

Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação e Pesquisa do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Física Nuclear.

Leonardo Taynô Tosetto Soethe

**TRANSIÇÃO DE FASE HÁDRON-QUARK EM
ESTRELAS DE NÊUTRONS E EMISSÃO DE
ONDAS GRAVITACIONAIS**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves

Orientador



Prof. Dr. Jaziel Goulart Coelho

Coorientador

Prof. Dr. Luiz Carlos Sandoval Góes
Pró-Reitor de Pós-Graduação e Pesquisa

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP - Brasil
2017

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)
Divisão de Informação e Documentação

Soethe, Leonardo Taynô Tosetto
Transição de fase hádron-quark em estrelas de nêutrons e emissão de ondas gravitacionais /
Leonardo Taynô Tosetto Soethe.
São José dos Campos, 2017.
98f.

Dissertação de Mestrado – Curso de Física. Área de Física Nuclear – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2017. Orientador: Prof. Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves. Coorientador: Prof. Dr. Jaziel Goulart Coelho.

1. Estrelas de nêutrons. 2. Ondas gravitacionais. 3. Transição de fase. I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SOETHE, Leonardo Taynô Tosetto. **Transição de fase hádron-quark em estrelas de nêutrons e emissão de ondas gravitacionais**. 2017. 98f. Dissertação de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Leonardo Taynô Tosetto Soethe

TÍTULO DO TRABALHO: Transição de fase hádron-quark em estrelas de nêutrons e emissão de ondas gravitacionais.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2017

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta dissertação e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação pode ser reproduzida sem a autorização do autor.



Leonardo Taynô Tosetto Soethe
Rua Esperança, 55 – Villa Ady'Anna
12.243-700 – São José dos Campos – SP

TRANSIÇÃO DE FASE HÁDRON-QUARK EM ESTRELAS DE NÊUTRONS E EMISSÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS

Leonardo Taynô Tosetto Soethe

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Manuel Máximo Bastos Malheiro de Oliveira	Presidente	-	ITA
Prof. Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves	Orientador	-	ITA
Prof. Dr. Jaziel Goulart Coelho	Coorientador	-	INPE
Prof. Dr. Nadja Simão Magalhães	Membro Interno	-	ITA
Prof. Dr. José Carlos Neves de Araujo	Membro Externo	-	INPE

Dedico esta dissertação à minha mãe,
Maria Regina Tosetto; e ao meu pai,
José Renato Soethe. De quem herdei e
aprendi o gosto pelo conhecimento, sa-
bedoria e informação.

Agradecimentos

À minha mamãe, Maria Regina Tosetto; e ao meu papai, José Renato Soethe; por despertarem em mim a sede pelo conhecimento, e por me incentivarem a ser eu, aquele que jamais nenhum outro poderá ser.

À Tatiane Strelow Lilge, por ter surgido na minha vida de forma tão inesperada, pelos longos anos de amizade, e pelo amor – ainda inexplicável.

À Suzana Cressembine, enviada especial do Cosmos, por ter trazido uma variedade de cores nesse período tão importante.

Aos meus orientadores, Márcio Eduardo da Silva Alves e Jaziel Goulart Coelho, por terem me acolhido, pela paciência, pelas horas dedicadas ao meu acompanhamento e ao nosso trabalho, e pela ótima amizade.

Aos amigos de SL, Pel, e SJC, cidades por onde me criei ou passei boa parte da vida, por terem sido fundamentais na evolução da minha personalidade.

À todos das famílias Osmarini/Tosetto e Niehues/Soethe espalhados pela Terra.

Aos leitores, revisores, conselheiros, tradutores, ou programadores de plantão: Ricardo Rigo Gazzola, Marcos Vinicius Grala Barbosa e Luiz Guilherme Salgado Gomes.

Aos colegas das Pós-Graduações do ITA e do INPE.

Aos membros da banca examinadora: Manuel Máximo Bastos Malheiro de Oliveira, José Carlos Neves de Araujo e Nadja Simão Magalhães.

À Associação de Pós-Graduandos do Instituto Tecnológico de Aeronáutica (APG-ITA), pelo modelo de dissertação em L^AT_EX.

À agência de fomento responsável pelo suporte financeiro, CAPES; e à outras agências pelo incentivo à pesquisa no Brasil, CNPq e FAPESP.

“As pessoas vêem estrelas de maneiras diferentes.

Para aqueles que viajam, as estrelas são guias.

Para outros, elas não passam de pequenas luzes.

Para os sábios, elas são problemas.

Para o empresário, eram ouro.

Mas todas essas estrelas se calam.

Tu, porém, terás estrelas como ninguém nunca as teve...

[...]

*Quando olhares o céu a noite, eu estarei habitando uma delas, e de lá estarei rindo;
então será, para ti, como se todas as estrelas rissem!*

Dessa forma, tu, e somente tu, terás estrelas que sabem rir!”

— ANTOINE DE SAINT-EXUPÉRY – O PEQUENO PRÍNCIPE.

Resumo

No presente trabalho avaliaremos a emissão de ondas gravitacionais devido ao modo vibracional fundamental de estrelas de nêutrons que passam pela a transição de fase hádron-quark, formando uma estrela híbrida. Serão consideradas duas configurações: uma puramente hadrônica e outra híbrida, que representa uma estrela com quarks desconfinados no núcleo e uma crosta de hádrons. As estruturas das estrelas são resolvidas através das equações de Oppenheimer-Volkoff, que fornece as massas gravitacional e bariônica, o raio e a densidade central para uma família de estrelas. Comparando duas estrelas de configurações diferentes mas mesma massa bariônica, é calculada a energia gravitacional liberada em tal transição. É apresentada uma estimativa da amplitude inicial da onda gravitacional emitida para 2536 pulsares, onde destacamos a importância dos parâmetros como o período de rotação e distância fonte-Terra. Verificaremos como os parâmetros estelares tais como massa, raio e equação de estado afetam o espectro de emissão de radiação gravitacional. Compararemos os espectros calculados com as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO (Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) e Mario Schenberg, a fim de avaliar quais instrumentos poderiam detectar tais sinais. Verificaremos que alguns pulsares apresentam características que os tornam detectáveis pelo aLIGO, caso venham sofrer transições de fase do tipo estudadas nesse trabalho. Por fim, apontaremos que mesmo considerando fatores de eficiência pequenos na conversão de energia, mostra-se possível detectar tais eventos provindos de grandes distância com boa razão sinal-ruído.

Abstract

In the present work we will evaluate the emission of gravitational waves due to the fundamental vibrational mode of neutron stars that pass through the hadron-quark phase transition, forming a hybrid star. Two configurations will be considered: one purely hadronic and one hybrid, representing a star with unconfined quarks in the nucleus and a crust of hadrons. The structures of the stars are solved through the Oppenheimer-Volkoff equations, which provide the gravitational and baryonic masses, the radius and the central density for a family of stars. Comparing two stars of different configurations but with the same baryonic mass, the gravitational energy released in such a transition is calculated. It is presented an estimate of the initial amplitude of the gravitational wave emitted for 2536 pulsars, where we highlight the importance of the parameters such as the period of rotation and distance source–Earth. We will verify how stellar parameters such as mass, radius and state equation affect the gravitational radiation emission spectrum. We will compare the calculated spectra with the sensitivity curves of aLIGO (Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) and Mario Schenberg, in order to evaluate which instruments could detect such signals. We will verify that some pulsars have characteristics that make them detectable by the aLIGO, in case they undergo phase transitions of the type studied in this work. Finally, we will point out that even considering small efficiency factors in the conversion of energy, it is possible to detect such events coming from great distance with good signal-to-noise ratio.

Lista de Figuras

- FIGURA 1.1 – Representação esquemática do equilíbrio hidrostático em uma estrela como o Sol através do balanço entre gravidade e pressão (WOODAHL, 2008). 21
- FIGURA 1.2 – Evolução estelar: diagrama apresentando os principais caminhos possíveis entre o nascimento e a morte de uma estrela (FILHO; SARAIVA, 2016a). 22
- FIGURA 1.3 – O diagrama HR mostra os vários estágios da evolução estelar, onde é adotada a convenção de que a temperatura cresce para a esquerda, e a luminosidade para cima. Luminosidade (ou magnitude absoluta) e temperatura superficial são características facilmente determináveis para estrelas de distâncias conhecidas. A primeira pode ser encontrada a partir da magnitude aparente, e a segunda a partir de sua cor ou tipo espectral. (FILHO; SARAIVA, 2016b). 23
- FIGURA 1.4 – A distribuição dos núcleos atômicos numa estrela (CHAISSON; McMILLAN, 2006). Cada núcleo forma uma camada ao redor do núcleo de ferro. Quanto maior o número atômico do elemento, mais interna será a camada ocupada por ele. Nas estrelas, a proporção de matéria constituída de núcleos diferentes do hidrogênio e hélio é chamada de metalicidade. 24
- FIGURA 1.5 – Energia de ligação por núcleon para os diferentes isótopos. O gráfico deixa claro que, mesmo tendo energia disponível, a formação de elementos mais “pesados” que o ferro não são favoráveis em uma estrela, e por isso não ocorrem. O autor da figura indica uso livre para a mesma e não deseja ser referenciado. 25
- FIGURA 1.6 – Objetos compactos no Universo. Raios e densidades médias de alguns objetos astrofísicos são destacados (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008). 30

- FIGURA 1.7 – Um gráfico de amplitude característica contra a frequência para uma variedade de detectores e fontes (MOORE *et al.*, 2015). A amplitude característica é calculada adimensionalmente. É notável a grande extensão da escala de frequências, que cobre dezesseis ordens de grandeza. Se percebe que as fontes emissoras de OGs formam três grandes grupos, de acordo com seu comportamento temporal. A extensão da escala de sensibilidade de cada detector também é grande, ocupando mais de dez ordens de grandeza. O gráfico pode ser obtido de forma interativa em: <http://rhcole.com/apps/GWplotter/>. 35
- FIGURA 2.1 – Estruturas concorrentes e fases da matéria nuclear previstas pelas teorias para os núcleos de estrelas de nêutrons. A cada modelo corresponde uma equação de estado (WEBER, 2001). 37
- FIGURA 2.2 – O Modelo Padrão das partículas elementares: os 12 férmions fundamentais e 4 bósons fundamentais. O Modelo Padrão da física de partículas é uma teoria que descreve as forças fundamentais forte, fraca e eletromagnética, bem como as partículas fundamentais que constituem toda a matéria. Figura de uso livre, conforme Wikimedia Commons. 39
- FIGURA 2.3 – Os estados hipotéticos de matéria acessados por estrelas de nêutrons e experimentos laboratoriais no espaço de parâmetros da temperatura contra o potencial químico do bárion (1-2 GeV corresponde a $\sim 1-6$ vezes a densidade de núcleos atômicos normais). Matéria de quarks: uma fase hipotética onde quarks densos e frios experimentam forças de confinamento. O efeito estabilizador do confinamento gravitacional em estrelas de nêutrons permite interações fracas em larga escala (como capturas de elétrons) para alcançar o equilíbrio, gerando matéria que é rica em nêutrons e pode envolver a matéria com quarks estranhos. Isso significa que as ENs acessam estados únicos da matéria que só podem ser criados com extrema dificuldade no laboratório: superfluidos nucleares, estados de matéria estranha com híperons, quarks confinados e fases supercondutoras de cor (WATTS *et al.*, 2016). 40
- FIGURA 2.4 – A sacola modela o confinamento de três quarks em um determinado volume, sem carga de cor. Adaptado de (KOPELIOVICH; REZAEIAN, 2009). 41
- FIGURA 2.5 – EoS obtida usando o modelado MIT, com os quarks u , d , e s , e para alguns valores de B , indicados na legenda. 46

- FIGURA 2.6 – A densidade de bárions em função da densidade de energia para o modelo MIT com os quarks u , d , e s . Alguns valores de B foram utilizados e estão indicados na legenda. 47
- FIGURA 2.7 – A densidade de bárions em função da densidade de energia para o modelo MIT com os quarks u , d , e s . Alguns valores de B foram utilizados e estão indicados na legenda. 48
- FIGURA 2.8 – Uma ilustração da transição de fase estudada nesse trabalho. Considerando-se inicialmente uma estrela de matéria puramente hadrônica, ao sofrer transição de fase e se tornar uma estrela de matéria híbrida (hádrons e quarks) ela tem seu raio reduzido, sua massa bariônica conservada, e tem sua energia gravitacional reduzida. As dimensões de cada estrela e de cada fase não estão em escala. 49
- FIGURA 2.9 – A densidade de energia em função da densidade bariônica para algumas das EoSs discutidas na presente seção. Em contraste, EoSs referentes a fase híbrida também são apresentadas. É possível notar que, para baixas densidades bariônicas (até cerca de $0,4 \text{ fm}^{-3}$), a densidade de energia é praticamente idêntica para as seis EoSs apresentadas. Já para altas densidades bariônicas, duas das três EoSs hadrônicas apresentam maior densidade de energia, ao passo que as outras quatro EoSs apresentam um comportamento bastante semelhante. O gráfico foi feito a partir de uma tabela de dados retirada de (GLENDENNING, 2000). 50
- FIGURA 2.10 – A pressão em função da densidade de energia para algumas das EoSs discutidas na presente seção. Em contraste, EoSs referentes a fase híbrida também são apresentadas. Nota-se que, para $\varepsilon < 4 \text{ fm}^{-4}$, todas as EoSs apresentam comportamento aproximadamente uniforme. Também é possível observar que as EoSs Had1 e Had3 são mais duras do que todas as outras EoSs em todo o intervalo de densidade de energia. O gráfico foi feito a partir de uma tabela de dados retirada de (GLENDENNING, 2000). 51
- FIGURA 2.11 – A pressão em função da densidade bariônica para algumas das EoSs discutidas na presente seção. Em contraste, EoSs referentes a fase híbrida também são apresentadas. Assim como na figura anterior, nota-se um comportamento uniforme das seis EoSs a baixas densidades bariônicas, e as EoSs Had1 e Had3 apresentam maior pressão para toda a faixa de densidade bariônica. O gráfico foi feito a partir de uma tabela de dados retirada de (GLENDENNING, 2000). 52

- FIGURA 2.12 – A pressão em função do potencial químico, para ambas as fases. A interseção indica o ponto de transição de fase: $\mu \approx 1400$ MeV e $p \approx 1 \text{ fm}^{-4}$. Nota-se que, para dado potencial químico, a fase a ser considerada será aquela de maior pressão. 53
- FIGURA 2.13 – A transição de fase hádron \rightarrow quark ocorre em $p \approx 1 \text{ fm}^{-4}$. Para valores menores de pressão e densidade de energia é utilizada a fase hadrônica, ao passo que para alta densidade de energia e pressão é considerada a fase de quarks. A equação de estado resultante é chamada híbrida e está destacada na cor roxa. É notável o salto na densidade de energia $\Delta\varepsilon = 2 \text{ fm}^{-4}$ na transição de fase. Por um lado, a pressão é mantida constante nesse ponto, obedecendo os critérios de Gibbs para transição de fase de primeira ordem. Em oposição, o aumento brusco na densidade de energia possibilita a existência de uma fase de quarks no núcleo. 54
- FIGURA 2.14 – A representação mais importante para uma sequência de estrelas é a relação massa-raio, que depende unicamente da EoS utilizada (LINDBLUM, 1992). Embora a massa e o raio de uma EN não podem ser conhecidos com precisão, algumas restrições nas suas relações (como, por exemplo, as razões M/R e $\sqrt{M/R^3}$ (ANDERSSON; KOKKOTAS, 1996)) podem nos levar a melhores estimativas desses parâmetros. Figura adaptada de (AGUDELO, 2013). 55
- FIGURA 2.15 – O gráfico massa-raio, mostrando a família de estrelas possíveis para cada uma das seis EoS. É dado destaque para a faixa de intervalo que contemplam os valores fiduciais. Notando que EoSs híbridas ocupam posições mais internas nas sequências de curvas, conclui-se que estrelas hadrônicas têm seus raios e massas gravitacionais reduzidos ao passar por uma transição de fase. Também é possível perceber que a massa máxima de uma estrela gerada a partir de qualquer EoSs hadrônica vai ser sempre maior do que a de uma estrela gerada a partir de uma EoSs híbrida. Isso evidencia a liberação de energia na transição de fase. 56
- FIGURA 2.16 – As massas das estrelas como função da densidade central para as duas fases (hadrônica e híbrida). A massa gravitacional das estrelas de hádrons é comparada com a da estrela híbrida. Nota-se a instabilidade no ponto de massa máxima para a estrela híbrida, o que está de acordo com a Figura 2.15. Percebe-se que as massas máximas ocorrem em densidades centrais ao redor de $6 \text{ fm}^{-4} \cong 1,3 \times 10^{16} \text{ g/cm}^3$. 57

- FIGURA 2.17 – A massa gravitacional em função da massa bariônica. Ao resolver as equações de OV, temos disponível não só a massa gravitacional e o raio, mas também a massa bariônica para cada família de estrelas. Dessa forma podemos, fixando um valor de massa bariônica, calcular a diferença entre as massas gravitacionais para estrelas de diferentes configurações. A figura também indica o limite $M = M_B$, que deve ser respeitado por qualquer configuração estelar, conforme discutido na Equação (2.19). 58
- FIGURA 3.1 – Uma OG viajando na direção z . As polarizações $+$ e \times são apresentadas, onde fica claro a diferença de 45° entre elas (ABRAMOVICI *et al.*, 1992). 63
- FIGURA 3.2 – O diagrama $P-\dot{P}$ para os 2536 pulsares presentes no catálogo (MANCHESTER *et al.*, 2005). As linhas vermelha e azul indicam os limites considerados nesse trabalho: $P = 0,222$ s e $P = 1$ s, respectivamente. 68
- FIGURA 3.3 – Uma estimativa da amplitude inicial h_0 (adimensional) para os pulsares do catálogo (MANCHESTER *et al.*, 2005) com $P > 1$ s, considerando as diversas EoSs discutidas no Capítulo 2. Cada ponto no gráfico indica um pulsar que sofreu transição de fase, indo de uma configuração hadrônica para uma configuração híbrida. Foram utilizadas duas EoSs para a fase hadrônica (Had1 e Had3) e três EoSs para a fase híbrida (Híb1, Híb2, e Híb3), totalizando seis combinações possíveis. A linha contínua e a linha tracejada representam, respectivamente, as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO (LIGO Scientific Collaboration *et al.*, 2015) e Mario Schenberg (AGUIAR *et al.*, 2012). Para ambas as curvas foi considerado o tempo de integração de um ano. 70

- FIGURA 3.4 – A estimativa da amplitude inicial h_0 (adimensional) e a frequência das OGs para pulsares com braking index medido e $P > 0,222$ s. Em ordem decrescente de h_0 , esses pulsares são: PSRJ1846-0258, PSRJ1119-6127 e PSRJ1734-3333. Diversas combinações de EoSs foram utilizadas, conforme discutido no Capítulo 2, e são indicadas na legenda. Cada cruz no gráfico indica um pulsar que sofreu transição de fase, indo de uma configuração hadrônica para uma configuração híbrida. Foram utilizadas duas EoSs para a fase hadrônica (Had1 e Had3) e três EoSs para a fase híbrida (Híb1, Híb2, e Híb3), totalizando seis combinações possíveis. A linha contínua e a linha tracejada representam, respectivamente, as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO (LIGO Scientific Collaboration *et al.*, 2015) e Mario Schenberg (AGUIAR *et al.*, 2012). Para ambas as curvas foi considerado o tempo de integração de um ano. 71
- FIGURA 3.5 – O horizonte de eventos: a distância máxima que uma estrela deve estar para haver detecção em função do fator de eficiência de conversão de energia. Variando o fator de eficiência no intervalo $0 < \eta < 1$, obtêm-se distâncias de até 3000 kpc. Considerando $\eta = 0,5$ e $5 < S/N < 10$, as configurações utilizadas apontam para um horizonte de eventos entre 500 e 2000 kpc. 73

Lista de Tabelas

TABELA 1.1 – Processos nucleares no interior das estrelas durante a evolução e o destino final, de acordo com a massa inicial. O jargão “queima” significa reação termonuclear. Retirado de (SARAIVA <i>et al.</i> , 2012).	26
TABELA 1.2 – Tipos de objetos compactos resultantes da evolução estelar e suas respectivas massas. Adaptado de (SARAIVA <i>et al.</i> , 2012).	26
TABELA 1.3 – Grandezas características dos objetos compactos comparadas com o Sol. Adaptado de (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008).	27
TABELA 2.1 – A constante de compressibilidade K e a massa efetiva do núcleon m^*/m para as EoSs utilizadas nesse trabalho.	49
TABELA 3.1 – Alguns valores da escala de tempo de amortecimento τ calculados para alguns valores de período P . É notável que, ao aumentarmos P em quatro ordens de grandeza, τ aumenta em quatorze ordens de grandeza. Para melhor compreensão da magnitude da escala de tempo de amortecimento, τ é apresentado também em unidades alternativas.	69
TABELA 3.2 – Um comparativo entre os valores de energia total liberada na transição de fase obtidos por alguns autores. A energia é apresentada em J e também em função da massa solar.	73

