  levando a  $R(t) \propto t^{1/7}$  e  $\Gamma(t) \propto t^{-3/7}$  (BLANDFORD; MCKEE, 1976; VIETRI, 1997; KATZ; PIRAN, 1997). As condições necessárias para este regime parecem bastante improváveis e não é esperado observar muitos *afterglows* nesse regime.

Para definir completamente as duas funções  $R(t)$  e  $\Gamma(t)$ , descreve-se a desaceleração adiabática de uma casca extremamente relativística se propagando no ISM (SARI; PIRAN, 1997). Com as expressões de  $n(r, t), \Gamma(r, t), e(r, t)$  (BLANDFORD; MCKEE, 1976) que são respectivamente a densidade, o fator de Lorentz e a densidade de energia do material anterior ao choque, sendo  $n(r, t)$  e  $e(r, t)$  medidos no referencial de repouso do fluido, enquanto  $\Gamma(r, t)$  é relativo a um observador em repouso. As leis de  $R(t)$  e  $\Gamma(t)$  podem ser expressas em função de  $E = E_0$ , a energia total no fluxo adiabático e  $n$  a densidade do meio interestelar (SARI; PIRAN, 1997):

$$R(t) = 3.2 \times 10^{16} E_{52}^{1/4} n_1^{-1/4} t_s^{1/4} \text{ cm} , \quad (\text{A.6})$$

$$\Gamma(t) = 260 E_{52}^{1/8} n_1^{-1/8} t_s^{-3/8} , \quad (\text{A.7})$$

onde  $E_{52}$  é a energia medida em unidade de  $10^{45}$  J,  $n_1$  é a densidade do ISM em unidade de  $1\text{cm}^{-3}$  e  $t_s$  é o tempo em segundos. Tal solução pode ser usada como o ponto de partida para cálculos detalhados da radiação emitida.

Esta solução é para o regime adiabático, não permite levar perdas de energia em conta. Cohen et al. (1998) derivou uma solução radiativa similar em que uma fração arbitrária da energia gerada no choque é radiada para fora. O processo de radiação é assumido ser rápido, acontecendo apenas na vizinhança do choque e radiando para fora uma fração fixada da energia gerada pelo choque. Sua solução totalmente relativística extrema é diferente da solução relativística adiabática obtida aqui. Tal solução pode ser usada para descrever a evolução do *afterglow* do GRB em estágio não-adiabático. Nos estágios iniciais do *afterglow*, o resfriamento do elétron é rápido, desde que a densidade anteriormente ao choque é baixa, o acoplamento entre os elétrons e os prótons é apenas parcial, e a energia dos prótons não é radiada para fora. Neste caso, o choque é mais semi-radiativo que completamente radiativo (VEDRENNE; ATTEIA, 2009).

A característica da emissão síncrotron, seu espectro e curva de luz podem ser calculados usando  $R(t)$  e  $\Gamma(t)$ .



## ANEXO B - LINEARIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE CAMPO

### B.1 Ondas Gravitacionais

As Equações de Campo obtidas por Einstein (1915) são:

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ab} , \quad (\text{B.1})$$

onde  $G_{ab}$  é o tensor de Einstein;  $g_{ab}$ , o tensor métrico do espaço-tempo,  $T_{ab}$  é o tensor *momentum*-energia e  $R_{ab}$  e  $R$ , tensor e escalar de Ricci, respectivamente, contrações do tensor de curvatura de Riemann,  $R^a{}_{bcd}$ . Este é calculado com base na conexão métrica, Símbolo de Christoffel ( $\Gamma^a{}_{bc}$ ):

$$R^a{}_{bcd} = \partial_c \Gamma^a{}_{bd} - \partial_d \Gamma^a{}_{bc} + \Gamma^e{}_{bd} \Gamma^a{}_{ec} - \Gamma^e{}_{bc} \Gamma^a{}_{ed} , \quad (\text{B.2a})$$

$$\Gamma^a{}_{bc} = \frac{1}{2}g_{ad}(\partial_b g_{dc} + \partial_c g_{db} - \partial_d g_{bc}) . \quad (\text{B.2b})$$