Lista de Abreviaturas e Siglas

AdV	Advanced VIRGO
ALIA	Advanced Laser Interferometer Antenna
BBO	Big Bang Observer
DECIGO	Deci-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory
EN	estrela de nêutrons
EoS	equação de estado (<i>equation of state</i>)
EPTA	European Pulsar Timing Array
ET	Einstein Telescope
IPTA	International Pulsar Timing Array
KAGRA	Kamioka Gravitational Wave Detect
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory
LISA	Laser Interferometer Space Antenna
OG	onda gravitacional
PTA	Pulsar Timing Array
SKA	Square Kilometre Array
TRG	Teoria da Relatividade Geral

Lista de Símbolos

$c = 299.792.458 \text{ m/s}$	velocidade da luz no vácuo
$G = 6,674 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$	constante gravitacional
$M_{\odot} = 1,988435 \times 10^{30} \text{ kg}$	massa do Sol
$R_{\odot} = 6,957 \times 10^8 \text{ m}$	raio do Sol
$\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$	densidade de saturação nuclear
$1 \text{ fm}^{-4} = 2,2102191 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$	correspondência de
$= 1,239842 \text{ GeV}/c^2\text{fm}^3$	densidades de massa
$1 \text{ kpc} = 3262 \text{ ly}$	correspondência de distâncias
$= 3,086 \times 10^{19} \text{ m}$	de escala interestelar

Sumário

1	INTRODUÇÃO	20
1.1	Formação e Evolução Estelar	20
1.2	Objetos compactos	27
1.2.1	Estrelas de Nêutrons	28
1.2.2	Pulsares	28
1.2.3	Estrelas de quarks	29
1.3	Ondas gravitacionais	30
1.3.1	Ondas gravitacionais de ENs	31
1.3.2	Primeira detecção - LIGO	32
1.3.3	Detectores e perspectivas de detecção	33
1.4	Objetivos	35
2	ESTRELAS DE NÊUTRONS E DE QUARKS	37
2.1	Equações de estado	37
2.1.1	Nêutrons	41
2.1.2	Quarks	44
2.1.3	Híbrida	47
2.1.4	Resultados e discussões	49
2.2	Equações de Oppenheimer-Volkoff	50
2.2.1	A estrutura da estrela	51
2.2.2	Massas e energias	54
3	RADIAÇÃO GRAVITACIONAL	60
3.1	A equação de onda e suas polarizações	60

3.1.1	Polarizações $+$ e \times	61
3.2	Momento de quadripolo e potência emitida	63
3.3	Ondas gravitacionais devido à transição de fase em estrelas de nêutrons	65
3.4	Comparação com as curvas de sensibilidade dos detectores	68
4	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	75
	REFERÊNCIAS	78
	APÊNDICE A – CONVENÇÕES	88
	APÊNDICE B – EQUAÇÕES DE OPPENHEIMER-VOLKOFF	90
	B.1 Derivação das equações de Oppenheimer-Volkoff	90
	APÊNDICE C – EQUAÇÃO DE ONDA	96
	C.1 Aproximação de Campo Fraco	96

1 Introdução

Neste primeiro capítulo vamos apresentar e discutir brevemente como se dá a formação e a evolução das estrelas. Serão apresentados os mecanismos através dos quais elas se formam, bem como quais fatores levam a cada tipo de estrela, dando destaque às estrelas de nêutrons (ENs), tema do presente trabalho. Além da descrição hadrônica tradicional, trataremos da versão desconfinada, chamada estrela de quarks. Condições para um modelo híbrido também serão discutidas. Daremos atenção especial à importância histórica dos pulsares: estrelas de nêutrons em rotação. Após, revisaremos que tipo de objeto ou evento astrofísico é capaz de emitir ondas gravitacionais (OGs) detectáveis, bem como os tipos de detectores associados.

Para detalhes sobre a formação e evolução estelar recomenda-se consultar (FILHO; SARAIVA, 2014; KAWALER *et al.*, 1996; HANSEN *et al.*, 2004; KIPPENHAHN *et al.*, 2012). Ótimos textos sobre objetos compactos são encontrados em (GLENDENNING, 2012; SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008; CAMENZIND, 2016), e sobre ondas gravitacionais em (CREIGHTON; ANDERSON, 2012; MAGGIORE, 2008). Livros clássicos sobre relatividade (EINSTEIN, 2009; ADLER *et al.*, 1965; D'INVERNO, 1992; RINDLER, 2006; SCHUTZ, 2009) e gravitação (WEINBERG, 1972; MISNER *et al.*, 1973; HAWKING; ISRAEL, 1989) também são recomendados.

1.1 Formação e Evolução Estelar

De forma mais geral, pode-se dizer que **estrelas** são esferas autogravitantes de gás ionizado. Durante sua formação, a fonte de energia é a fusão nuclear (BETHE, 1939a; BETHE, 1939b), onde a transmutação de elementos no seu interior gera uma pressão com direção radial que aponta para fora da estrela. Quando esse gradiente de pressão se iguala com o campo gravitacional (que aponta para dentro da estrela), dizemos que a estrela está em equilíbrio hidrostático. Uma representação dessa situação pode ser vista na Figura 1.1.

Quanto à fusão, devemos observar o número atômico dos elementos e a massa da estrela. Inicialmente temos a fusão do hidrogênio em hélio, e posteriormente elementos

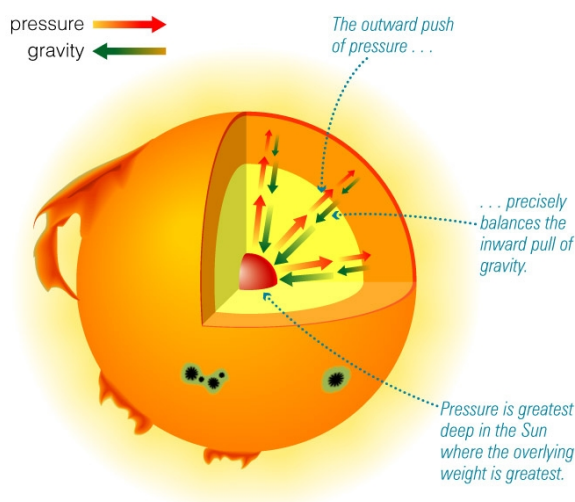


FIGURA 1.1 – Representação esquemática do equilíbrio hidrostático em uma estrela como o Sol através do balanço entre gravidade e pressão (WOODAHL, 2008).

mais pesados, como o carbono, o oxigênio, o silício, e assim por diante, até a formação de núcleos de ferro, onde se atinge o limite de estabilidade de energia de ligação por núcleon.

Sendo $1 M_{\odot} = 1,988435 \times 10^{30}$ kg a massa do Sol, estrelas têm massas típicas de $0,08 M_{\odot} < M < 100 M_{\odot}$ e temperatura entre 2.500 K e 30.000 K. A massa é um dos parâmetros mais importantes de uma estrela, pois ela nos diz até que ponto uma estrela pode evoluir. Em outras palavras, o estado final de uma estrela depende de sua massa inicial. Além disso, diagramas de classificação de estrelas nos mostram que, na maior parte do seu tempo de existência, estrelas mais massivas são mais quentes e também mais luminosas. Em termos de população, é sabido que para cada 300 estrelas de $1 M_{\odot}$ existe apenas uma com $10 M_{\odot}$ (FILHO; SARAIVA, 2014).

Estrelas nascem, evoluem, e morrem, extinguindo o processo de fusão nuclear. Aqui vamos descrever brevemente quais os possíveis caminhos entre o nascimento e a morte de uma estrela (resumido na Figura 1.2), e também quais as exigências necessárias para termos uma estrela de nêutrons, tema central desse trabalho.

O processo de formação de uma estrela ocorre em uma escala de tempo de centenas de milhares de anos. Galáxias são constituídas quase que inteiramente de hidrogênio e hélio. Nas galáxias temos nebulosas gasosas, dentro das quais podem ocorrer o adensamento de matéria em nuvens moleculares. Turbulências locais podem causar um crescente adensamento, possibilitando então a formação de glóbulos de gás frio, que colapsam sob seu próprio peso e dão origem a uma estrela. Durante o colapso do glóbulo ocorre, ao seu redor, a formação de um disco em rotação, que possivelmente dará origem a um sistema planetário. Em algum momento durante o colapso a pressão aumentará a ponto de equilibrar a força gravitacional, e dizemos então que a estrela está em equilíbrio hidrostático.

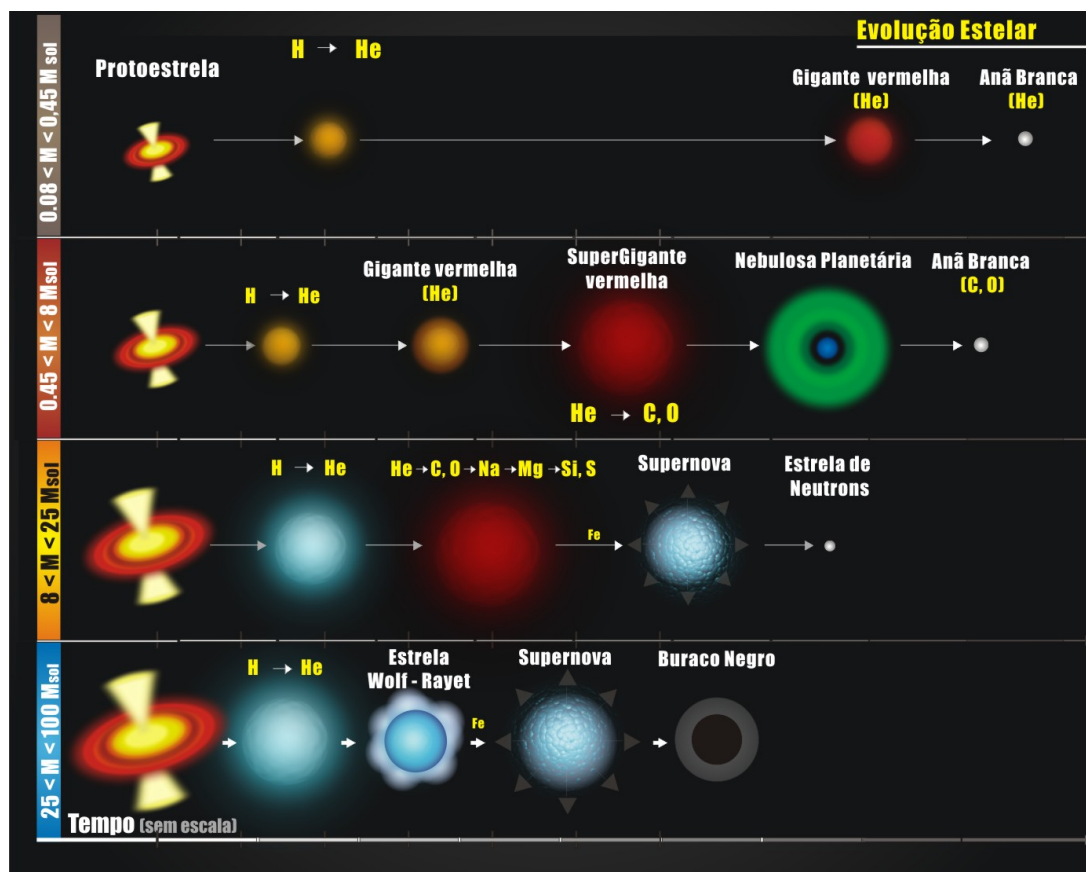


FIGURA 1.2 – Evolução estelar: diagrama apresentando os principais caminhos possíveis entre o nascimento e a morte de uma estrela (FILHO; SARAIVA, 2016a).

A esse núcleo do glóbulo chamamos de protoestrela.

Protoestrelas são objetos candidatos a estrelas. É a massa de matéria interestelar no processo de condensação que precede à formação de uma estrela. Apenas se tornarão estrelas se tiverem massa suficiente. No núcleo de uma protoestrela ocorre a acreção de matéria, provinda das camadas mais externas. Com isso também há o aumento de pressão e de temperatura. A protoestrela passa a ser chamada de estrela quando a temperatura do núcleo atinge 8×10^6 K e $0,08 M_{\odot}$ (se essa massa mínima não é atingida teremos uma *anã marrom*), dando início a reações termonucleares e colocando a estrela no início da chamada sequência principal. Esse período dura cerca de 90% da vida da estrela (o Sol deve ficar 10 bilhões de anos nessa etapa), e se caracteriza basicamente pela transformação de hidrogênio em hélio. Nessa fase sempre há o equilíbrio hidrostático, e a luminosidade e a temperatura são determinadas pela massa da estrela. A vida da estrela na sequência principal chega ao fim quando se consome todo o hidrogênio do seu núcleo.

Na Figura 1.3 é apresentado o diagrama Hertzsprung-Russell (conhecido como diagrama HR), uma das ferramentas mais importantes no estudo da evolução estelar, que foi publicado independentemente pelo dinamarquês Ejnar Hertzsprung em 1911, e pelo americano Henry Norris Russell em 1913. A ideia-chave do diagrama é indicar a relação

existente entre a luminosidade de uma estrela e sua temperatura efetiva. Observando a figura percebe-se que a maior parte das estrelas estão alinhadas ao longo de uma estreita faixa na diagonal, que vai do extremo superior esquerdo (estrelas quentes e muito luminosas), até o extremo inferior direito (estrelas frias e pouco luminosas). Essa faixa é chamada sequência principal.

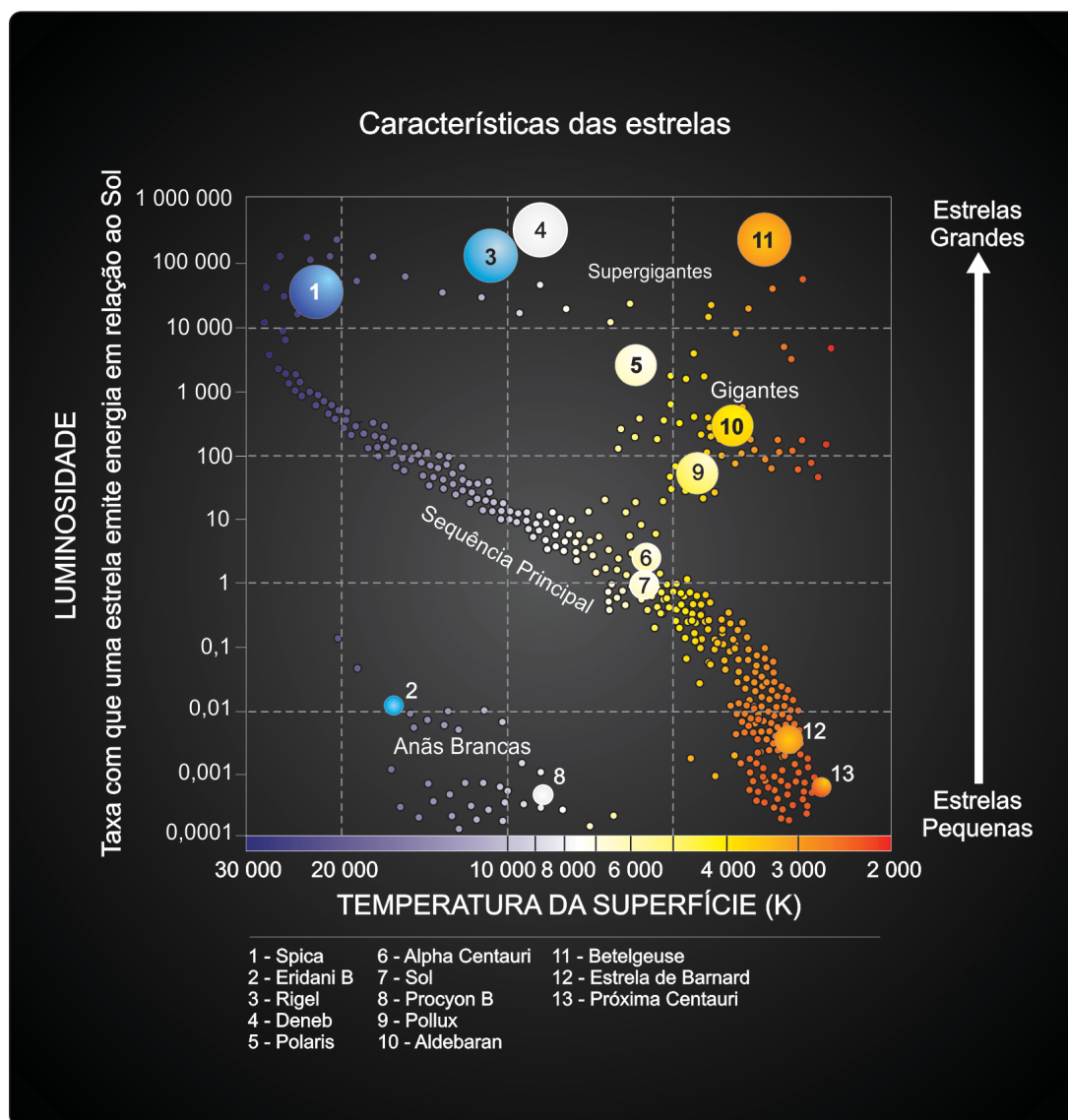


FIGURA 1.3 – O diagrama HR mostra os vários estágios da evolução estelar, onde é adotada a convenção de que a temperatura cresce para a esquerda, e a luminosidade para cima. Luminosidade (ou magnitude absoluta) e temperatura superficial são características facilmente determináveis para estrelas de distâncias conhecidas. A primeira pode ser encontrada a partir da magnitude aparente, e a segunda a partir de sua cor ou tipo espectral. (FILHO; SARAIVA, 2016b).

O destino da estrela pós-sequência principal depende unicamente da sua massa. (Não se vai considerar sistemas com duas ou mais estrelas, onde fatores como a distância e outros também têm papel fundamental.)

São chamadas de *anãs vermelhas* estrelas com massas entre $0,08 M_{\odot}$ e $0,45 M_{\odot}$. Elas conseguem transformar toda a sua massa em hélio, mas jamais atingem a temperatura suficiente para fundi-lo. Dessa forma, elas se tornarão *anãs brancas* com núcleo de hélio. Quando a estrela tem massa maior que $0,45 M_{\odot}$, há uma pequena parte do centro em que a temperatura e a densidade são suficientemente altas para manter as reações nucleares. Nesse ponto o núcleo colapsa, aumentando a temperatura e a luminosidade da estrela. A fim de causar uma compensação, as camadas externas se reajustam, expandindo-se e diminuindo a temperatura, e a estrela se torna então uma *gigante vermelha*. Quando a temperatura central dessa gigante vermelha atingir 10^8 K, inicia-se a fusão do hélio via reação triplo-alfa, dando origem a núcleos de carbono. Quando o hélio for todo consumido, a estrela passa a ser uma supergigante. Nesse ponto, estrelas com massas inferiores a $10 M_{\odot}$ não possuem temperatura suficiente para fundir carbono, e termina aí sua vida com um núcleo desse elemento. Por outro lado, se $M > 10 M_{\odot}$, o carbono será fundido em neônio, magnésio, silício, e ferro, dando origem a uma estrela com diversas camadas, onde elementos mais pesados ficam mais próximos ao centro, como mostra a Figura 1.4.

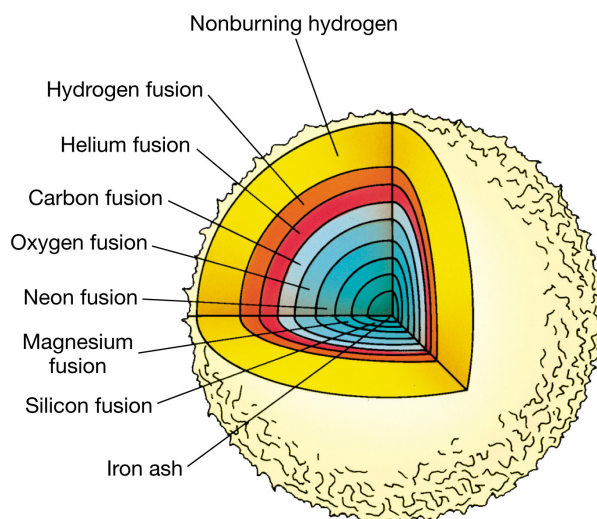


FIGURA 1.4 – A distribuição dos núcleos atômicos numa estrela (CHAISSON; MCMILLAN, 2006). Cada núcleo forma uma camada ao redor do núcleo de ferro. Quanto maior o número atômico do elemento, mais interna será a camada ocupada por ele. Nas estrelas, a proporção de matéria constituída de núcleos diferentes do hidrogênio e hélio é chamada de metalicidade.

Esse é o indicativo do início da morte de uma estrela desse tipo. O ferro é o elemento com maior energia de ligação por núcleon, e sua fusão é endotérmica, tornando o processo desfavorável energeticamente, como mostra a Figura 1.5.

Chegamos agora à etapa final: a morte das estrelas. Mais uma vez, isso depende quase que unicamente da massa inicial da mesma. Se a estrela tiver massa entre $0,08 M_{\odot}$ e $0,45 M_{\odot}$, ela transformará o hidrogênio em hélio na sequência principal e se tornará uma anã branca. Se a massa inicial for entre $0,45 M_{\odot}$ e $8 M_{\odot}$, a estrela consumirá seu

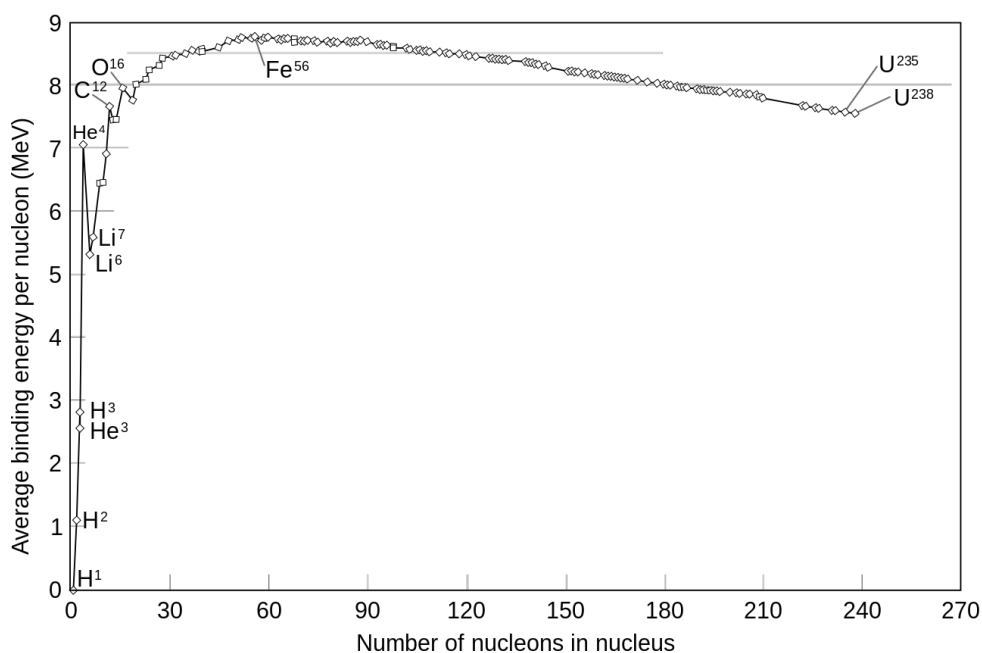


FIGURA 1.5 – Energia de ligação por núcleon para os diferentes isótopos. O gráfico deixa claro que, mesmo tendo energia disponível, a formação de elementos mais “pesados” que o ferro não são favoráveis em uma estrela, e por isso não ocorrem. O autor da figura indica uso livre para a mesma e não deseja ser referenciado.

hidrogênio, passará pela fase de gigante, e logo em seguida supergigante, ejetará uma nebulosa planetária, e também se tornará uma anã branca com massa de $M \sim 0,6 M_{\odot}$, raio de $R \sim 10.000$ km, e densidade $\rho \sim 10^6$ g/cm³. Na falta de energia nuclear, ela esfria indefinidamente, perdendo o brilho, e em um longo intervalo de tempo se tornará uma *anã negra*.

As coisas começam a ficar ainda mais interessantes quando $8 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot}$. Nesse caso a estrela chegará a formar um núcleo de ferro (que é resistente à fusão), mas em algum momento esgotará sua energia e colapsará, já que na falta de energia a força gravitacional irá vencer a pressão. As camadas externas irão incidir violentamente sobre o núcleo, e no limite físico da compressão a matéria será ejetada a velocidades de milhares de km/s, causando um dos eventos mais brilhantes do Universo, chamado *explosão de supernova*. Após esse evento, a estrela perde luminosidade, restando um núcleo com densidade $\rho \sim 10^{14}$ g/cm³ e temperatura de $T \sim 10^6$ K, chamado **estrela de nêutrons**.

É típico desse tipo de estrela massa de $M = 1,4 M_{\odot}$ e raio de $R = 10$ km. No seu interior, a separação entre os nêutrons é da ordem 10^{-15} m. Lembrando que nêutrons têm spin $1/2$ e considerando o Princípio de Exclusão de Pauli, temos que estrelas de nêutrons formam um gás degenerado, onde a pressão de degenerescência impede a continuidade do colapso desde que sua massa seja inferior à $3 M_{\odot}$.

Um fato especial ocorre se a EN for altamente magnetizada e com rotação. Nesse caso ela passará a emitir continuamente um feixe de radiação eletromagnética, que eventual-

mente atinge a Terra, sendo assim denominada **pulsar** (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008).

Algo muito semelhante irá ocorrer se a estrela tiver massa inicial maior que $25 M_{\odot}$. A principal diferença é que ela passará por um estágio chamado *estrela de Wolf-Rayet*, e após a explosão de supernova resultará em um *buraco negro*, que tem massa típica de $10 M_{\odot}$ e raio de 30 km. Buracos negros são popularmente conhecidos pelo seu intenso campo gravitacional, do qual nem a luz pode escapar.

As Tabelas 1.1 e 1.2 resumem as possíveis etapas de evolução e fim de uma estrela, dando destaque para os processos nucleares envolvidos e as massas necessárias para tais processos.

TABELA 1.1 – Processos nucleares no interior das estrelas durante a evolução e o destino final, de acordo com a massa inicial. O jargão “queima” significa reação termonuclear. Retirado de (SARAIVA *et al.*, 2012).

Massa (M_{\odot})	Evolução	Final
até 0,08	não queima H	anã marrom
0,08 a 0,5	só queima H	anã branca de He
0,5 a 10	queima H e He	anã branca de C/O
10 a 25	queima H, He, C, Ne, O, e Si	estrela de nêutrons
25 a 100	queima H, He, C, Ne, O, e Si	disrupção total ou buraco negro

TABELA 1.2 – Tipos de objetos compactos resultantes da evolução estelar e suas respectivas massas. Adaptado de (SARAIVA *et al.*, 2012).

Massa inicial	Objeto compacto	Massa final
até $8 M_{\odot}$	anã branca	menor que $1,4 M_{\odot}$
10 a $25 M_{\odot}$	estrela de nêutrons	$1,4 M_{\odot}$
acima de $25 M_{\odot}$	buraco negro	acima de $5 M_{\odot}$

Se, por um lado, uma estrela só pode gerar no seu núcleo elementos de número atômico até $Z = 26$; por outro lado, elementos mais pesados do que o ferro são gerados por captura de nêutrons nas explosões de supernova. Esse tipo de evento espalha elementos pesados no espaço, que se misturam ao gás e à poeira interestelar nas galáxias. Os mesmos serão, oportunamente, utilizados para a formação de novos sistemas estelares, planetas e, convenientemente, seres vivos!

Viu-se então que a formação de alguns elementos do Universo se dá nas estrelas, dado que a nucleossíntese primordial é capaz de formar elementos leves. Dessa forma, estrelas são responsáveis por enriquecer quimicamente o Universo. Tendo em vista que apenas

na nossa galáxia, a Via-Láctea, temos 10^{11} estrelas distribuídas num diâmetro de 31 kpc; e que nelas temos condições de pressão, temperatura, e densidade de energia enormes, constituindo verdadeiros laboratórios astrofísicos, ideais para o estudo da composição e interação da matéria, justifica-se a sua importância e o seu estudo.

Conhecendo um pouco da evolução estelar, vamos agora investigar um pouco mais a fundo os chamados objetos compactos, nosso foco de investigação.

1.2 Objetos compactos

Consideremos os produtos mais extremos dos possíveis caminhos que acabamos de descrever. A esses corpos celestes supercompactos (anãs brancas, estrelas de nêutrons, e buracos negros) resultantes da evolução estelar damos o nome genérico de *objetos compactos*.

Há dois pontos que diferem os objetos compactos das estrelas normais (ainda em evolução). Em primeiro lugar, como elas não têm mais combustível nuclear disponível para queima, elas não tem pressão suficiente para suportar o colapso gravitacional. Nesse caso, as estrelas de nêutrons são mantidas basicamente pela pressão de nêutrons degenerados. Anãs brancas são mantidas pela pressão de elétrons degenerados, e buracos negros são estrelas completamente colapsadas. Em segundo lugar, objetos compactos têm raios pequeníssimos quando comparados com corpos celestes em geral. Isso implica em altas densidades de matéria e, por conseguinte, um alto campo gravitacional nas suas superfícies. Um resumo comparativo é mostrado na Tabela 1.3.

TABELA 1.3 – Grandezas características dos objetos compactos comparadas com o Sol. Adaptado de (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008).

Objeto	Massa	Raio	Densidade média ($\frac{g}{cm^3}$)	Potencial na superfície ($\frac{GM}{Rc^2}$)
Sol	M_{\odot}	R_{\odot}	1,4	10^{-6}
Anã branca	$\lesssim M_{\odot}$	$\sim 10^{-2} R_{\odot}$	$\lesssim 10^7$	$\sim 10^{-4}$
Estrela de nêutrons	$\sim 1-3 M_{\odot}$	$\sim 10^{-5} R_{\odot}$	$\lesssim 10^{15}$	$\sim 10^{-1}$
Buraco negro	arbitrário	$\frac{2GM}{c^2}$	$\sim \frac{M}{R^3}$	~ 1

Dadas as condições físicas extremas que encontramos nos objetos compactos, não causa espanto que todas as quatro forças fundamentais da natureza são necessárias para explicá-los. Dessa forma, para se obter sucesso na descrição desses objetos, o estudo obriga à lançar mão dos conhecimentos nas mais variadas áreas da física, desde a física de partículas elementares, até a teoria da relatividade geral.

Sabendo que os objetos compactos representam o fim da linha de evolução das estrelas e estão praticamente estáticos ao longo da vida do Universo, daqui em diante focar-se-á a nossa discussão nas estrelas de nêutrons e suas variações, procurando mostrar como algumas mudanças nas suas configurações podem ter consequências observáveis e mensuráveis.

1.2.1 Estrelas de Nêutrons

O nome desse tipo de estrela se dá devido à composição do seu interior: devido ao decaimento β -inverso ($e^- + p \rightarrow n + \nu_e$), a eliminação de elétrons e prótons faz com que a estrela seja composta basicamente de nêutrons. Como a densidade das estrelas de nêutrons é semelhante à densidade de um núcleo atômico, pode-se dizer que elas são, essencialmente, núcleos gigantes: $\sim 10^{57}$ bárions ligados via auto-gravitação.

Desde a descoberta do nêutron (CHADWICK, 1932a; CHADWICK, 1932b), a medida da massa de estrelas de nêutrons tem sido um dos principais objetivos dos astrofísicos. Ainda que a existência de um objeto estelar denso composto principalmente de nêutrons tenha sido antecipado informalmente nesse mesmo ano por Landau, o termo estrela de nêutrons foi usado pela primeira vez apenas dois anos mais tarde, em trabalhos que explicaram os possíveis processos de evolução das ENs, bem como as restrições físicas que definem seus raios e massas (BAADE; ZWICKY, 1934a; BAADE; ZWICKY, 1934b; BAADE; ZWICKY, 1934c).

Inspirados pelo formalismo de Tolman (TOLMAN, 1939), Oppenheimer e Volkoff estipularam um intervalo para a massa máxima das ENs como sendo $0,7-3,4 M_\odot$ (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939). Faixas de valores cada vez mais estritas foram apresentadas, sendo $M = 1,4 M_\odot$ um valor canônico bem aceito na atualidade (FINN, 1994; THORSETT; CHAKRABARTY, 1999; HARDING, 2013). Após essa época, a temática em questão foi pouco explorada durante os 30 anos seguintes, voltando a chamar a atenção com a descoberta de raios-X cósmicos não solares (GIACCONI *et al.*, 1962).

1.2.2 Pulsares

Ainda que com esforços teóricos crescentes nas últimas décadas, a maioria dos físicos e astrônomos não levava a ideia da existência de estrelas de nêutrons muito a sério (e muito menos buracos negros). Isso mudou em 1967 com a descoberta de um pulsar via detecção de pulsos periódicos de ondas de rádio (HEWISH *et al.*, 1968), o que foi em seguida sugerido ser uma estrela de nêutrons em rotação (GOLD, 1968), o que é bem aceito até os dias atuais. Outra importante evidência da formação de estrelas de nêutrons a partir de explosões de supernovas foram as descobertas dos pulsares do Caranguejo (STAEELIN;

REIFENSTEIN, 1968; RICHARDS; COMELLA, 1969; COCKE *et al.*, 1969) e de Vela (LARGE *et al.*, 1968).

Uma das maiores descobertas da astronomia recente diz respeito aos pulsares de milissegundos. O primeiro deles descoberto (BACKER *et al.*, 1982) possui período de 1,5 ms. Ou seja, uma estrela de nêutrons que completa mais de 650 revoluções em apenas um segundo! Além de ser um valor muito próximo dos limites teóricos, um pulsar com tamanha taxa de rotação seria um excelente candidato à emissão de OGs, mesmo que apresentando mínima elipticidade equatorial (ver, por exemplo, (ARAÚJO *et al.*, 2017)).

Como características gerais, pulsares apresentam emissões eletromagnéticas na faixa de rádio com incrível precisão de periodicidade (ou seja, pequeníssimas derivadas do período em relação ao tempo), fazendo deles ótimos relógios. Embora existam subpulsos com formas mais complexas, os pulsos base são sempre periódicos. Esporadicamente podem ocorrer acelerações abruptas na velocidade angular dos pulsares em eventos ainda não totalmente entendidos (ver, por exemplo, (COELHO, 2013)), conhecidos como *glitches*. O fato de que os pulsares estão concentrados no plano galáctico, apresentam dispersão de sinal característica de distâncias galácticas, e têm distribuição angular no plano galáctico semelhante a dos remanescentes de supernova, são fortes indicativos de que eles têm origem na nossa galáxia, a partir de explosões de supernova.

1.2.3 Estrelas de quarks

Após muitos anos de análise, em 1974 foi observado, pela primeira vez, um pulsar em um sistema binário de ENs (HULSE; TAYLOR, 1975). Mecanicamente, o fato de ser um sistema com mais de um corpo permite sabermos com uma precisão muito maior suas massas, que mostrou-se ser $M = 1,44 M_{\odot}$. Esse fato indicou que esse tipo de estrela não é suficientemente bem descrito considerando apenas um simples modelo de gás ideal no seu interior, sugerindo que as interações entre os núcleons devem ser levadas em consideração.

Assim, com o advento do modelo de quarks (GELL-MANN, 1964; ZWEIG, 1964b; ZWEIG, 1964a), iniciou-se a especulação da existência de **matéria de quarks** nos interiores das estrelas de nêutrons. Considerando os dados astronômicos e uma nova equação de estado para densidades supranucleares para a matéria fria, não demorou para que uma nova família de estrelas fosse proposta (GERLACH, 1968). Tomando por base questões de estabilidade, ficou bem aceito a matéria estranha de quarks (composta de u , d , e s) como sendo favorável (BODMER, 1971; WITTEN, 1984). A esses novos tipos de objetos nos referimos como *estrelas estranhas*.

A fim de comparar os objetos compactos com outros objetos astrofísicos, apresenta-se a Figura 1.6, de onde se pode ter uma ideia da dimensão e da densidade de cada um deles.

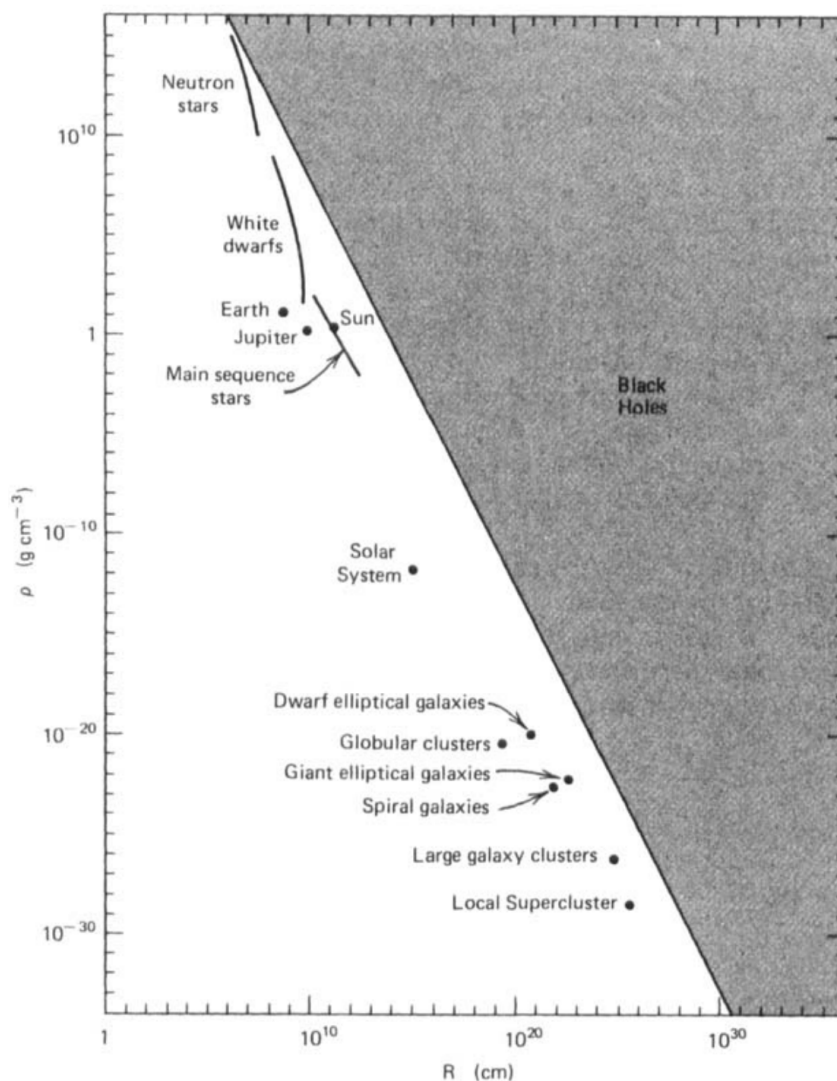


FIGURA 1.6 – Objetos compactos no Universo. Raios e densidades médias de alguns objetos astrofísicos são destacados (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008).

1.3 Ondas gravitacionais

Em geral, objetos massivos acelerados emitem ondas gravitacionais. Dessa forma, flutuações extraordinárias do espaço-tempo (originárias de grandes eventos astrofísicos) não podem ser separadas daquelas regulares, como as provenientes de estrelas ou planetas próximos, por exemplo. Por outro lado, conhecer o plano de fundo a partir de repetidas medidas nos permite filtrar os sinais recebidos, identificando tais sublimes eventos. Como se pode ver mais adiante, no Capítulo 3, são muitas as semelhanças da radiação gravitacional com a eletromagnética. Entretanto, é interessante notar as principais diferenças, às quais ajudam a caracterizar os eventos acima citados:

– Enquanto ondas eletromagnéticas são, em geral, sobreposições incoerentes de luz provindas de fontes muito maiores que seu comprimento de onda, a radiação gravitacional passível de ser detectada vem de fontes de dimensões comparáveis ao comprimento da onda. Decorre que o sinal reflete o movimento dos objetos massivos.

– Por conta das baixas frequências, um (suposto) quanta de gravidade (gráviton) é de detecção ainda mais desafiadora.

– Embora lentes gravitacionais afetem tanto a luz quanto a radiação gravitacional, as últimas praticamente não interagem com a matéria, carregando informações do universo primordial através de grandes distâncias sem grandes perdas.

– Ao contrário dos fenômenos eletromagnéticos, que em grande parte são facilmente mensurados, a produção de ondas gravitacionais possíveis de serem medidas é um grande desafio tecnológico (SAULSON, 1994; ARAUJO, 2013).

1.3.1 Ondas gravitacionais de ENs

Fontes de ondas gravitacionais podem ser classificadas de acordo com suas durações e definições (LIGO-VIRGO, 2013): i) curta duração e bem definidas, como a coalescência de um sistema binário; ii) curta duração e mal compreendidas, como a explosão de supernovas; iii) longa duração e bem definidas, como pulsares; e iv) longa duração e estocásticas (que dependem das leis do acaso), como o universo primordial. Entende-se por definição mal compreendida os sinais cujos quais não sabemos exatamente a forma da onda, embora sabe-se que podem ser bem representados por somatórios de Fourier.

Concentrar-nos-emos nos eventos de curta duração e mal compreendidos, provindos de transições de fases em estrelas de nêutrons. Tais eventos são chamados de bursts, pois ocorrem repentinamente e liberam grandes quantidades de energia, como em uma explosão. Embora esse tipo de evento não emita necessariamente uma OG de amplitude pequena, a impossibilidade de analisar a onda durante longos períodos é um problema técnico que dificulta muito seu estudo.

São diversos os processos que se espera que gerem OGs desse tipo. Em geral, são esperadas ondas com menos de um segundo de duração e frequência na faixa dos kHz, tais como as oscilações do modo f ; ou também de frequências mais baixas e duração mais longa, como as do modo r (ANDERSSON; KOKKOTAS, 1998). Para a excitação desses modos não radiais, o modo f é particularmente interessante pois envolve escalas de tempos menores, tornando-o a fonte mais eficiente de OGs em ENs. A frequência e o tempo de decaimento desse modo são determinados diretamente a partir da densidade e compactidade (raio e massa) da estrela, o que faz com que sua detecção seja de extremo interesse para a exploração e comprovação das equações de estados (EoSs) das estrelas de nêutrons (LIGO-

VIRGO, 2013). Considerando que a forma geral dessas ondas são senóides amortecidas num tempo típico de 100 ms e situadas no intervalo 1-3 kHz, passa-se à estimativa de suas amplitudes e aguarda-se pelos detectores suficientemente sensíveis.