Considere um espaço-tempo perturbado, cujo tensor métrico difere ligeiramente da métrica de Minkowski ( $\eta_{ab}$ ). O tensor métrico, adotando que o espaço-tempo é assintoticamente plano,  $\lim_{r \rightarrow \infty} h_{ab} = 0$ , é escrito como:

$$g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}, \text{ com } |h_{ab}| \ll 1 . \quad (\text{B.3})$$

A teoria de perturbação é uma aproximação da relatividade geral, correta para primeira ordem na dimensão de sua perturbação (SCHUTZ; RICCI, 2010). Define-se a elevação e o abaixamento dos índices da perturbação,  $h^{ab} = \eta^{ac}\eta^{bd}h_{cd}$ , e, em primeira ordem, tem-se a inversa do tensor métrico:

$$g^{ab} = \eta^{ab} - h^{ab} . \quad (\text{B.4})$$

Assim, as expressões para a conexão métrica, tensor de Riemann, tensor e escalar de Ricci, com base nas equações (B.2) e (B.1), são, respectivamente <sup>1</sup>:

<sup>1</sup>Define-se  $\square = \eta^{ab}\partial_a\partial_b = \partial_t^2 - \nabla^2$ .

$$\Gamma^a_{bc} = 1/2(\partial_b h^a_c + \partial_c h^a_b - \partial^a h_{bc}) , \quad (\text{B.5a})$$

$$R_{abcd} = 1/2(\partial_b \partial_c h_{ad} + \partial_a \partial_d h_{bc} - \partial_b \partial_d h_{ac} - \partial_a \partial_c h_{bd}) , \quad (\text{B.5b})$$

$$R_{ab} = \eta^{cd} R_{cabd} = 1/2(\partial_a \partial_c h^c_b + \partial_c \partial_b h^c_a - \partial_a \partial_b h - \square h_{ab}) , \quad (\text{B.5c})$$

$$R = \eta^{ab} R_{ab} = \partial_c \partial_d h^{cd} - \square h . \quad (\text{B.5d})$$

Para simplificar a derivação das equações de onda, é definida a perturbação métrica de traço-reverso:

$$\bar{h}_{ab} \equiv h_{ab} - \frac{1}{2}\eta_{ab}h , \quad (\text{B.6})$$

onde  $h = \eta_{ab}h^{ab}$ , tal que  $\bar{h} = \eta^{ab}h_{ab} = -h$ . Portanto, as equações (B.5) ficam da seguinte forma<sup>2</sup>:

$$R_{ab} = 1/2(\bar{h}^c_{a,bc} + \bar{h}^c_{b,ac} - \square h_{ab}) , \quad (\text{B.7a})$$

$$R = 1/2(2\bar{h}^{cd}_{,cd} - \square h) . \quad (\text{B.7b})$$

Dessa forma, o tensor de Einstein nas equações de campo (B.1) podem ser reescritas como:

$$G_{ab} = 1/2(\bar{h}^c_{a,bc} + \bar{h}^c_{b,ac} - \eta_{ab}\bar{h}^{cd}_{,cd} - \square \bar{h}_{ab}) . \quad (\text{B.8})$$

Existe uma considerável liberdade de escolha de coordenadas nas componentes. Esta variação de coordenadas é chamada de variação de *gauge*, por analogia ao eletromagnetismo. A variação para forçar o gauge de Lorentz (ou Hilbert) é:

$$\bar{h}^a_{b,a} = 0 .$$

Essa condição também implica que  $\partial_a T_{ab} = 0$ , lei de conservação do tensor energia-momentum para métrica plana.

---

<sup>2</sup>Aqui é introduzida a notação:  $\partial_a h^c_d = h^c_{d,a}$  ou  $\partial_{ab} h^{cd} = h^{cd}_{,ab}$ .