1.3.2 Primeira detecção - LIGO

A existência das OGs foi confirmada, de forma indireta, com a descoberta do sistema binário de pulsar PSR B1913+16 por Hulse e Taylor em 1975 (HULSE; TAYLOR, 1975) e com a subsequente observação da sua perda de energia por Taylor e Weisberg em 1982 (TAYLOR; WEISBERG, 1982).

Em 14 de setembro de 2015, às 9:51 UTC (6h51min no horário de Brasília), pela primeira vez cientistas observaram, com auxílio de um grandioso experimento, ondulações no tecido do espaço-tempo (ABBOTT *et al.*, 2016b). Denominadas ondas gravitacionais, essas deformações estão de acordo com a Teoria da Relatividade Geral (EINSTEIN, 1916a), e foram prevista por Albert Einstein em 1916 (EINSTEIN, 1916b).

A primeira detecção foi feita por ambos detectores do LIGO, localizados em Livingston, Louisiana; e Hanford, Washington, nos EUA, e envolveu as colaborações LIGO e Virgo (cerca de mil pesquisadores, de oitenta instituições, em quinze países).

Ainda que viajando com a velocidade da luz, os detectores receberam a OG (nomeada GW150914) com 7,3 ms de diferença – dada a distância entre os detectores –, dando pistas sobre a sua direção de origem: hemisfério sul do céu, a uma distância estimada de 400 Mpc da Terra. O sinal foi captado durante 0,2 s, aumentando sua frequência de 35 para 250 Hz, e tendo uma intensidade de $1,0 \times 10^{-21}$ em seu pico. Ao comparar o sinal medido com a base de dados, concluiu-se que o mesmo originou-se do momento final da coalescência de dois buracos negros, de massas $36 M_{\odot}$ e $29 M_{\odot}$, que se chocaram à $\sim 0,6 c$ e deram origem a um único buraco negro de massa $62 M_{\odot}$, sendo $3 M_{\odot}c^2$ a energia irradiada na forma de OGs.

Muito embora medir variações de distância da ordem de mil vezes menor que o diâmetro de um próton pareça uma tarefa impraticável, o feito foi alcançado com excelente estatística: razão sinal-ruído 24; e taxa de alarme falso de uma em 203.000 anos, o que equivale a uma significância maior que $5,1 \sigma$.

Fica assim confirmada, por detecção direta, a existência de OGs; e após cem anos da sua previsão, tal detecção inaugura a era da astronomia de ondas gravitacionais.

Ainda mais recentemente, em junho de 2016 (ABBOTT *et al.*, 2016a) e em junho de 2017 (ABBOTT *et al.*, 2017), foram anunciadas a segunda e a terceira detecção de OGs, recebidas pelos detectores do LIGO em dezembro de 2015 e em janeiro de 2017, respectivamente.

Dessa forma, assinala-se a importância da transição em que tal área se encontra atualmente, bem como a importância de detecção via multimensageiros, trazendo mais informações sobre a astrofísica de ondas gravitacionais.

1.3.3 Detectores e perspectivas de detecção

Detectores de OGs são classificados de acordo com a sua engenharia e disposição. Atualmente é comum encontrarmos três possíveis classificações para as dezenas de detectores em funcionamento, em construção, ou em projeto. Pode-se listar os principais dentro de cada categoria (MOORE *et al.*, 2015):

- Pulsar Timing Array (PTA): EPTA, IPTA, SKA;
- Baseados no espaço: LISA, DECIGO, BBO, ALIA;
- Baseados no solo: TAMA, GEO, LIGO, Virgo, KAGRA, ET, Cosmic Explorer, Mário Schenberg.

Como consequência imediata da forma como foram construídos, cada detector é capaz de atuar apenas dentro de uma região específica do espectro de frequências, cada um com sua sensibilidade característica.

Na seção anterior apresentamos o aLIGO, um detector baseado em terra. Além disso, com princípio de funcionamento semelhante, mas numa escala totalmente diferente, temos os detectores baseados no espaço. Em oposto em termos de funcionamento, temos as redes de antenas interligadas e espalhadas pelo globo, e também os detectores de massa ressonante.

Vamos tratar primeiro dos detectores que utilizam princípios de interferometria. Eles utilizam um feixe de luz monocromática, que é dividido em dois feixes por um determinado ângulo em relação ao outro. Cada feixe entra em uma cavidade óptica, onde percorrem, separadamente, uma grande distância antes de serem recombinados para formar um padrão de interferência. Idealmente, as extremidades das cavidades são massas de teste livres, que se movem em resposta à passagem de uma OG. Esse efeito é medido observando mudanças no padrão de interferência.

Detectores baseados no solo utilizam, no seu sistema de pêndulo livre, frequência muito distantes daquela da OG. Suas curvas de sensibilidade devem levar em conta ruídos provindo da rede elétrica, de fontes sísmicas, da temperatura, de efeitos quânticos, do sistema de suspensão e amortecimento, bem como outros inerentes ao sistema.

Semelhantemente ocorre com os detectores baseados no espaço, com a diferença de que as massas de testes estão em satélites independentes, separados por grandes distâncias no espaço. Esses longos braços são os responsáveis pela sensibilidade em frequências mais

baixas. Como um dos principais pontos positivos dessa categoria, cita-se a ausência de ruídos sísmicos, já que os detectores não estão na Terra.

Em oposição, os PTAs são conjuntos de antenas que podem ser entendidos como uma rede de detectores interligados. Isso lhes confere sensibilidade a frequências ainda mais baixas. Nessa categoria, cada pulsar é um relógio que está sincronizado com os demais da rede. Pulsos periódicos são emitidos e estimativas são feitas quanto ao tempo de detecção. Diferenças entre o tempo estimado e o medido indicam efeitos da passagem de OG.

Outra importante exceção à engenharia acima descrita são os detectores esféricos de massa ressonante. Os detectores esféricos de OGs permitem a análise de múltiplos canais independentes e, portanto, são capazes de determinar as direções e polarizações das OGs (COSTA; AGUIAR, 2014). Podemos citar o recentemente desativado holandês MiniGRAIL (WAARD *et al.*, 2005) e o brasileiro Mario Schenberg (AGUIAR *et al.*, 2006).

Ambos detectores acima citados são feitos de uma liga de CuAl (6%), conferido-lhes um alto fator $Q \sim 10^7$, o que indica uma menor taxa de perda de energia em relação à energia armazenada do ressonador. Suas massas e diâmetros são 1400 kg/68 cm e 1150 kg/65 cm, respectivamente, o que levará a frequências ressonantes de $f_0 \sim 3$ kHz. Vibrações externas (como o ruído sísmico) são atenuadas por um sistema de amortecimento de massas suspensas, e visando reduzir o ruído térmico ambos detectores buscam operar em temperaturas de $T \sim 50$ mK. As vibrações mecânicas nas esferas são convertidas em sinal eletromagnético por meio de seis transdutores. O MiniGRAIL utiliza transdutores capacitivos, enquanto o Mario Schenberg é o primeiro detector a utilizar transdutores paramétricos (COSTA; AGUIAR, 2014).

O formato esférico permite uma análise de sinal isotrópica e em multicanais, tornando-o uma massa mais efetiva do que as em forma de barra. Embora operem em uma banda bastante estreita, detectores esféricos são uma solução de baixo custo e que podem ter um papel fundamental na astrofísica gravitacional, dado que podem determinar a direção de uma OG sozinhos (COSTA; AGUIAR, 2014).

Operando a $T = 5,2$ K, o MiniGRAIL atingiu sensibilidade de $1,5 \times 10^{-20}$ Hz^{-1/2} a 2942,9 Hz (GOTTARDI *et al.*, 2007). Já o brasileiro Mario Schenberg se prepara para operação a $T = 4,2$ K e uma sensibilidade inicial de $h \approx 2 \times 10^{-21}$ Hz^{-1/2} na banda de 3,2 kHz (AGUIAR *et al.*, 2006); embora foram reportadas atualizações em sua operação quanto ao sistema de refrigeração, circuitos transdutores, sistema de suspensão, isolamento de vibração, e osciladores (AGUIAR *et al.*, 2012).

A Figura 1.7 mostra as curvas de sensibilidade dos detectores apresentados nessa seção. Assim como recentemente foram detectadas OGs na faixa dos 10² Hz provindas da coalescência de pares de buracos negros, é esperado que em breve os PTAs detectem ondas na frequência dos 10⁻⁸ Hz e, num futuro não tão distante, os detectores em solo na

faixa de 10^{-2} Hz.

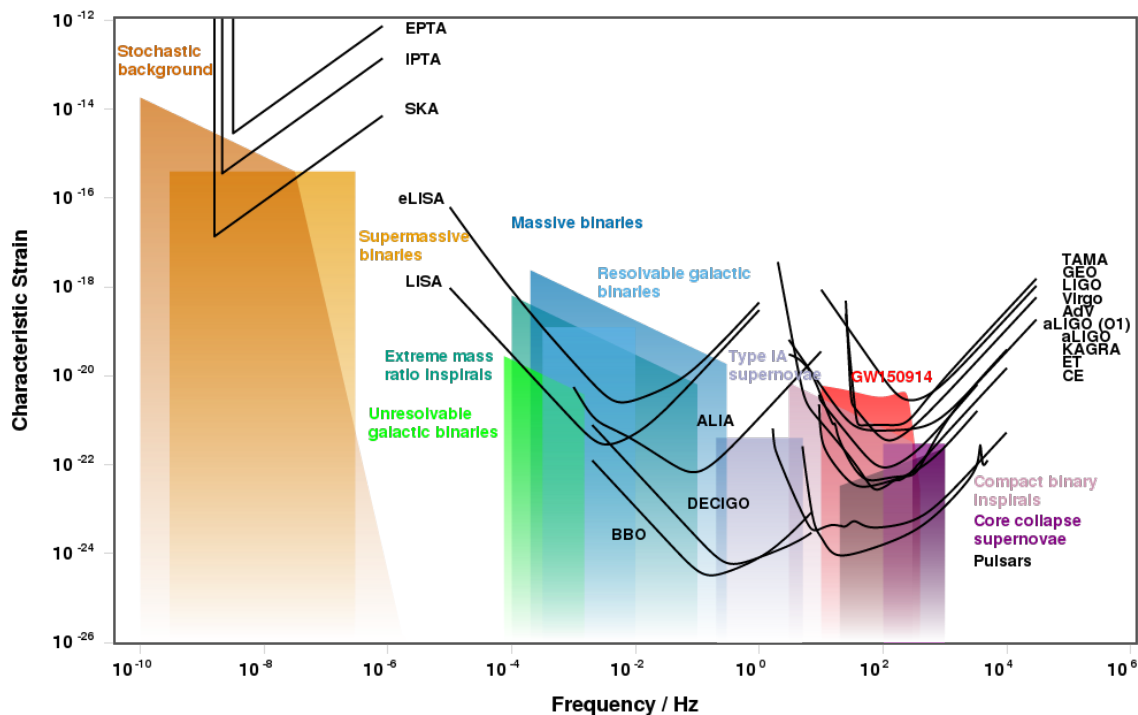


FIGURA 1.7 – Um gráfico de amplitude característica contra a frequência para uma variedade de detectores e fontes (MOORE *et al.*, 2015). A amplitude característica é calculada adimensionalmente. É notável a grande extensão da escala de frequências, que cobre dezesseis ordens de grandeza. Se percebe que as fontes emissoras de OGs formam três grandes grupos, de acordo com seu comportamento temporal. A extensão da escala de sensibilidade de cada detector também é grande, ocupando mais de dez ordens de grandeza. O gráfico pode ser obtido de forma interativa em: <http://rhcole.com/apps/GWplotter/>.

1.4 Objetivos

O principal objetivo deste trabalho é estimar a amplitude inicial das OGs emitidas por ENs que passam por uma transição de fase hádron-quark, bem como comparar tais valores com as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO e Mario Schenberg. Para tal, deve-se considerar diferentes EoSs, que representem a matéria hadrônica e a matéria de quarks. Considerando uma configuração puramente hadrônica e outra híbrida – de hádrons e quarks – é visada a resolução da estrutura da estrela a partir das equações de Oppenheimer-Volkoff. A partir da comparação direta de duas estrelas de diferentes configurações mas mesmas massas bariônicas, busca-se o valor da energia gravitacional emitida devido a excitação do modo fundamental de oscilação da estrela. A amplitude inicial da OG é estimada diretamente a partir dessa energia, juntamente com parâmetros provenientes das curvas massa-raio e dos pulsares, como o período de rotação e a distância até a Terra. Se, por um lado, os dados de massa e raio são obtidos a partir das EoSs; por

outro lado, os dados de período e distância até a Terra estão presentes em um catálogo com mais de dois mil pulsares. A combinação dessas informações deve ser suficiente para obter a estimativa desejada.

Dentre os objetivos secundários, podemos citar: o estudo da construção das EoSs a partir de alguns modelos e diferentes parametrizações; o entendimento de como as constantes livres em cada modelo afeta a EoS; a construção de uma EoS híbrida através de critérios de transição de fase; a diferenciação e entendimento do significado das diferentes massas e energias (gravitacional e bariônica); o entendimento de como as OGs causam distorções no espaço-tempo; a relação entre as amplitudes de cada modo de polarização com a deformação medida pelos detectores; e a avaliação da importância dos parâmetros dos pulsares e da escala de tempo de amortecimento no uso correto das curvas de sensibilidade.

No Capítulo 2 seguinte será discutido a constituição das estrelas de nêutrons. Mais especificamente, apresentaremos como se dá a obtenção de EoSs de matéria puramente hadrônica e de quarks desconfiados. Uma das possíveis condições para a transição de fase é mostrada, e fases híbridas são apresentadas. Será mostrado que ter uma EoS é condição suficiente para resolver a estrutura da estrela, do seu centro até onde a pressão se reduz à zero, indicando o raio da estrela.

No Capítulo 3 será mostrado como as OGs são soluções das equações de campo de Einstein, e se resumem a apenas duas polarizações, as quais apresentam relações simples com parâmetros estelares. Também neste capítulo apresentaremos os resultados para o cálculo da amplitude inicial da OG calculada para 2536 pulsares catalogados, supondo a transição de fase hádron-quark.

Por fim, no Capítulo 4, são apresentadas as conclusões e perspectivas para trabalhos futuros.

As referências utilizadas e apêndices apresentando em mais detalhes a obtenção das equações de OV e as equações de onda encerram esta dissertação.

2 Estrelas de Nêutrons e de Quarks

2.1 Equações de estado

Para uma estrela como o Sol, por exemplo, sabemos muito bem como descrever a matéria em seu interior. Isso vale desde a parte mais externa de sua crosta, até o centro de seu núcleo. Já para as ENs em geral, a partir de uma determinada densidade, não sabe-se exatamente como descrever a sua matéria constituinte. Tal densidade, dita densidade de saturação nuclear, está relacionada com o ponto em que o hádron se desfaz, sendo necessário, a partir de então, considerar todo quark constituinte. Assim surgem diversos modelos concorrentes que objetivam cumprir tal papel. A Figura 2.1 resume os principais cenários possíveis para a modelagem de uma ENs.

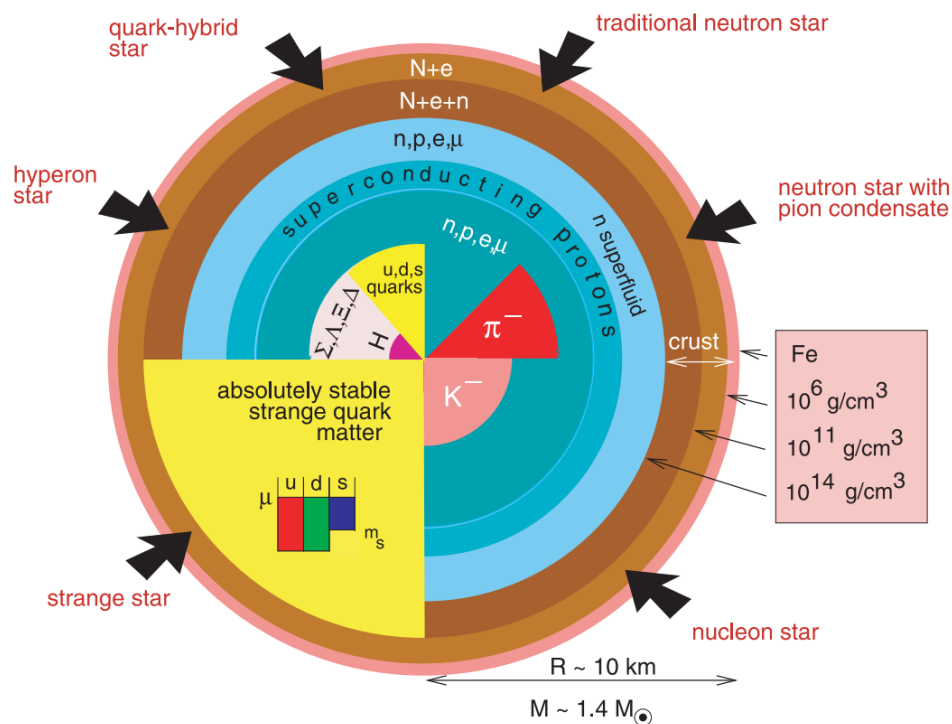


FIGURA 2.1 – Estruturas concorrentes e fases da matéria nuclear previstas pelas teorias para os núcleos de estrelas de nêutrons. A cada modelo corresponde uma equação de estado (WEBER, 2001).

No presente trabalho, vamos considerar dois grupos de EoSs: o primeiro para descrever a fase da matéria hadrônica estelar, e o segundo para descrever a fase de quarks desconfinados. A estrutura de ENs e de estrelas híbridas é discutida em profundidade em textos clássicos como (GLENDEENING, 2000; SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008), e discussões mais recentes sobre EoSs podem ser encontradas em (LATTIMER; PRAKASH, 2001; ÖZEL; FREIRE, 2016) e sobre estrelas híbridas em (DRAGO; LAVAGNO, 2001; ALFORD *et al.*, 2005; UECHI; UECHI, 2015; ZACCHI *et al.*, 2016).

Após tempo suficiente, ENs se tornarão frias em escalas nucleares. Idealmente, estarão no estado de mais baixa energia, e os neutrinos e fótons produzidos em reações do tipo:



terão escapado da estrela. Quando a temperatura da estrela cair abaixo de $1 \text{ MeV} \approx 10^{10} \text{ K}$, atinge-se as condições necessárias para calcular, com maior rigor, a energia e a pressão da mesma. Uma das características das ENs é que sua composição é de uma matéria que foi totalmente processada. Isto é, toda a energia foi extraída. A cada valor de densidade no seu interior, a matéria está no estado fundamental, consistente com a neutralidade de carga. Embora o cálculo da estrutura de uma estrela considerando um gás ideal de nêutrons tenha uma grande importância histórica, a matéria de nêutrons pura é instável. Como prótons, nêutrons, e elétrons são todos férmions, obedecem ao princípio da exclusão de Pauli – férmions idênticos não pode ocupar o mesmo estado quântico. Assim, quando fala-se em gás de Fermi ideal e degenerado significa que considera-se interações, e que todos os estados quânticos, até dada energia (energia de Fermi) estão ocupados.

Em termos qualitativos, as ENs são constituídas por um gás de Fermi degenerado, um gás de nêutrons interagentes. Para a descrição do interior de ENs é comum a consideração dos quarks. Dessa forma, quando consideramos uma estrela híbrida, nos referimos à uma estrela composta de hádrons na região de densidade mais baixa, e por quarks desconfinados na região de mais alta densidade. A Figura 2.2 apresenta os quarks e suas principais propriedades, além de algumas outras partículas do Modelo Padrão que usaremos nesse trabalho.

Em seguida da descoberta dos pulsares, foi sugerido que uma estrela fortemente magnetizada pode emitir energia (PACINI, 1968). Esses eventos marcaram o início dos estudos a respeito da matéria nuclear no interior de ENs. No presente trabalho vamos considerar o estudo das ENs a partir dessas duas formas de constituição: matéria hadrônica e plasma de quarks. Embora os quarks u e d sejam suficientes para tal descrição, a chamada hipótese de Bodmer-Witten (ITOH, 1970; BODMER, 1971; WITTEN, 1984) sugere que a matéria

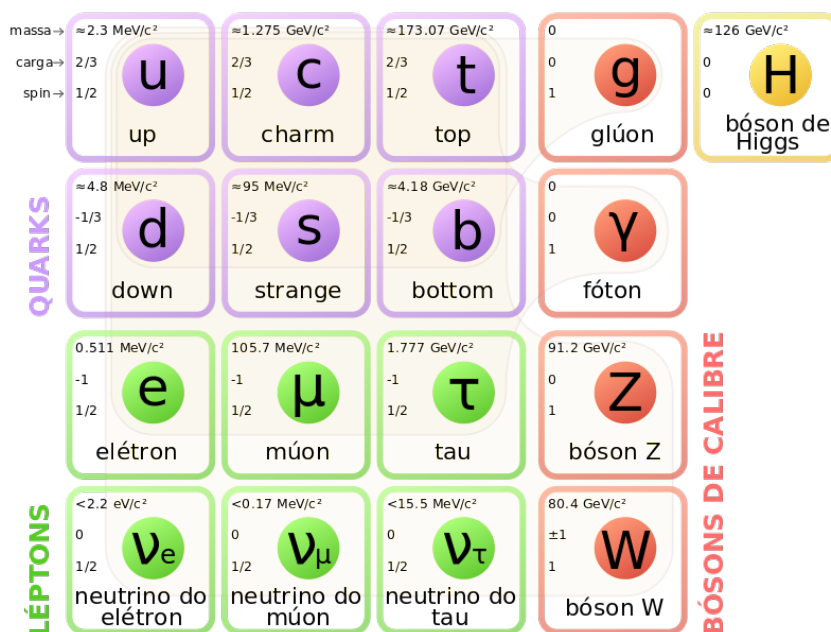


FIGURA 2.2 – O Modelo Padrão das partículas elementares: os 12 férmions fundamentais e 4 bósons fundamentais. O Modelo Padrão da física de partículas é uma teoria que descreve as forças fundamentais forte, fraca e eletromagnética, bem como as partículas fundamentais que constituem toda a matéria. Figura de uso livre, conforme Wikimedia Commons.

composta também pelo quark s seria ainda mais estável e, portanto, favorável. Por outro lado, os quarks c , b e t não são esperados, dadas as altas massas desses quarks. A criação do próximo quark mais leve via processo $s \rightarrow c + e^- + \bar{\nu}_e$ exigiria uma densidade bariônica de $n_B = 9,7 \text{ fm}^{-3}$, o que é cerca de 60 vezes a densidade de saturação da matéria nuclear, muito acima do esperado até mesmo para o centro de estrelas de nêutrons.