Dessa forma, as equações completas de Einstein, Equação (B.1), desconsiderando os termos de segunda ordem de  $h_{ab}$ , se reduzem apenas a um conjunto de equações de onda lineares desacopladas:

$$\square \bar{h}_{ab} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{ab} . \quad (\text{B.9})$$

Partindo da equação de onda, Equação (B.9), onde  $T_{ab}$  é o tensor energia-*momentum* da matéria, e com auxílio da função de Green, análogo ao eletromagnetismo, encontra-se a solução geral dessa equação:

$$h_{ab}(t, \vec{r}) = \frac{4G}{c^4} \int \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} T_{ab} \left( t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}, \vec{r}' \right) d^3x' , \quad (\text{B.10})$$

de forma que  $t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$  é definido como o tempo em que a partícula emitiu a onda ou chamado de tempo retardado.

Aplica-se o gauge Transverso sem Traço (gauge-TT) através do tensor  $\Lambda_{ij,kl}(\hat{n})$  que se propaga na direção  $\hat{n}$  para fora da fonte, perpendicularmente a sua direção de propagação e o traço do tensor projetado é removido:

$$\Lambda_{ij,kl}(\hat{n}) = P_{ik}P_{jl} - \frac{1}{2}P_{ij}P_{kl} , \quad (\text{B.11a})$$

$$P_{ij}(\hat{n}) = \delta_{ij} - n_i n_j , \quad (\text{B.11b})$$

com as seguintes propriedades:

- Simétrico:  $P_{ij} = P_{ji}$ ;
- Transverso:  $n^i P_{ij}(\hat{n}) = 0$ ;
- Projetor:  $P_{ik}P_{kj} = P_{ij}$ ; e
- Traço:  $P_{ii} = 2$ .

Lembrando que a solução está no espaço-tempo plano e que a lei de conservação é  $\partial_a T^{ab} = 0$ , então  $\bar{h}^{a0} \propto \int_V T^{a0} d^3x' = \text{const}$ . Escolhendo  $\bar{h}^{a0}(t, r) \equiv \bar{h}_{a0} = 0$ , o

resultado é uma solução da onda plana no gauge-TT em termos das componentes espaciais  $h_{\alpha\beta}$  de  $h_{ab}$ , tal que:

$$h_{\alpha\beta}^{TT} = \Lambda_{\alpha\beta,\gamma\theta} h_{\gamma\theta} , \quad (\text{B.12a})$$

$$h_{\alpha\beta}^{TT}(t, \vec{r}) = \frac{4G}{c^4} \Lambda_{\alpha\beta,\gamma\theta} \int \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} T_{\gamma\theta} \left( t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}, \vec{r}' \right) d^3x' . \quad (\text{B.12b})$$

Portanto, esta escolha de coordenadas torna explícito que a perturbação é transversa, ortogonal à direção de propagação e sem traço, pois a perturbação não comprime nem estica elementos do espaço-tempo, mas induz uma "tensão", preservando seu volume. E o tensor  $h_{\alpha\beta}$  é dado por:

$$h_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} h_+ & h_\times \\ h_\times & -h_+ \end{pmatrix} . \quad (\text{B.13})$$

A solução para distâncias muito maiores que o tamanho característico da fonte fica:

$$h_{\alpha\beta}^{TT}(t, \vec{r}) = \frac{1}{r} \frac{4G}{c^4} \Lambda_{\alpha\beta,\gamma\theta} \int T_{\gamma\theta} \left( t - \frac{r}{c} + \frac{\vec{r}' \cdot \hat{n}}{c}, \vec{r}' \right) d^3x' . \quad (\text{B.14})$$

Observe que  $h_{\alpha\beta}^{TT}$  depende apenas da integral das componentes espaciais de  $T_{ab}$ . A Equação (B.14) é válida para ambas as fontes, relativísticas e não-relativísticas, para um observador suficientemente distante da fonte (THORNE, 1980; HAWKING; ISRAEL, 1987).