Dessa forma, espera-se que a fase de quarks de sabores u , d e s confinada nos núcleons seja o estado fundamental da matéria sujeita a interação forte. Além disso, considerando as condições necessárias para a neutralidade, vamos considerar também os léptons, já apresentados na Figura 2.2.

Quando se trata de objetos que possuem carga de cor, a teoria que descreve suas interações é a cromodinâmica quântica (GROSS; WILCZEK, 1973; POLITZER, 1973), que tem os glúons como responsáveis pela interação forte. Nessa teoria, o confinamento faz com que a interação entre os quarks aumente drasticamente com a distância de separação, fazendo com que separá-los demande muita energia.

Por outro lado, a liberdade assintótica nos diz que em altas energias/pequenas distâncias a interação entre eles é pequena. A Figura 2.3 compara o espaço de parâmetros que podem ser alcançados em laboratórios com os que podem ser explorados nas estrelas de nêutrons. O estado fundamental da matéria densa é rica em nêutrons, que se dá via interações fracas, de forma que o confinamento gravitacional é necessário para o estado

fundamental da matéria na natureza. Apenas ENs experimentam este regime de baixa temperatura da EoS de matéria densa. Já os estados não-nucleicos exóticos da matéria só podem ser alcançados com dificuldade extrema em laboratório.

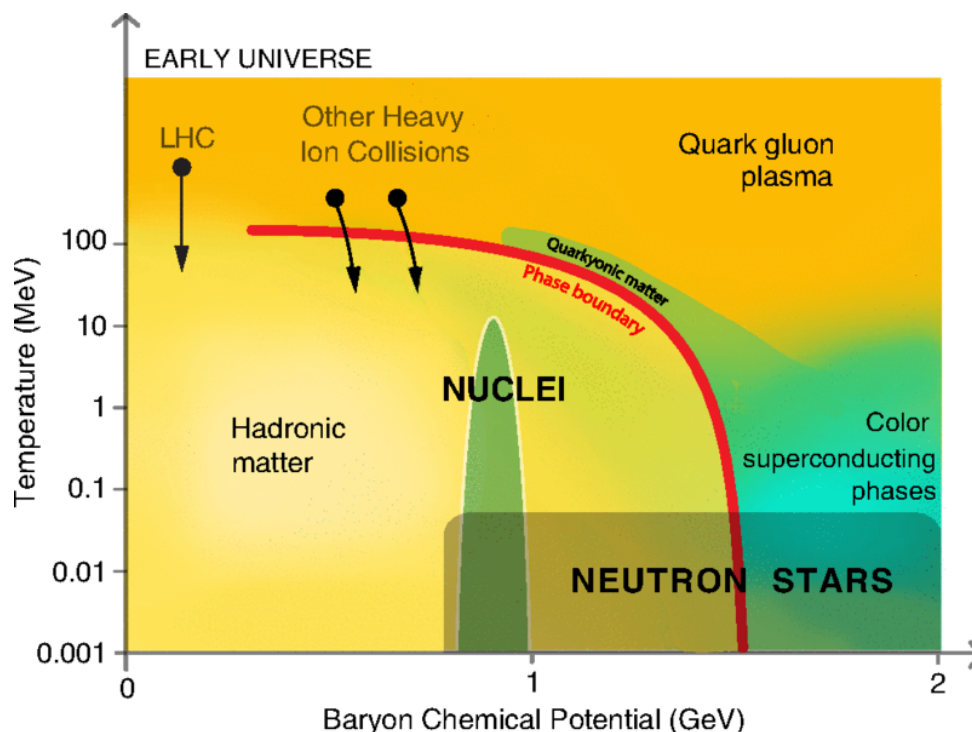


FIGURA 2.3 – Os estados hipotéticos de matéria acessados por estrelas de nêutrons e experimentos laboratoriais no espaço de parâmetros da temperatura contra o potencial químico do bárion (1-2 GeV corresponde a $\sim 1-6$ vezes a densidade de núcleos atômicos normais). Matéria de quarks: uma fase hipotética onde quarks densos e frios experimentam forças de confinamento. O efeito estabilizador do confinamento gravitacional em estrelas de nêutrons permite interações fracas em larga escala (como capturas de elétrons) para alcançar o equilíbrio, gerando matéria que é rica em nêutrons e pode envolver a matéria com quarks estranhos. Isso significa que as ENs acessam estados únicos da matéria que só podem ser criados com extrema dificuldade no laboratório: superfluidos nucleares, estados de matéria estranha com híperons, quarks confinados e fases supercondutoras de cor (WATTS *et al.*, 2016).

No presente trabalho usaremos o modelo efetivo de sacola do MIT (Massachusetts Institute of Technology) (CHODOS *et al.*, 1974) para descrever o confinamento de quarks dentro dos hádrons. Esse é um modelo bastante simplificado, mas amplamente utilizado e suficiente para a descrição de estrelas de altas densidades de energia e de partículas (ver, por exemplo, (PANDA *et al.*, 2004; MENEZES *et al.*, 2006; ARBAÑIL; MALHEIRO, 2015; ARBAÑIL; MALHEIRO, 2016)). Apresentamos a ilustração de um hádron de acordo com esse modelo na Figura 2.4.

Embora seja possível a obtenção de dados como pressão, densidade de energia, e densidade de partículas para temperaturas finitas ($T \neq 0$), o uso de temperatura nula ($T = 0$) não prejudica o modelo, além de tornar os cálculos consideravelmente mais simples. Isso

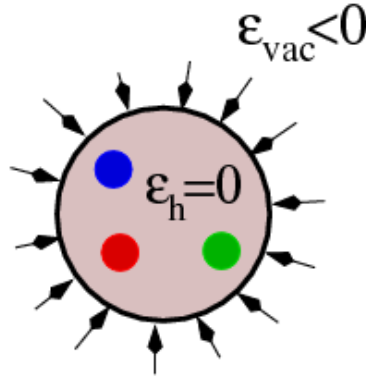


FIGURA 2.4 – A sacola modela o confinamento de três quarks em um determinado volume, sem carga de cor. Adaptado de (KOPELIOVICH; REZAEIAN, 2009).

ocorre pois estrelas esfriam rapidamente devido à emissão de neutrinos, alcançando 10^8 K em cerca de 100 anos. Nesse ponto $kT \approx 10$ keV, o que pode ser considerado frio em comparação aos nêutrons degenerados, que tem energia de Fermi $E_F \approx 1000$ MeV. Dessa forma, as EoSs para os dois casos de temperatura são essencialmente as mesmas (KIPPENHAHN *et al.*, 2012).

Deve-se mostrar agora o que é uma EoS. De forma direta, deve-se ser capaz de responder a pergunta: qual a pressão e densidade de energia para um dado valor de densidade de matéria? Ou, equivalentemente, qual o valor da pressão em dada densidade de energia? A fim de comparar diferentes EoSs, é comum a utilização dos jargões *duro* e *mole*. Uma EoS dura significa que, para uma dada densidade de energia, a pressão é maior em comparação com uma EoS mole.

Como será visto mais adiante, a escolha do método a ser adotado para resolver a estrutura de uma estrela independe de qual teoria foi utilizada para prover a EoS. Dessa forma, tendo $\rho(r)$ para qualquer $p(r)$ ou $\varepsilon(r)$, pode-se integrar as equações de estrutura da estrela.

2.1.1 Nêutrons

ENs são mantidas pela força gravitacional, e não pela força nuclear. Embora a força nuclear tenha maior intensidade, ela é de curto alcance; já a força gravitacional, embora tenha menor intensidade, é de longo alcance. Dessa forma, para objetos grandes e densos o suficiente, ela será a força mais importante para manter a estrutura como um todo.

Ao descrever a matéria que constitui as ENs, devemos notar que, embora tenha muitas semelhanças com a descrição da matéria nuclear, tem também algumas diferenças notáveis. Como similaridades, temos que ambas são compostas por bárions, e as densidades são muito semelhantes. Como diferenças, aponta-se que os núcleos são mantidos pela força

nuclear forte, enquanto as ENs o são pela gravidade. Esse último fato também nos indica que, como a força coulombiana de repulsão é de intensidade muito maior que a gravidade, a carga total de uma estrela deve ser essencialmente nula.

Outro ponto é que, dadas as altas densidades nas ENs e o fato de que bárions obedecem o princípio de exclusão de Pauli, é energeticamente favorável para os núcleons das camadas superiores converterem-se em outros bárions. Dessa forma, a estranheza e o número de léptons não são conservados em objetos compactos. Assim, é usual considerar a matéria de ENs como sendo fria, de carga neutra, e no menor estado de energia.

Não é o objetivo do presente trabalho derivar e entender em detalhes como se dá a obtenção de EoSs. Dessa forma, se vai apenas descrever em linhas gerais os seus principais aspectos de construção, bem como apontar alguns dos parâmetros que se mostrarão importantes nas discussões que seguem. Pode-se dizer que pouco do que sabemos sobre a matéria superdensa veio diretamente de experimentos. E é possível que nunca sejamos capazes de obter, em laboratório, informações significativas sobre a matéria acima da densidade de saturação.

Muitos são os princípios e restrições que devem ser válidos na descrição da matéria superdensa mas que não podemos verificar em laboratório, como por exemplo: a covariância de Lorentz, a relatividade geral, a causalidade das EoSs, a estabilidade microscópica, a conservação de carga elétrica e bariônica, o princípio de Pauli, o equilíbrio beta, equilíbrio de fase, a liberdade assintótica dos quarks, e as propriedades da matéria na densidade de saturação (GLENDENNING, 2000). Todos os pontos citados acima devem ser contemplados pela teoria que se escolhe para descrever a matéria, e é de fundamental importância que fiquemos sempre atentos às observações, a fim de confirmar ou descartar determinada teoria ou conjunto de parâmetros escolhidos. É sempre importante ter em mente que a natureza não se preocupa com as nossas limitações ao elaborar uma teoria; e muito menos devemos esperar que ela seja da exata forma como prevemos.

Para descrever a complexa composição da matéria hadrônica das ENs utiliza-se uma lagrangiana que leva em conta nêutrons, prótons, e também bárions de maior massa. De acordo com (GLENDENNING, 1982; GLENDENNING, 1985; GLENDENNING, 1987a; GLENDENNING, 1987b), temos:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & + \sum_B \bar{\psi}_B \left(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_B + g_{\sigma B} \sigma - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_\mu \tau \cdot \rho^\mu \right) \psi_B \\
& + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\
& - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu - \frac{1}{3} b m_n (g_\sigma \sigma)^3 - \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4 \\
& + \sum_\lambda \bar{\psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \psi_\lambda,
\end{aligned} \tag{2.2}$$

onde os espinores dos bárions são denotados por ψ_B e seus adjuntos são definidos como $\bar{\psi}_B \equiv \psi_B^\dagger \gamma_0$. Analisando linha por linha, temos que a primeira representa a soma das lagrangianas dos bárions e as interações com os mésons escalar, vetorial, e isovetorial (σ , ω , ρ). Cada espécie bariônica é denotada por B , e o somatório sobre B é sobre todo o octeto bariônico (p , n , Λ , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Ξ^- , Ξ^0). A segunda linha contém as lagrangianas dos mésons escalar e vetorial cujas interações com os bárions dão origem à atração e repulsão de curto alcance. A terceira linha contém a lagrangiana do méson isovetorial que se acopla com o isospin dos bárions e dá origem à energia de simetria, bem como os termos de auto-interação do campo escalar. A quarta e última linha contém a lagrangiana dos léptons (elétrons e múons) que garantem a neutralidade de carga da matéria estelar hadrônica.

A partir dessa lagrangiana podemos obter as equações de Euler-Lagrange, que são resolvidas utilizando-se o método de aproximação de campo médio. Utilizando-se as condições de conservação de carga elétrica e matéria já citados anteriormente se obtém, por fim, a expressão para a **densidade de energia** (GLENDENNING, 2000):

$$\begin{aligned} \varepsilon = & + \frac{1}{3} b m_n (g_\sigma \sigma)^3 + \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4 + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 \\ & + \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_B} \sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma)^2} k^2 dk \\ & + \sum_\lambda \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_\lambda} \sqrt{k^2 + m_\lambda^2} k^2 dk, \end{aligned} \quad (2.3)$$

e para a **pressão**:

$$\begin{aligned} p = & - \frac{1}{3} b m_n (g_\sigma \sigma)^3 - \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4 - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 \\ & + \frac{1}{3} \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_B} \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma)^2}} \\ & + \frac{1}{3} \sum_\lambda \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_\lambda} \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_\lambda^2}}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde ε e p são funções da densidade bariônica ρ através do momento de Fermi k_B de cada partícula; e as constantes de acoplamento são g_σ , g_ω , g_ρ , b , e c , que devem ser fixadas de acordo com as propriedades de saturação da matéria nuclear.

Assim, a matéria estelar é obtida a partir da solução auto-consistente de um sistema de equações não-lineares acopladas com $7 + N$ incógnitas, sendo três equações de campo dos mésons, uma equação para a neutralidade elétrica, uma equação para a densidade bariônica, duas equações para os momentos de Fermi dos léptons e N equações para os momentos de Fermi dos N bárions em equilíbrio químico.

Como já foi mencionado, a maioria das constantes são fixadas ao comparar-se o modelo com as propriedades da matéria hadrônica (como energia de ligação, densidade, e coeficiente de simetria) no ponto de saturação. Dessa forma, considera-se analisar apenas os efeitos da variação da constante de compressibilidade K . Considerando $x_\sigma = g_{\sigma H}/g_\sigma = 0,6$ e $m^*/m = 0,78$ como bons valores empíricos (GLENDENNING, 2012), vamos adotar $K = 240$ MeV, $K = 210$ MeV, e $K = 300$ MeV. Tais valores também estão de acordo com a média $K = 239$ MeV obtida a partir do estudo de vinte e nove diferentes modelos (WEBER, 2005). Vamos adotar também uma terceira parametrização amplamente utilizada na literatura, a chamada parametrização de Glendenning-Moszkowski (GLENDENNING; MOSZKOWSKI, 1991), a qual indicaremos por GM-1.

Os resultados e discussões para a fase hadrônica são apresentados na Subseção 2.1.4.

2.1.2 Quarks

O modelo de sacola do MIT é baseado em uma formulação langrangiana. Assume-se que uma determinada região do espaço capaz de conter campos hadrônicos possui energia potencial constante e positiva por unidade de volume, denominada B . Essa constante B é interpretada como a energia necessária para criar uma bolha no vácuo, que é a sacola onde os quarks estão confinados. Dessa forma, a energia associada à presença de quarks em um volume V é BV (GLENDENNING, 2000).

Se na modelagem hadrônica assumimos que os quarks se movem livremente em uma região esférica com condições de contorno tais que não há corrente através dela, para a matéria de quarks a energia associada à superfície é desprezível em comparação com a energia do interior, e por isso podemos assumir a existência dos quarks como um gás de Fermi. Assim, a densidade de energia e a pressão da matéria de quarks consiste de duas partes: a contribuição da constante B e a energia cinética dos quarks. A descrição se dá a partir da densidade lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \left\{ \frac{i}{2} \sum_q [\bar{\psi}_q \gamma^\mu \partial_\mu \psi_q - (\partial_\mu \bar{\psi}_q) \gamma^\mu \psi_q] - \sum_q m_q \bar{\psi}_q \psi_q - B \right\} \theta(R - r) - \frac{1}{2} \sum_q \bar{\psi}_q \psi_q \delta(R - r), \quad (2.5)$$

onde:

$$\theta(R - r) = \begin{cases} 1, & \text{se } r \leq R \\ 0, & \text{se } r > R, \end{cases}$$

é a função degrau de Dirac e:

$$\delta(R - r) = \begin{cases} \infty, & \text{se } r = R \\ 0, & \text{se } r \neq R, \end{cases}$$

é a função delta de Dirac. Na densidade lagrangiana, tanto o campo dos quarks como o raio da sacola são variáveis dinâmicas. As equações de movimento dos quarks são obtidas pelo Princípio Variacional, que exige que a densidade lagrangiana do modelo seja estacionária com relação a variações infinitesimais dos campos dos quarks.

Embora seja comum encontrar modelos que não consideram as massas dos quarks, aqui vamos usar $T = 0$ e $m \neq 0$. Nesse caso, são conhecidas (GLENDENNING, 2012) as expressões para a pressão:

$$p = -B + \sum_f \frac{1}{4\pi^2} \left[\mu_f k_f \left(\mu_f^2 - \frac{5}{2} m_f^2 \right) + \frac{3}{2} m_f^4 \ln \left(\frac{\mu_f + k_f}{m_f} \right) \right], \quad (2.6)$$

densidade de energia:

$$\varepsilon = B + \sum_f \frac{3}{4\pi^2} \left[\mu_f k_f \left(\mu_f^2 - \frac{1}{2} m_f^2 \right) - \frac{1}{2} m_f^4 \ln \left(\frac{\mu_f + k_f}{m_f} \right) \right], \quad (2.7)$$

e densidade bariônica:

$$\rho = \sum_f \frac{k_f^3}{3\pi^2}, \quad (2.8)$$

onde k_f é o momento de Fermi do quark de sabor f , e o potencial químico é dado por:

$$\mu_f = (m_f^2 + k_f^2)^{1/2}. \quad (2.9)$$

Nota-se que na expressão da densidade de energia soma-se o fator B , correspondendo à energia da sacola; e na expressão para a pressão soma-se $-B$, correspondendo à pressão que a sacola exerce contrabalançando a pressão dos quarks contidos em seu interior. As expressões acima são adequadas para descrever os objetos compactos nos quais núcleons são dissolvidos em quarks pela alta pressão estelar. Valores atualizados das massas de cada sabor de quark foram obtidos do Particle Data Group (PATRIGNANI; PDG, 2016).

A densidade de saturação nuclear, representada por $\rho_0 = n_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$, teve seu valor fixado a partir de uma média entre os valores obtidos por trinta diferentes modelos, estudados por (WEBER, 2005).

A figura 2.5 apresenta o gráfico para a EoS do modelo MIT com três sabores de quarks, onde utilizamos para a constante de bag B alguns valores recorrentes na literatura.

A Figura 2.6 mostra a densidade de energia em função da densidade de bárions para

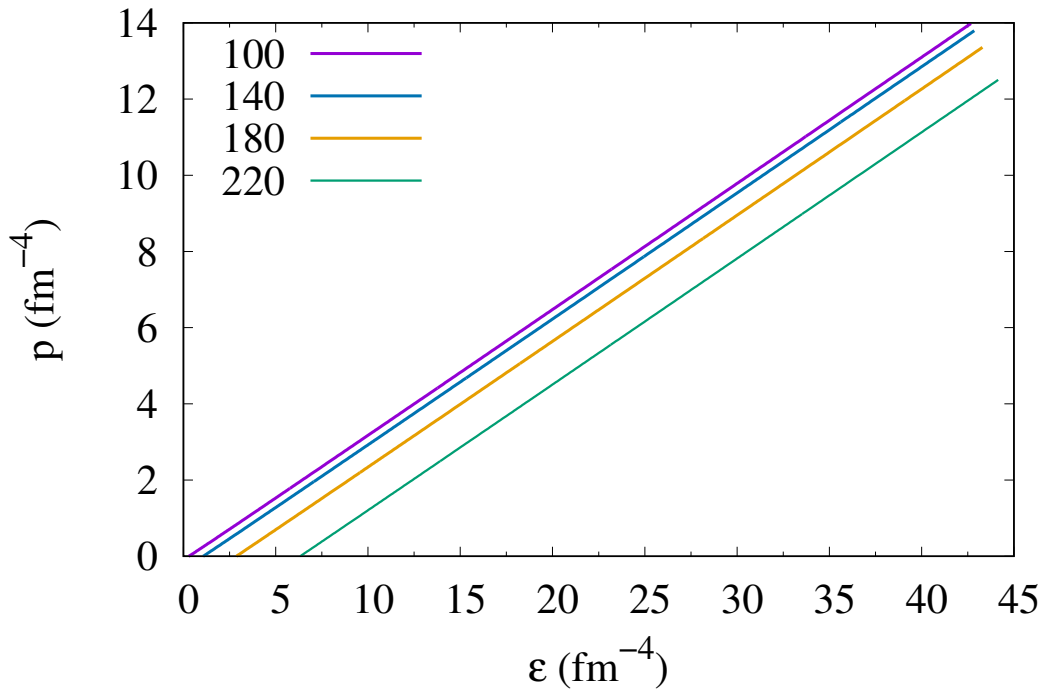


FIGURA 2.5 – EoS obtida usando o modelodo MIT, com os quarks u , d , e s , e para alguns valores de B , indicados na legenda.

o modelo MIT, novamente utilizando três sabores de quarks e diferentes valores para a constante de bag B .