A energia total radiada por unidade de ângulo sólido ( $d\Omega$ ) é dada por:

$$\frac{dE}{d\Omega} = \frac{r^2 c^3}{32\pi G} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{h}_{\alpha\beta}^{TT} \dot{h}_{\alpha\beta}^{TT} dt , \quad (\text{B.15})$$

onde  $\dot{h}_{\alpha\beta}^{TT} = \frac{\partial}{\partial t} h_{\alpha\beta}^{TT}$ .

É realizada uma expansão multipolar de  $h_{\alpha\beta}^{TT}$  em espaço infinito para fontes não relativísticas, isto é, as velocidades típicas dentro da fonte são muito menores que a velocidade da luz. Portanto, a solução de onda em termos de menor ordem da expansão é:

$$h_{\alpha\beta}^{TT}(t, \vec{r}) = \frac{1}{r} \frac{2G}{c^4} \ddot{M}_{\alpha\beta}^{TT}(t - r/c) , \quad (\text{B.16})$$

onde  $M$  depende da densidade de matéria  $\rho$ :

$$M^{\alpha\beta} \equiv \int \rho(t, \vec{r}) (x^\alpha x^\beta) d^3x .$$

Em função do momento quadrupolo (basicamente o momento de inércia newtoniano com o traço removido) fica:

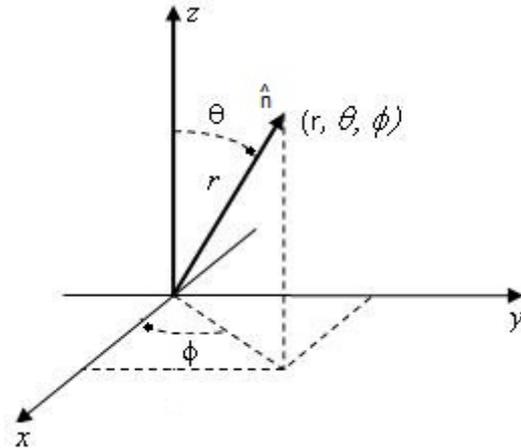
$$h_{\alpha\beta}^{TT}(t, \vec{r}) = \frac{1}{r} \frac{2G}{c^4} \ddot{Q}_{\alpha\beta}^{TT}(t - r/c) , \quad (\text{B.17})$$

com

$$Q^{\alpha\beta}(t) \equiv \int \rho(t, \vec{r}) \left( x^\alpha x^\beta - \frac{1}{3} r^2 \delta^{\alpha\beta} \right) d^3x .$$

Finalmente, para uma onda gravitacional que se propaga numa direção genérica  $\hat{n}$ , de acordo com a Figura B.1, vem:

Figura B.1 - Vetores do sistema no plano cartesiano.



Plano cartesiano que serve de referência para o sistema irradiando ondas gravitacionais numa linha de visada arbitrária.

Fonte: Produção do autor.

$$\begin{aligned}
h_+(t, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \frac{G}{c^4} & \left[ \ddot{M}_{11} (\cos^2 \phi - \sin^2 \phi \cos^2 \theta) \right. \\
& + \ddot{M}_{22} (\sin^2 \phi - \cos^2 \phi \cos^2 \theta) \\
& - \ddot{M}_{33} \sin^2 \theta - \ddot{M}_{12} \sin(2\phi) (1 + \cos^2 \theta) \\
& \left. + \ddot{M}_{13} \sin \phi \sin(2\theta) + \ddot{M}_{23} \cos \phi \sin(2\theta) \right] \quad (\text{B.18a})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h_\times(t, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \frac{G}{c^4} & \left[ (\ddot{M}_{11} - \ddot{M}_{22}) \sin(2\phi) \cos \theta \right. \\
& + 2\ddot{M}_{12} \cos(2\phi) \cos \theta - 2\ddot{M}_{13} \cos \phi \sin \theta \\
& \left. + 2\ddot{M}_{23} \sin \phi \sin \theta \right]. \quad (\text{B.18b})
\end{aligned}$$

## ANEXO C - FORMALISMO GERAL DA TETRADA

A divisão 3+1 é o formalismo mais conveniente quando um sistema possui uma direção preferencial (tempo) (MOORTGAT; KUIJPERS, 2004). As equações covariantes 3+1 são transparentes, imediatamente, em termos de representação das relações entre quantidades 3+1 definidas covariantemente, com claro significado geométrico e/ou físico (ELLIS G. F. R. E VAN ELST, 1999). Usando o formalismo de tetrada, as equações determinadas formam um conjunto completo de equações, garantindo a existência de uma métrica e conexão correspondente.

De acordo com Ellis G. F. R. e van Elst (1999), uma **tetrada** é um conjunto de quatro bases unitárias ortogonais  $\{\mathbf{e}_i\}_{i=0,1,2,3}$ , que podem ser escritas em termos de uma base coordenada local, por meios das componentes tetradas  $e_i^a(x^b)$ :

$$\hat{e}_i = e_i^a(x^b) \frac{\partial}{\partial x^a} \Leftrightarrow \hat{e}^i(f) = e_i^a(x^b) \frac{\partial f}{\partial x^a}, e_i^a = \hat{e}_i(x^a) \quad (\text{C.1})$$

a última igualdade declara que a componente  $a$ -ésima do vetor tetrada  $i$ -ésimo é apenas a derivada direcional da coordenada  $a$ -ésima na direção  $\mathbf{e}_i$ .

As expressões (C.1) podem ser vistas como uma mudança geral das bases vetoriais, de forma que:

$$T^{kl}_{ij} = e_c^k e_d^l e_i^a e_j^b T^{cd}_{ab} \quad (\text{C.2})$$

onde as componentes inversas  $e^i_a(x^b)$  são definidas por:

$$e_i^a e^i_b = \delta^a_b \Leftrightarrow e_j^a e^i_a = \delta^i_j \quad (\text{C.3})$$

As componentes da métrica na formada tetrada são dadas por:

$$g_{ij} = g_{ab} e_i^a e_j^b = \hat{e}_i \cdot \hat{e}_j = \eta_{ij} \quad (\text{C.4})$$

mostrando que as bases vetoriais são unitárias mutualmente ortogonais.



## ANEXO D - TRANSFORMADAS

### D.1 Transformada de Laplace

Se  $f = f(z)$  é uma função real ou complexa, definida para todo  $z \geq 0$  e o parâmetro  $s \in \mathbb{C}$ , a transformada de Laplace se define como:

$$F(s) = \mathcal{L}\{f\}(s) \equiv \int_0^{\infty} f(t)e^{-sz} dz \quad (\text{D.1})$$

para todo  $s \geq 0$  em que a integral diverge. O parâmetro  $s$  possui unidade inversa da unidade de comprimento do sistema, dessa forma está associada à variável número de onda ( $k$ ).

Em princípio é possível recuperar  $f(z)$  de  $F(s)$  via:

$$f(z) = \mathcal{L}^{-1}\{F\}(z) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi i}} \int_{\eta-i\infty}^{\eta+i\infty} F(s)e^{sz} ds \quad (\text{D.2})$$

onde  $\eta$  é uma constante arbitrária positiva escolhida para que o contorno da integração deixe ao lado direito de todas as singularidades em  $F(s)$ , de forma que  $F(s)$  é definida para  $\mathbb{R} \geq \eta$ .

### D.2 Transformada de Fourier

Define-se  $F(\omega)$  a partir da transformada de Fourier da função  $f(t)$ , por:

$$F(\omega) = \mathcal{F}\{f\}(\omega) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt \quad (\text{D.3})$$

A relação inversa, obtém-se  $f(t)$  de  $F(\omega)$ :

$$f(t) = \mathcal{F}^{-1}\{F\}(t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{D.4})$$