Também considerando o modelo MIT com 3 sabores de quarks, a figura 2.7 mostra o comportamento da pressão com o aumento da densidade bariônica.

Analisando a Figura 2.5 percebe-se que, para uma dada densidade de energia, menores constantes de bag resultarão em EoSs mais duras. O mesmo é notado na Figura 2.7: para uma determinada densidade bariônica, a pressão é maior para as EoS de menor constante de bag.

Além disso, percebe-se que, para este modelo, o aumento linear da constante de bag não implica na diminuição linear da dureza da EoS. Isso é justificado notando-se que o intervalo entre cada constante de bag utilizada foi o mesmo, mas as curvas de cada EoS não estão igualmente espaçadas.

A fim de facilitar a análise dos resultados seguintes, considerar-se-á, a partir de agora, o valor da constante de bag fixa em $B = 180$ MeV, valor médio recorrente na literatura (ver, por exemplo, (MARRANGHELLO *et al.*, 2002; MALLICK; SAHU, 2014)).

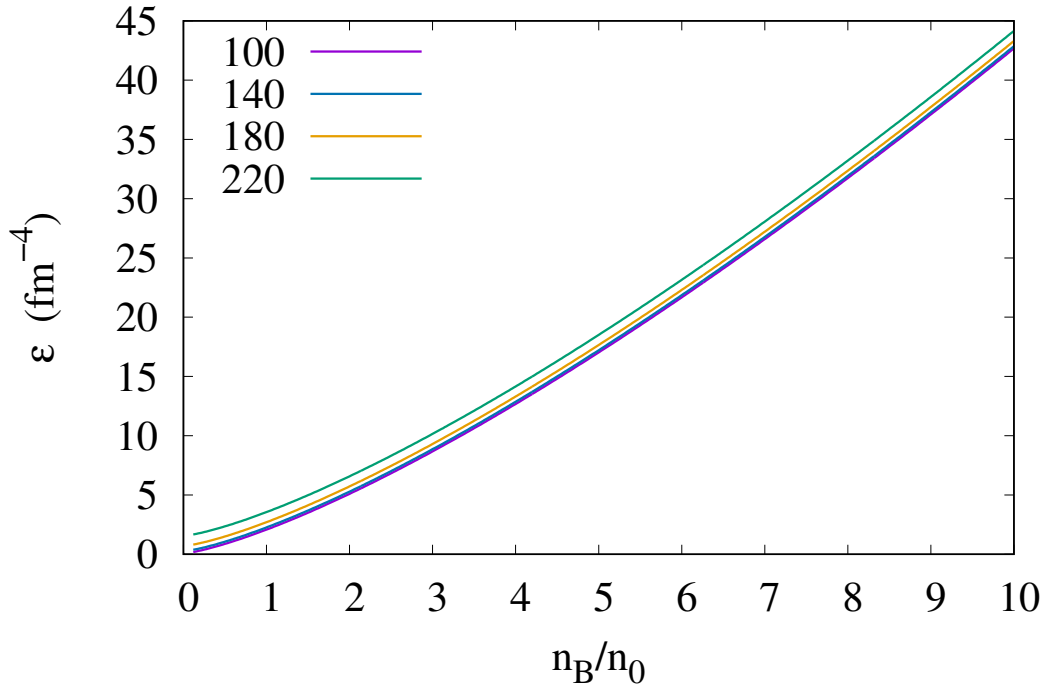


FIGURA 2.6 – A densidade de bárions em função da densidade de energia para o modelo MIT com os quarks u , d , e s . Alguns valores de B foram utilizados e estão indicados na legenda.

2.1.3 Híbrida

Considerando inicialmente uma estrela de matéria de hádrons, vamos verificar agora como se dá a transição para uma estrela de matéria híbrida (hádrons e quarks). A Figura 2.8 ilustra tal transição de fase.

Tendo-se obtido as quantidades relacionadas à transição de fase, como pressão, densidade de energia, densidade bariônica, e potencial químico, agora deve-se analisar os critérios para tal transição, a fim de obter uma nova EoS para essa fase, e então resolver novamente a estrutura da estrela.

Independentemente dos modelos escolhidos, a transição de fase deve satisfazer alguns critérios (COELHO *et al.*, 2010; PAOLI; MENEZES, 2010). De acordo com os critérios de Gibbs para transição de fase de primeira ordem, devem ser respeitadas algumas relações entre a temperatura T , o potencial químico μ , e a pressão p para cada uma das fases. São elas (GLENDEENING, 2000):

$$\begin{aligned} T_H &= T_Q, \\ \mu_H &= \mu_Q, \\ p_H(\mu, T) &= p_Q(\mu, T), \end{aligned} \tag{2.10}$$

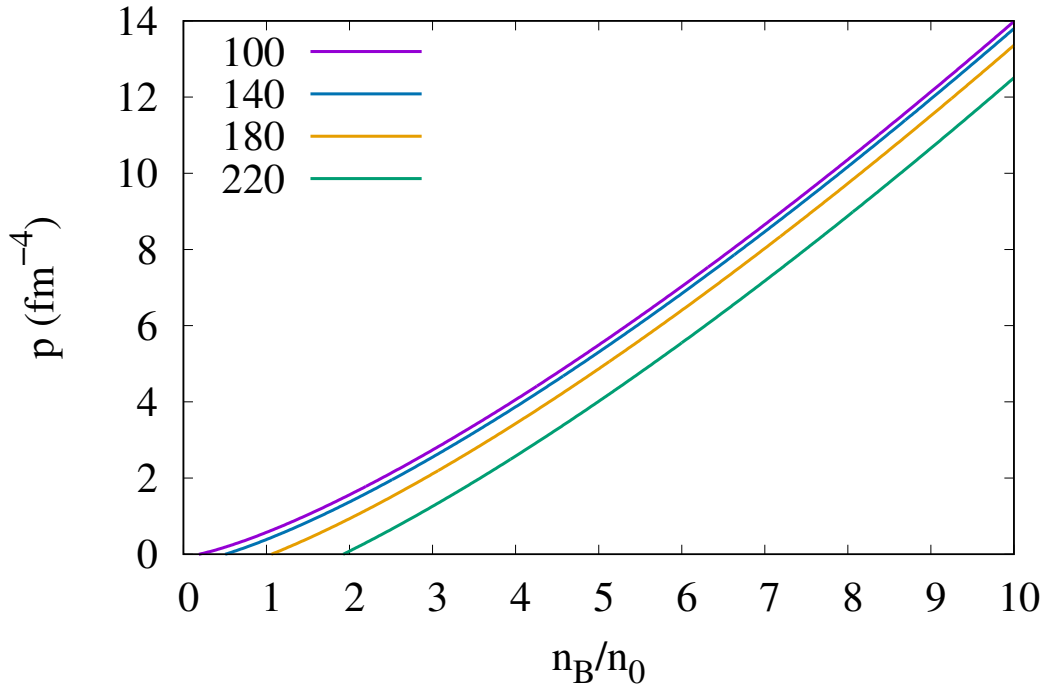


FIGURA 2.7 – A densidade de bárions em função da densidade de energia para o modelo MIT com os quarks u , d , e s . Alguns valores de B foram utilizados e estão indicados na legenda.

onde H indica a fase hadrônica e Q a fase de quarks.

Isso significa que, se formos considerar uma estrela com um núcleo de quarks envolto por uma crosta de matéria hadrônica, essas são as condições de equilíbrio de fase que devem ser respeitadas. Assim, deve-se comparar as EoSs das fases hadrônica e de quarks e procurar pelo ponto onde há coincidência dos valores de pressão e potencial químico, os quais indicam o ponto de transição.

Feito isso, busca-se por esses valores de transição em cada uma das EoSs (hadrônica e de quarks). Tendo localizado esses pontos em cada uma delas, pode-se construir uma nova EoS utilizando-se a EoS de quarks para a parte central da estrela e a EoS hadrônica para a crosta.

A essa nova EoS chamaremos de EoS híbrida, que quando utilizada como entrada para resolver a estrutura da estrela resultará em uma estrela híbrida.

Os resultados e discussões para a fase híbrida são apresentados na Subseção 2.1.4 a seguir, e para a estrutura da estrela híbrida na Seção 2.2.



FIGURA 2.8 – Uma ilustração da transição de fase estudada nesse trabalho. Considerando-se inicialmente uma estrela de matéria puramente hadrônica, ao sofrer transição de fase e se tornar uma estrela de matéria híbrida (hádrons e quarks) ela tem seu raio reduzido, sua massa bariônica conservada, e tem sua energia gravitacional reduzida. As dimensões de cada estrela e de cada fase não estão em escala.

2.1.4 Resultados e discussões

A Tabela 2.1 mostra a sigla utilizada para cada conjunto de parâmetros das EoSs.

TABELA 2.1 – A constante de compressibilidade K e a massa efetiva do núcleon m^*/m para as EoSs utilizadas nesse trabalho.

EoS	K (MeV)	m^*/m
Had1	240	0,78
Had2	210	0,78
Had3	300	0,78
Hib1	240	0,78
Hib2	300	0,70
Hib3	300	0,78

Os gráficos que representam tais EoSs são mostrados nas Figuras 2.9, 2.10, e 2.11, juntamente com as EoSs referentes a fase híbrida.

Os critérios de Gibbs e os pontos que indicam a transição de fase são destacados pelas figuras a seguir. Na Figura 2.12 é mostrado um gráfico de pressão em função do potencial químico para duas EoSs arbitrárias, sendo uma delas hadrônica e outra de quarks. Percebe-se que o ponto de interseção das duas curvas se dá em $\mu \approx 1400$ MeV e $p \approx 1 \text{ fm}^{-4}$, indicando a mudança de fase.

Dessa forma, temos os pontos exatos onde deve-se truncar as EoSs hadrônica e de quarks, tornando possível a construção da EoS híbrida, como já discutido anteriormente e agora mostrado na Figura 2.13.

Agora temos condições de prosseguir para a resolução da estrutura da estrela. Tendo duas EoSs, uma de hádrons e outra híbrida, podemos obter os parâmetros macroscópicos

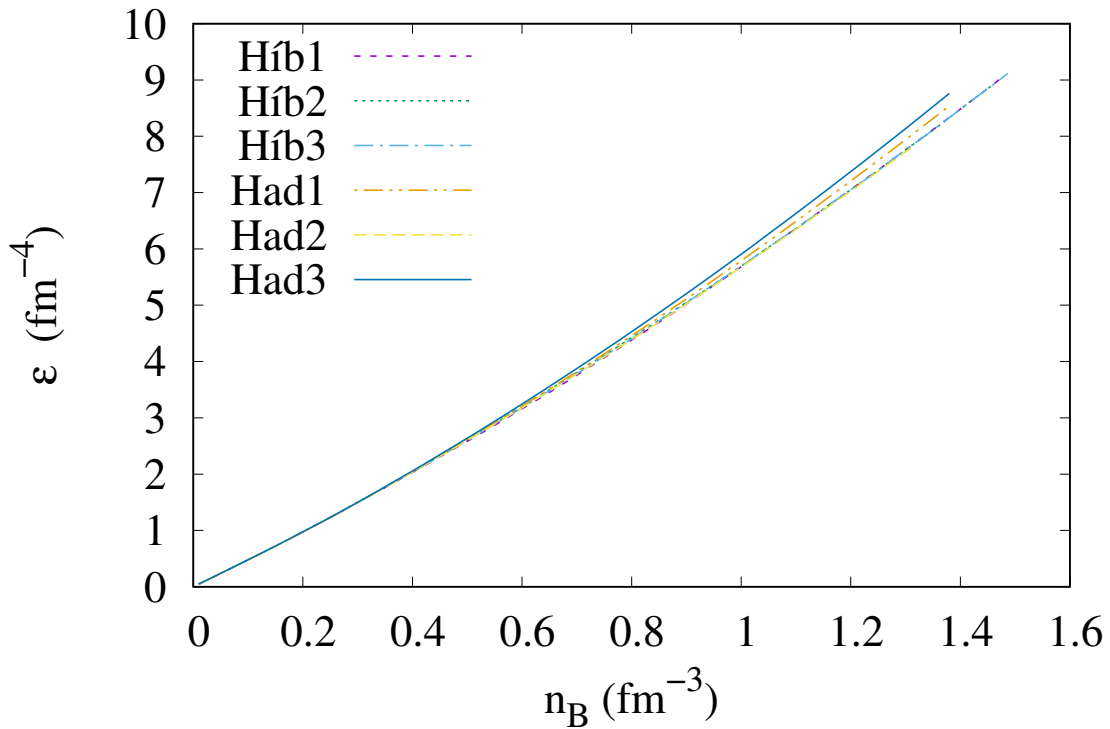


FIGURA 2.9 – A densidade de energia em função da densidade bariônica para algumas das EoS discutidas na presente seção. Em contraste, EoS referentes a fase híbrida também são apresentadas. É possível notar que, para baixas densidades bariônicas (até cerca de $0,4 \text{ fm}^{-3}$), a densidade de energia é praticamente idêntica para as seis EoS apresentadas. Já para altas densidades bariônicas, duas das três EoS hadrônicas apresentam maior densidade de energia, ao passo que as outras quatro EoS apresentam um comportamento bastante semelhante. O gráfico foi feito a partir de uma tabela de dados retirada de (GLENDENNING, 2000).

que caracterizam cada uma delas, bem como compará-los a fim de calcular a diferença de energia de cada configuração. É o que será mostrado na seção que segue.

2.2 Equações de Oppenheimer-Volkoff

Considerando que ENs são objetos altamente relativísticos e tendo disponível algumas EoS, deve-se agora resolver a estrutura interna da estrela através das equações de Oppenheimer-Volkoff (OV). Essas equações fornecem uma família de estrelas compatíveis com a EoS utilizada como entrada.

Lembrando que cada EoS fornece $\varepsilon = \varepsilon(\rho)$ e $p = p(\rho)$ como entrada, as equações OV devem ser integradas do centro da estrela ($\varepsilon_{(r=0)} = \varepsilon_c$ e $M_{(r=0)} = 0$) até o ponto em que a pressão caia para zero, indicando a borda da estrela. Dessa forma, sabe-se o raio R e a massa M de uma estrela para uma determinada densidade central, de tal forma que

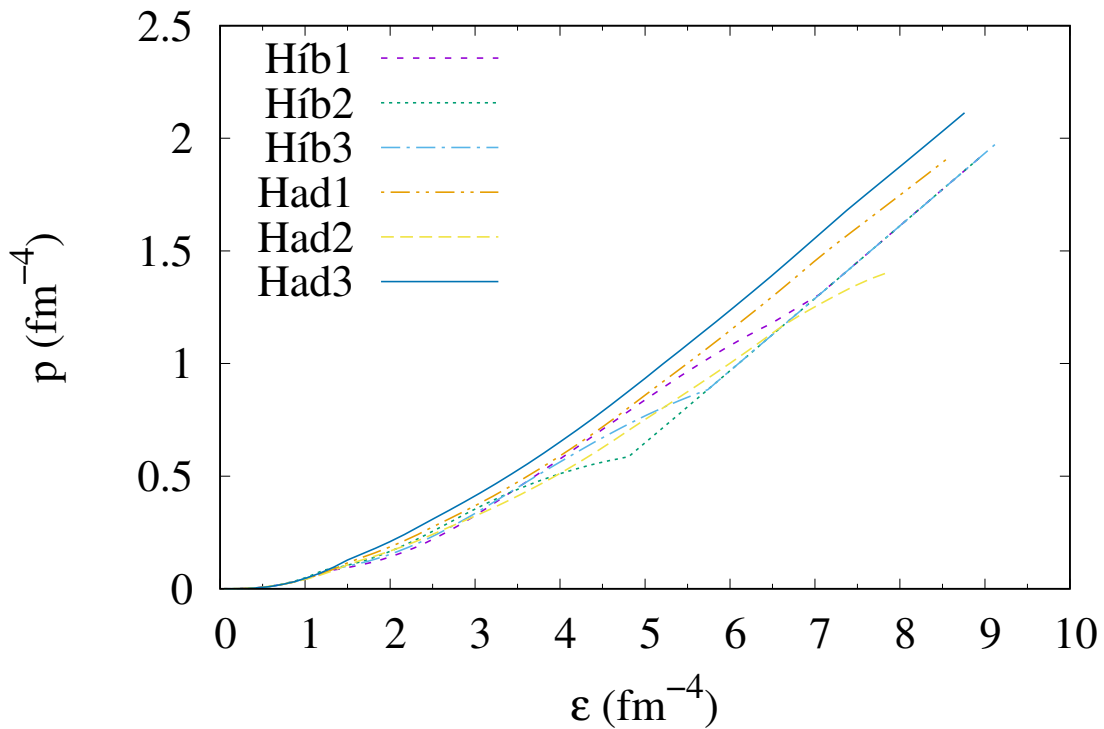


FIGURA 2.10 – A pressão em função da densidade de energia para algumas das EoS discutidas na presente seção. Em contraste, EoSs referentes a fase híbrida também são apresentadas. Nota-se que, para $\epsilon < 4 \text{ fm}^{-4}$, todas as EoS apresentam comportamento aproximadamente uniforme. Também é possível observar que as EoSs Had1 e Had3 são mais duras do que todas as outras EoSs em todo o intervalo de densidade de energia. O gráfico foi feito a partir de uma tabela de dados retirada de (GLENDENNING, 2000).

aumentar a densidade central significa buscar sequências de estrelas cada vez mais massivas. A massa máxima atingida por determinado modelo depende da compressibilidade da matéria.

Os gráficos de massa-raio referentes às EoSs apresentadas nesse trabalho serão mostrados nas subseções seguintes. Por hora, vamos apenas apresentar uma representação generalizada desse tipo de gráfico, mostrado na Figura 2.14, que nos dá dicas de como ler e interpretar tais resultados.

2.2.1 A estrutura da estrela

Escrever a densidade bariônica em função da pressão é descrever uma EoS; e ter uma EoS é condição suficiente para resolver a estrutura de uma EN. A TRG tem um papel fundamental na obtenção das propriedades das estrelas de nêutrons, a saber, massa e raio. Isso é obtido através da solução das equações de OV, que são mostradas em detalhes no

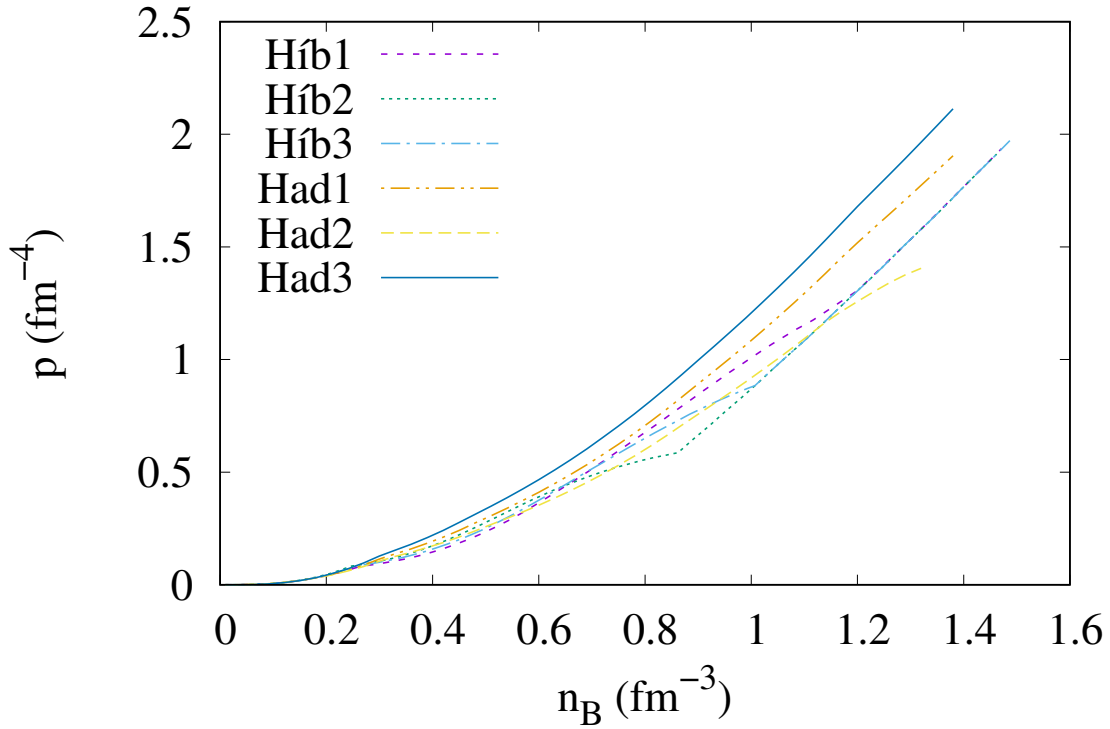


FIGURA 2.11 – A pressão em função da densidade bariônica para algumas das EoS discutidas na presente seção. Em contraste, EoSs referentes a fase híbrida também são apresentadas. Assim como na figura anterior, nota-se um comportamento uniforme das seis EoS a baixas densidades bariônicas, e as EoSs Had1 e Had3 apresentam maior pressão para toda a faixa de densidade bariônica. O gráfico foi feito a partir de uma tabela de dados retirada de (GLENDENNING, 2000).

Apêndice B e apresentadas abaixo:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)\varepsilon(r)}{c^2r^2} \left(1 + \frac{p(r)}{\varepsilon(r)}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{c^2 M(r)}\right) \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1}, \quad (2.11)$$

e

$$M(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \varepsilon(r) dr, \quad (2.12)$$

onde utilizando-se as condições de contorno apropriadas em $r \rightarrow 0$, a saber: $M(0) = 0$, $\varepsilon(0) = \varepsilon_c$, e $p(R) = 0$, obtêm-se a família de estrelas desejada.

A Figura 2.15 mostra a família de estrelas obtida através da resolução das equações de OV. Foram utilizadas EoS para matéria híbrida e de hádrons. Nessa figura damos destaque para a faixa de valores de interesse. Fica claro que, ao sofrer a transição de fase, a estrela tem seu raio reduzido.

Analisando ainda a Figura 2.15, fica claro qual EoS de cada configuração deve ser utilizada caso se busque pela maior quantidade de energia liberada. Para tal, basta con-

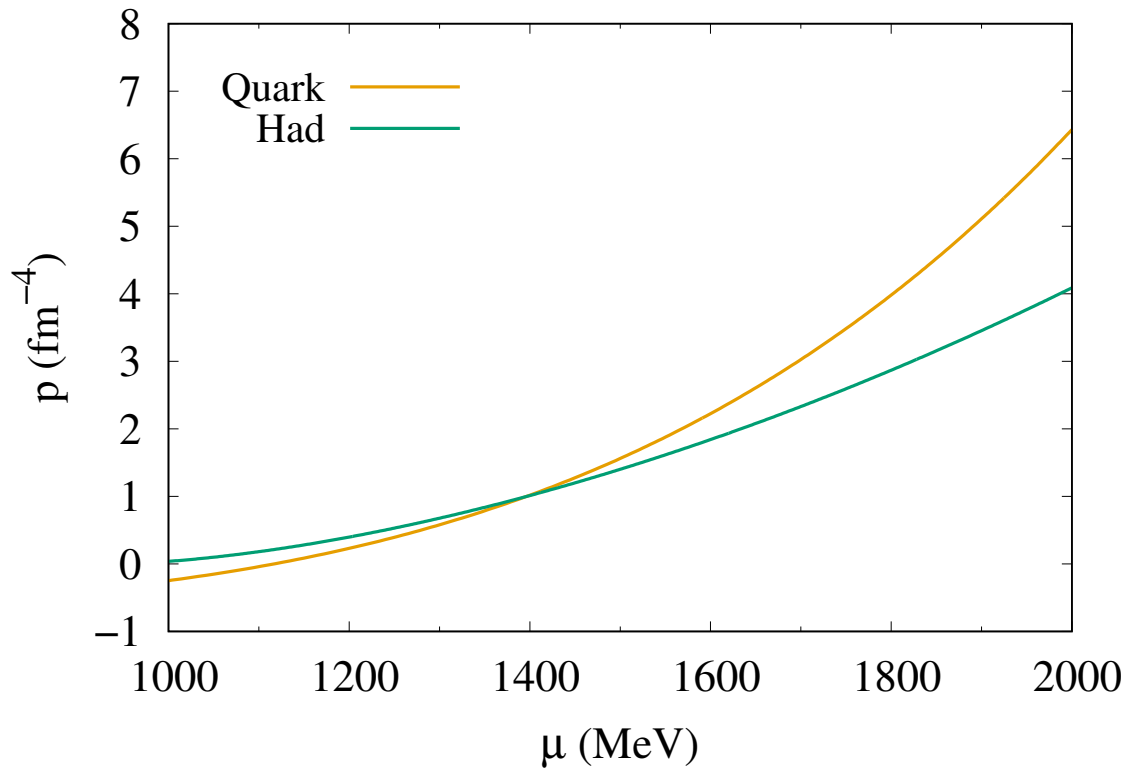


FIGURA 2.12 – A pressão em função do potencial químico, para ambas as fases. A interseção indica o ponto de transição de fase: $\mu \approx 1400$ MeV e $p \approx 1$ fm^{-4} . Nota-se que, para dado potencial químico, a fase a ser considerada será aquela de maior pressão.

siderar um determinado raio e buscar por duas estrelas de configurações diferentes que tenham a maior diferença entre suas massas gravitacionais. Por exemplo, considerando-se $R = 12$ km, as EoSs GM-1 e Híb1 são as que apresentam maior diferença de massa gravitacional entre elas, indicando assim as configurações que liberariam a maior quantidade de energia possível em tal condição.

Podemos estudar a estabilidade a partir do gráfico 2.16, que mostra a massa gravitacional de uma estrela como função da densidade central. Nessa curva, a região de inclinação positiva satisfaz a condição para estabilidade. A estrela deixa de ser estável a partir do ponto onde a massa gravitacional se torna decrescente. Ao guardar esse valor (em torno de $1,5 M_{\odot}$ para a maioria das EoSs) e voltar a analisar o gráfico de massa-raio, percebe-se que coincide com o valor de massa máxima. Esse resultado é consistente pois, muito embora a curva massa-raio tenha uma faixa decrescente em seu fim, essas são soluções matematicamente possíveis das equações de OV, porém fisicamente instáveis.

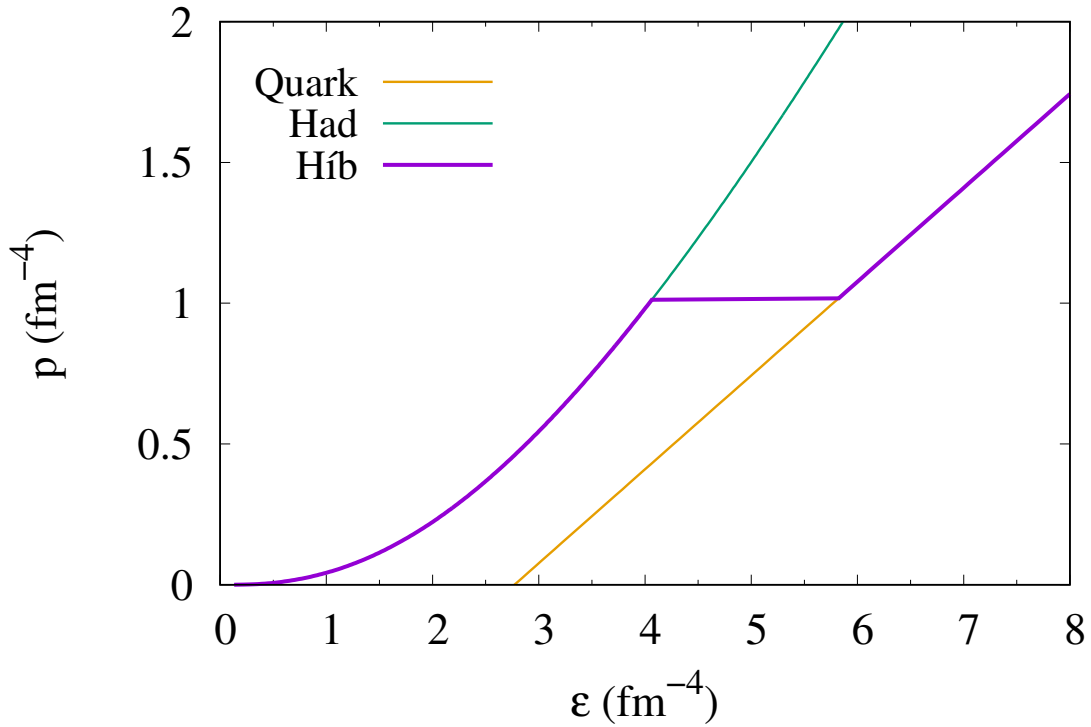


FIGURA 2.13 – A transição de fase hádron \rightarrow quark ocorre em $p \approx 1 \text{ fm}^{-4}$. Para valores menores de pressão e densidade de energia é utilizada a fase hadrônica, ao passo que para alta densidade de energia e pressão é considerada a fase de quarks. A equação de estado resultante é chamada híbrida e está destacada na cor roxa. É notável o salto na densidade de energia $\Delta\epsilon = 2 \text{ fm}^{-4}$ na transição de fase. Por um lado, a pressão é mantida constante nesse ponto, obedecendo os critérios de Gibbs para transição de fase de primeira ordem. Em oposição, o aumento brusco na densidade de energia possibilita a existência de uma fase de quarks no núcleo.

2.2.2 Massas e energias

Convém aqui chamar a atenção para algumas sutilezas, que serão essências para o entendimento do que virá. De acordo com a TRG, a expressão 2.12 nos indica a **massa gravitacional** da estrela medida por um observador distante.

Sendo o volume próprio de uma camada esférica da estrela dado por:

$$dV = 4\pi \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1/2} r^2 dr, \quad (2.13)$$

o **número total de bárions** no interior da estrela é dado por:

$$N_B = \int n dV = 4\pi \int_0^R r^2 \rho(r) \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1/2} dr, \quad (2.14)$$

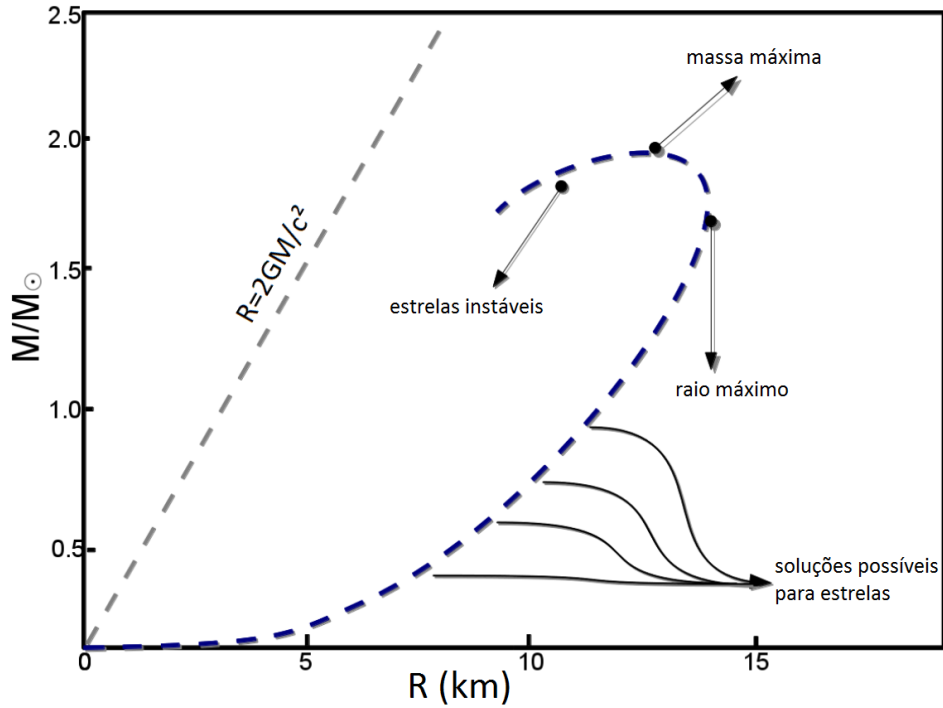


FIGURA 2.14 – A representação mais importante para uma sequência de estrelas é a relação massa-raio, que depende unicamente da EoS utilizada (LINDBLOM, 1992). Embora a massa e o raio de uma EN não podem ser conhecidos com precisão, algumas restrições nas suas relações (como, por exemplo, as razões M/R e $\sqrt{M/R^3}$ (ANDERSSON; KOKKOTAS, 1996)) podem nos levar a melhores estimativas desses parâmetros. Figura adaptada de (AGUDELO, 2013).

e a **massa bariônica** (ou massa de repouso) da estrela é dada por:

$$M_B = m_u N_B, \quad (2.15)$$

onde m_u é a massa média de um bárion, e M_B é a massa de repouso dos N_B bárions que formam a estrela dispersos no infinito.

Por outro lado, a **massa própria** da estrela é dada por:

$$M_P = \int \varepsilon \, dV = 4\pi \int_0^R r^2 \varepsilon(r) \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1/2} dr, \quad (2.16)$$

onde M_P é igual a soma dos elementos de massa no volume inteiro da estrela. Isso inclui, além da gravitação, as contribuições de massa de repouso e energia interna (cinética e interações) dos constituintes da estrela (BLASCHKE *et al.*, 2001).

A diferença

$$E_G = (M_G - M_P)c^2 \quad (2.17)$$

é a **energia gravitacional** da estrela, e o seu oposto, $-E_G$, é a **energia gravitacional**

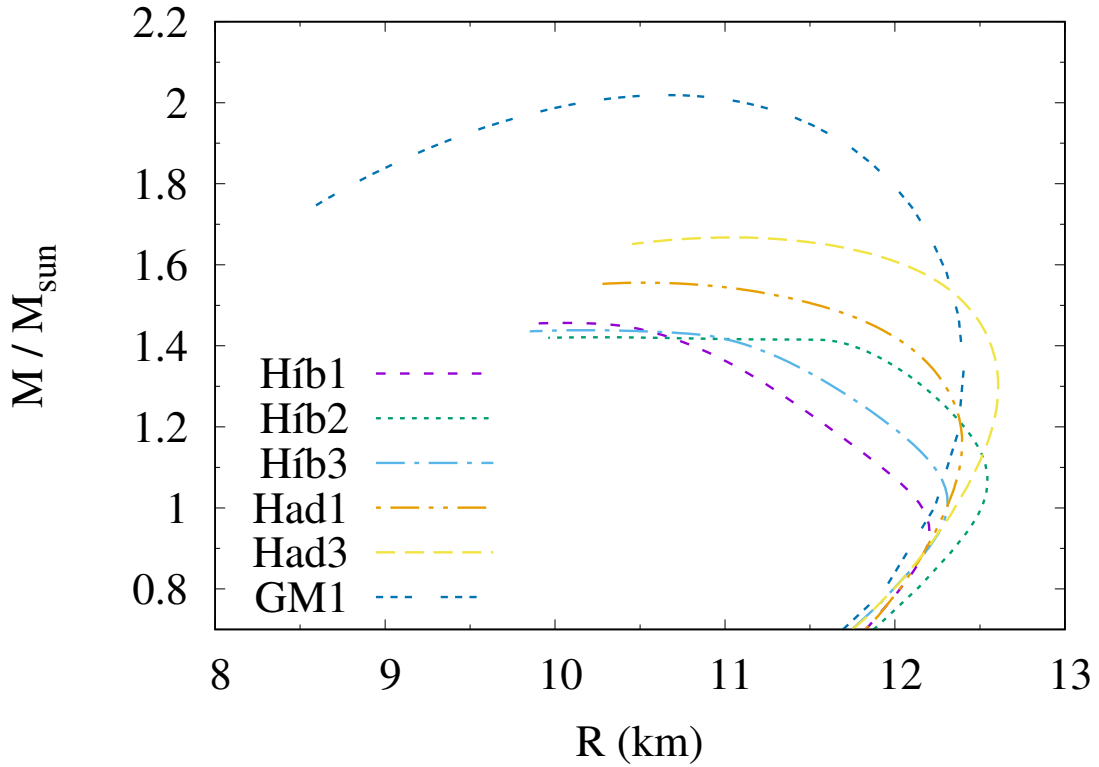


FIGURA 2.15 – O gráfico massa-raio, mostrando a família de estrelas possíveis para cada uma das seis EoSs. É dado destaque para a faixa de intervalo que contemplam os valores fiduciais. Notando que EoSs híbridas ocupam posições mais internas nas sequências de curvas, conclui-se que estrelas hadrônicas têm seus raios e massas gravitacionais reduzidos ao passar por uma transição de fase. Também é possível perceber que a massa máxima de uma estrela gerada a partir de qualquer EoSs hadrônica vai ser sempre maior do que a de uma estrela gerada a partir de uma EoSs híbrida. Isso evidencia a liberação de energia na transição de fase.

de ligação. Essa é a energia liberada quando se move um elemento infinitesimal de massa ρdV do infinito para formar a estrela.

Por outro lado, a energia interna da estrela é

$$E_I = (M_P - M_B)c^2 \quad (2.18)$$

e, portanto, $-E_I$ é a **energia interna de ligação**.

Por fim, a **energia de ligação total** é:

$$E_T = (M_B - M_G)c^2, \quad (2.19)$$

que é a energia total liberada durante a formação de uma configuração de estrela compacta estática a partir de um gás rarefeito de N_B bárions. A estabilidade de tal configuração requer, obviamente, $E_T > 0$.

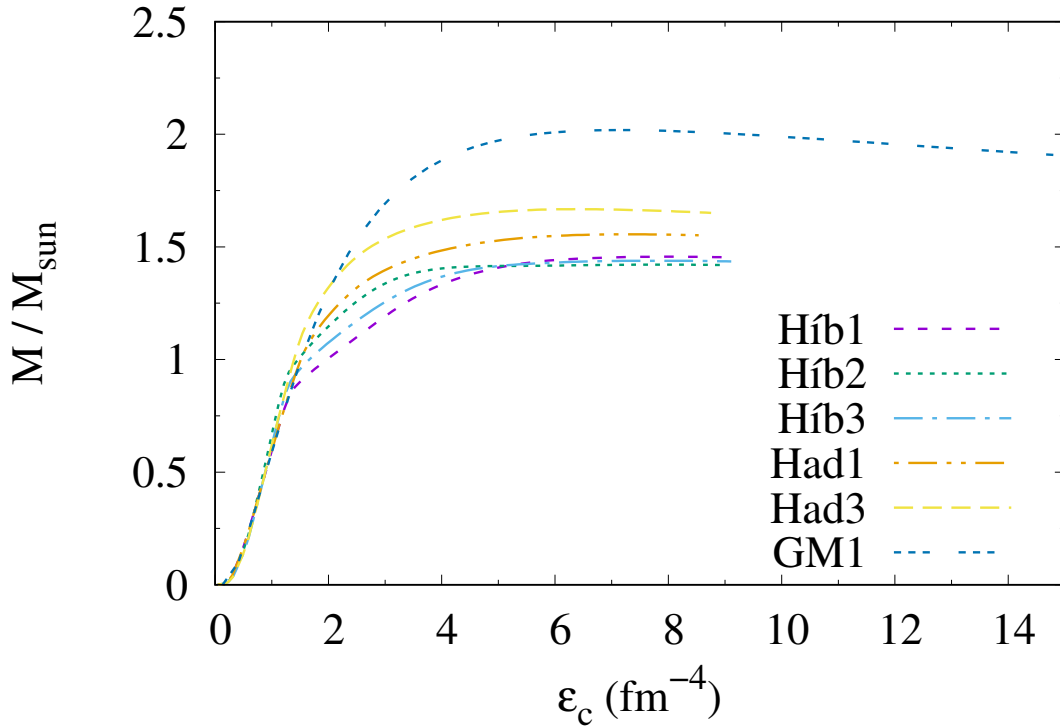


FIGURA 2.16 – As massas das estrelas como função da densidade central para as duas fases (hadrônica e híbrida). A massa gravitacional das estrelas de hádrons é comparada com a da estrela híbrida. Nota-se a instabilidade no ponto de massa máxima para a estrela híbrida, o que está de acordo com a Figura 2.15. Percebe-se que as massas máximas ocorrem em densidades centrais ao redor de $6 \text{ fm}^{-4} \cong 1,3 \times 10^{16} \text{ g/cm}^3$.

Assim sendo, a massa gravitacional representa a energia total da estrela, incluindo tanto a energia de massa restante de seus constituintes dispersos no infinito quanto a contribuição de massa-energia proveniente do movimento microscópico e as interações (incluindo gravitação) entre os constituintes da mesma.

A quantidade de energia liberada no processo de transição de fase pode ser calculada com o auxílio dos gráficos 2.15 e 2.17. Considerando duas estrelas, uma de matéria hadrônica e outra de matéria de quarks, de mesmas massas bariônicas, podemos facilmente calcular a diferença entre as massas gravitacionais e, portanto, calcular a energia liberada em tal transição.

É esperado que, dado qualquer par de EoSs hadrônica-híbrida, a configuração híbrida sempre tenha menor massa gravitacional para uma mesma massa bariônica. Isso é justificado pois a estrela deve liberar energia ao sofrer a transição de fase, e não recebê-la.

Outro limite que também deve ser respeitado diz respeito à comparação direta das massas gravitacionais e bariônicas para uma mesma configuração. Toda estrela deve ter $M_B > M$, conforme Equação (2.19). Caso contrário, a estrela não seria formada, e seus

constituintes continuariam espalhados no infinito.

Assim, verificando separadamente cada EoS a partir da Figura 2.17, temos que todas dão origem a estrelas possíveis de serem formadas. Por outro lado, analisando conjuntamente as configurações, deve-se descartar a EoS GM1, já que a mesma é uma EoS hadrônica e possui menor energia gravitacional do que qualquer outra apresentada.

Isso não significa, entretanto, que estamos desqualificando tal parametrização num contexto geral. Tal desqualificação só poderia ser considerada se estivéssemos comparando uma EoS híbrida construída com os mesmos parâmetros da EoS hadrônica. Nesse trabalho, é claro, optamos por utilizar EoSs com diversas parametrizações.

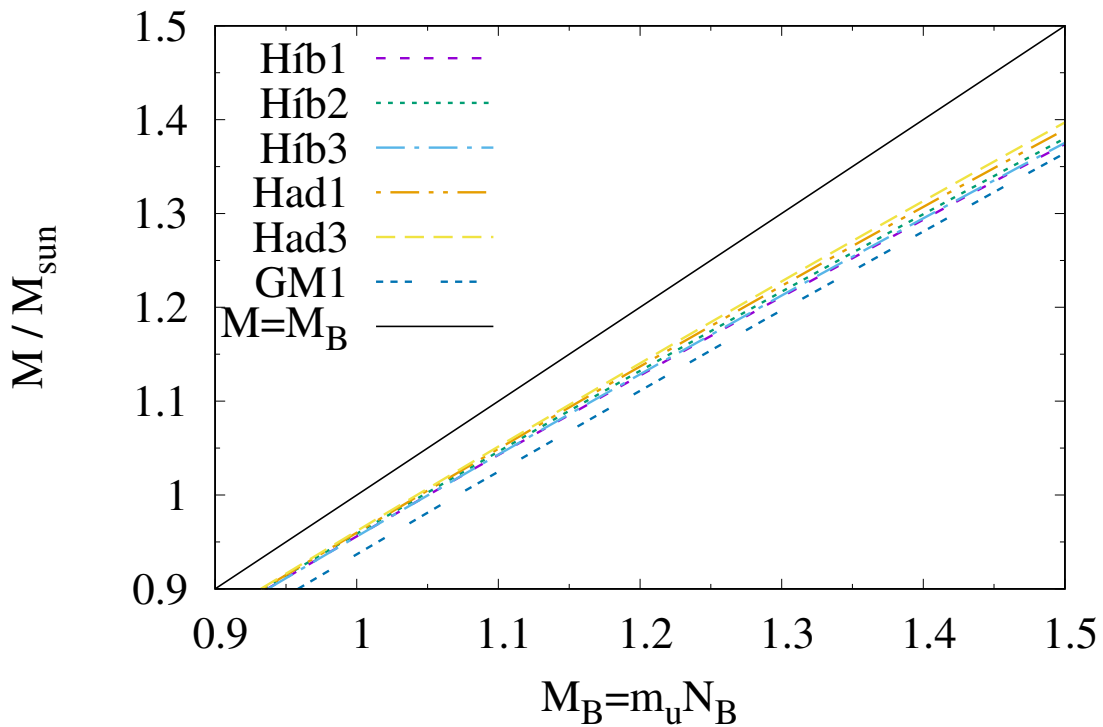


FIGURA 2.17 – A massa gravitacional em função da massa bariônica. Ao resolver as equações de OV, temos disponível não só a massa gravitacional e o raio, mas também a massa bariônica para cada família de estrelas. Dessa forma podemos, fixando um valor de massa bariônica, calcular a diferença entre as massas gravitacionais para estrelas de diferentes configurações. A figura também indica o limite $M = M_B$, que deve ser respeitado por qualquer configuração estelar, conforme discutido na Equação (2.19).

Como foi discutido na Figura 2.8, ao sofrer a transição de fase a estrela perde energia gravitacional, mas mantém sua massa bariônica. Ou seja, devemos ter $M_B^{\text{Had}} = M_B^{\text{Híb}}$. Dessa forma, partindo de (2.19), temos que a diferença de energia total de ligação entre

as duas fases é:

$$\begin{aligned}\Delta E_T &= (M_B^{\text{Had}} - M_G^{\text{Had}})c^2 - (M_B^{\text{Hfb}} - M_G^{\text{Hfb}})c^2 \\ &= (M_G^{\text{Hfb}} - M_G^{\text{Had}})c^2 \\ &= \Delta M_G c^2,\end{aligned}\tag{2.20}$$

que é a energia total liberada em tal transição, ou **energia disponível**.

No capítulo seguinte veremos como essa diferença de energia está relacionada com os parâmetros da estrela, como massa e raio; e também apresentaremos as expressões que nos possibilitam estimar a amplitude máxima e frequência da OG emitida devido a essa transição.

3 Radiação Gravitacional

As fontes astrofísicas de radiação gravitacional são comumente classificadas em três grandes grupos, de acordo com seus comportamentos temporais. O primeiro grupo é o das **fontes estocásticas**, que caracteriza-se pela distribuição aleatória dos sinais. Os mesmos são provenientes do efeito integrado de fontes periódicas fracas em nossa Galáxia, de sinais impulsivos provenientes de grandes distâncias, de processos cosmológicos ocorridos nos primeiros instantes do Universo.

O segundo grupo é o das **fontes periódicas**, as quais emitem sinais contínuos. Esse tipo de sinal é emitido por sistemas binários em espiralação mas longe do momento de coalescência, objetos compactos axi-assimétricos com alta rotação, e ENs que estão acretando matéria. Embora essa categoria não seja a de maior amplitude típica, a possibilidade de integrar o sinal ao longo do tempo é uma grande vantagem com respeito a extração de sinal do ruído.

O terceiro e último grupo é o das **fontes impulsivas**, que apresentam sinais abruptos. Seus eventos se caracterizam por terem altíssima potência e poucos ciclos coerentes. Como exemplos temos a coalescência de sistemas binários de objetos compactos, a formação de ENs e buracos negros a partir de supernovas, e transições de fase em ENs, que é o tema deste trabalho.

Vamos mostrar agora como a equação de onda e as polarizações das OGs podem ser obtidas da TRG. Assim poderemos conhecer melhor as características das OGs emitidas em eventos de transição de fase em ENs e compará-las com as sensibilidades dos detectores disponíveis.

3.1 A equação de onda e suas polarizações

A TRG é uma teoria que descreve a gravidade como geometria do espaço-tempo. OGs são soluções oscilatórias da TRG, sendo as mesmas perturbações na métrica do espaço-tempo. Uma maneira de solucionar as equações de Einstein é usando uma aproximação para campo fraco. Algumas convenções e o cálculo detalhado da aproximação para campo

fraco se encontram no Apêndice C.

3.1.1 Polarizações + e ×

Definimos as OGs como oscilações no espaço-tempo que se propagam em uma dada direção, com a velocidade da luz, e com frequência ω definida. No Apêndice C apresentamos, de maneira mais formal, a dedução da equação de onda a partir da TRG.

A fim de obter as equações de campo na forma mais compacta possível, adotamos o calibre mais conveniente, o calibre de Lorentz, onde $\bar{h}^{\mu\alpha}_{,\alpha} = 0$. Assim, as equações de campo assumem a forma:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (3.1)$$

Ocorre que no vácuo temos $T_{\mu\nu} = 0$, e então uma das possíveis soluções da equação acima tem a forma:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} e^{ik(z-ct)}. \quad (3.2)$$

Essa solução corresponde a uma onda monocromática que propaga-se na direção z , com velocidade c , e frequência angular $\omega = kc$. A essas ondas, perturbações do espaço-tempo, chamamos de OGs.

Com o objetivo de entender melhor como as OGs causam distorções no espaço, vamos buscar um novo calibre. Essa nova mudança busca um calibre que seja transverso e de traço nulo. Nesse calibre, apenas componentes espaciais de $h_{\mu\nu}$ são diferentes de zero, e elas são transversas à direção de propagação. Além disso, essas componentes são livres de divergência ($h^{kj}_{,j} = 0$), e de traço nulo ($h^k_k = 0$). Dessa forma, temos que $h = h^\alpha_\alpha = 0$, o que nos leva a (ver, por exemplo, (SCHUTZ, 2009)):

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}^{TT}, \quad (3.3)$$

que é o chamado calibre TT (de *transverse-traceless gauge*).

Nesse caso, o tensor de Riemann assume a forma:

$$R_{j0k0} = -\frac{1}{2} \ddot{h}_{jk,00}, \quad (3.4)$$

e, nos casos particulares (PRESS; THORNE, 1972):

$$\begin{aligned} R_{x0x0} &= -R_{y0y0} \\ &= -\frac{1}{2} \ddot{h}_+(t - z/c), \end{aligned} \quad (3.5)$$

e

$$\begin{aligned} R_{x0y0} &= -R_{y0x0} \\ &= -\frac{1}{2}\ddot{h}_{\times}(t - z/c), \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde (THORNE, 1987):

$$\begin{aligned} h_+ &\equiv h_{xx}^{TT} \\ &= -h_{yy}^{TT} \\ &= \Re \{ A_+ e^{-i[\omega(t-z/c)+\phi_+]} \} \end{aligned} \quad (3.7)$$

e

$$\begin{aligned} h_{\times} &\equiv h_{xy}^{TT} \\ &= h_{yx}^{TT} \\ &= \Re \{ A_{\times} e^{-i[\omega(t-z/c)+\phi_{\times}]} \}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde A_+ e A_{\times} são as amplitudes de cada modo de polarização independente, e h_+ e h_{\times} diferem apenas de uma rotação de 45° .

A força de maré da OG agindo em cada elemento de massa m_i de um corpo material é dada por:

$$F_j = \frac{1}{2} m_i \ddot{h}_{jk}^{TT} k, \quad \text{onde } j, k = x \text{ ou } y, \quad (3.9)$$

e a força total é:

$$\begin{aligned} \vec{F} &= F_x \hat{e}_x + F_y \hat{e}_y \\ &= \frac{1}{2} m_i \left[(\ddot{h}_+ x + \ddot{h}_{\times} y) \hat{e}_x + (\ddot{h}_{\times} x - \ddot{h}_+ y) \hat{e}_y \right]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

A Figura 3.1 ilustra as linhas de força geradas pela passagem de uma OG.

Se $\phi_+ = \phi_{\times}$, a onda é linearmente polarizada; e se $\phi_+ = \phi_{\times} \pm 90^\circ$ e as magnitudes A_+ e A_{\times} são iguais, a onda resultante é polarizada circularmente. Caso contrário, ela será polarizada elipticamente. Nota-se que forças induzidas por OGs são estritamente transversas, como mostra a Figura 3.1.

É importante notar que a grandeza relativa de deslocamento que pode ser medida pelos detectores de OGs é a amplitude da deformação adimensional, que tem a seguinte relação com as amplitudes de polarização

$$h = \sqrt{h_+^2 + h_{\times}^2} = \frac{\Delta L}{L} \quad (3.11)$$

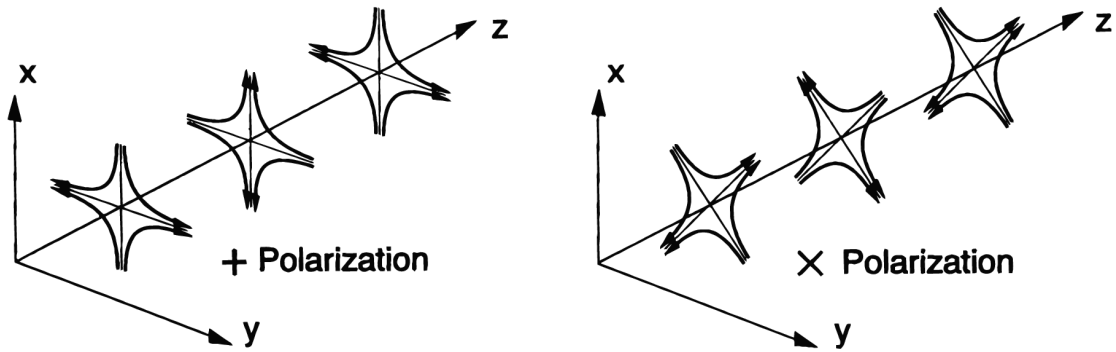


FIGURA 3.1 – Uma OG viajando na direção z . As polarizações $+$ e \times são apresentadas, onde fica claro a diferença de 45° entre elas (ABRAMOVICI *et al.*, 1992).

onde ΔL é a pequena modificação no comprimento L produzida pela passagem da OG, e L é o comprimento do braço do detector (no caso de detectores interferométricos).

3.2 Momento de quadripolo e potência emitida

OGs são produzidas por massas em aceleração. A conservação de momento e o fato de que massas têm apenas um sinal de carga impossibilita a existência de um dipolo de massa. Dessa forma, apenas um termo de quadripolo (ou multipolos de ordem maior) na distribuição de massa podem emitir OGs (desde que sua derivada terceira no tempo seja diferente de zero). A consequência imediata disso é que a natureza apenas nos permite apreciar OGs a partir do movimento coerente, rápido, e altamente acelerado de uma grande quantidade de partículas massivas. Assim sendo, apenas eventos astrofísicos e cosmológicos são passíveis de detecção, por hora.

Considerando uma distribuição de massa m de densidade $\rho(x, y, z)$ no espaço cartesiano e localizada pelo vetor \mathbf{r} , a definição clássica do momento de quadripolo é:

$$Q_{ij} = \int \rho(3r_i r_j - \|\mathbf{r}\|^2 \delta_{ij}) d^3 \mathbf{r}, \quad (3.12)$$

e se considerarmos um regime de baixas velocidades, a energia perdida via radiação gravitacional por um sistema de corpos é, de acordo com (LANDAU; LIFSHITZ, 1971):

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{G}{45c^2} \left(\frac{\partial^3 Q_{ij}}{\partial t^3} \right)^2, \quad (3.13)$$

da qual se obtém de imediato o valor médio da luminosidade da onda gravitacional emitida

por tal sistema:

$$L_{OG} = - \left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle. \quad (3.14)$$

Considerando essas as expressões mais gerais para uma distribuição de massa qualquer, deve-se agora verificar como descrever a OG emitida por uma estrela oscilante. Os principais modos de pulsação conhecidos em uma estrela são comumente classificados em três grupos: modos polares do fluido, modos axiais do fluido, e modos polares e axiais do espaço-tempo.

Estamos interessados nos modos polares do fluido, que se caracterizam por amortecimentos lentos, análogo a um fluido newtoniano. Em particular, vamos considerar o modo f , que se caracteriza por ser um modo de superfície, entre a interface de estrela e seus arredores (STERGIOULAS, 1998).

Concebendo uma oscilação axissimétrica não-radial em uma esfera de raio R , podemos expressar uma oscilação na sua superfície através da expansão:

$$r(\theta) = R [1 + a_2 P_2(\theta) + \dots + a_n P_n(\theta)], \quad \text{com } a_n \ll 1, \quad (3.15)$$

onde todo a_n é função do tempo e os termos P_n são funções de Legendre. Por simetria, a matriz do momento de quadripolo tem traço nulo, e todo elemento fora da diagonal é zero.

Além disso, se considerarmos apenas até os termos lineares em a_n , o P_2 é o único modo que contribui, tendo sua perda de energia dada por (CHAU, 1967):

$$-\frac{d\mathcal{E}_2}{dt} = \frac{3G}{125c^5} m^2 R^4 \sigma_2^6 a_{20}^2, \quad (3.16)$$

onde foi assumido $a_n = a_{n0} \sin \sigma_n t$, σ é a frequência de oscilação radial e a_{n0} é a amplitude, que varia pouco com o tempo.

Já a energia \mathcal{E}_n da oscilação P_n é dada por (RAYLEIGH, 1945):

$$\mathcal{E}_n = \pi \rho R^5 \frac{1}{n(2n+1)} a_{n0}^2 \sigma_n^2, \quad (3.17)$$

onde se considerarmos novamente $n = 2$ e a densidade $\rho = 3m/4\pi R^3$ temos:

$$\mathcal{E}_2 = \frac{3MR^2}{40} a_{20}^2 \sigma_2^2. \quad (3.18)$$

Organizando (3.18) de forma conveniente e substituindo em (3.16) obtêm-se, já utilizando (3.14):

$$L_{OG} = \frac{2\mathcal{E}_2}{\tau}, \quad (3.19)$$

onde τ é a escala de tempo de amortecimento, discutida em mais detalhes na próxima seção.

Embora os termos de ordens maiores na Equação (3.15) não sejam nulos, eles são, de fato, cada vez menores. Dessa forma, temos que o termo de maior magnitude foi considerado. Essa simplificação descreve completamente o modo f (fundamental) das oscilações e será utilizada para estimar a amplitude das OGs na subseção seguinte.

Considerando grande a distância r entre a fonte emissora e o observador, o fluxo médio de energia de uma onda de amplitude h_0 e frequência ω é dado por (LANDAU; LIFSHITZ, 1971):

$$\langle F \rangle = \frac{c^3}{32\pi G} h_0^2 \omega^2, \quad (3.20)$$

que tem a seguinte relação com a luminosidade:

$$L_{OG} = \int_S \langle F \rangle dS, \quad (3.21)$$

o que resulta em:

$$\langle F \rangle = \frac{L_{OG}}{4\pi r^2}. \quad (3.22)$$

Igualando (3.20) e (3.22) e resolvendo para h_0^2 obtêm-se:

$$h_0^2 = \frac{8G}{\omega^2 c^3} \frac{L_{OG}}{r^2}, \quad (3.23)$$

que será utilizada para a obtenção da expressão para a amplitude inicial da OG na seção seguinte.

3.3 Ondas gravitacionais devido à transição de fase em estrelas de nêutrons

Como vimos, transições de fase da configuração hadrônica para a matéria de quarks podem ocorrer devido à formação de um núcleo metaestável, que se formou em consequência da alta densidade central. Independente do motivo desse aumento de densidade, tal transição libera energia, excitando principalmente os modos radiais da estrela (SOTANI *et al.*, 2001). A menos que a estrela esteja em rotação, modos radiais não emitem OGs (CHAU, 1967). Assim, vamos considerar que a maior parte da energia mecânica está no modo fundamental (modo f).

Nesse caso, a amplitude da OG é dada pela expressão (CHAU, 1967; MARRANGHELLO

et al., 2002):

$$h(t) = h_0 e^{-(t/\tau - i\omega_0 t)}, \quad (3.24)$$

onde ω_0 é a frequência angular do modo e τ é a escala de tempo de amortecimento. Temos que a expressão para a amplitude inicial (adimensional) da OG é dada por (CHAU, 1967; PACHECO, 2011):

$$h_0 = \frac{4}{\omega_0 r} \left(\frac{G \Delta E}{\tau c^3} \right)^{1/2}, \quad (3.25)$$

onde r é a distância até a fonte em m, G é a constante gravitacional, c é a velocidade da luz, e ΔE é a energia total disponível, em J, dissipada na forma de OGs.

A escala de tempo de amortecimento da OG é, em s, dada por (CHAU, 1967):

$$\tau = 1,8 \left(\frac{M_\odot}{M} \right) \left(\frac{P^4}{R^2} \right), \quad (3.26)$$

onde M_\odot é a massa do Sol, M é a massa da estrela em unidades solares, R é o raio da estrela em km, e P é o período de rotação da estrela em ms.

A frequência angular do modo é calculada a partir de $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, onde ν_0 é a frequência do modo fundamental dada por (em kHz) (ANDERSSON; KOKKOTAS, 1996):

$$\nu_0 \approx 0,17 + 2,30 \sqrt{\left(\frac{10 \text{ km}}{R} \right)^3 \left(\frac{M}{1,4 M_\odot} \right)}. \quad (3.27)$$

Dessa forma, mostramos que a amplitude inicial da OG medida é dependente: da massa, do raio, e do período de rotação da estrela; da distância entre a estrela e o local da medição; e também da energia liberada na transição de fase.

Ocorre que, para os milhares de pulsares isolados conhecidos, massa e raio não são grandezas medidas diretamente: apenas sabemos seus valores aproximados via modelagem e via medição em sistemas binários.

Embora pode-se utilizar qualquer valor da curva massa-raio, vamos correr a massa gravitacional no intervalo $1,0 M_\odot < M < 1,4 M_\odot$, buscando duas estrelas de diferentes configurações que tenham a mesma massa bariônica.

Já a energia disponível depende unicamente das EoSs usadas para cada fase, e é conhecida quando se resolve a estrutura de estrela através das equações de OV (2.11) e (2.12).

Por fim, temos que o período de rotação e a distância da fonte são os únicos parâmetros que vão diferenciar a amplitude inicial da OG para cada estrela. Para nossa sorte, graças às medições dos astrofísicos e seus telescópios, esses são parâmetros bastante conhecidos e amplamente catalogados. Podemos citar, por exemplo, o The Australia Telescope

National Facility Pulsar Catalogue (MANCHESTER *et al.*, 2005).

Embora poderia se considerar o termo ΔE da Equação (3.25) como sendo o mesmo indicado pela Equação (2.20), nem toda a energia disponível na transição de fase é convertida em OGs. Boa parte dessa energia mecânica é transformada em energia térmica, o que nos leva a introduzir um termo de eficiência, indicado por η , de forma que temos então:

$$\Delta E = \eta \Delta M_G c^2. \quad (3.28)$$

Seguindo valores utilizados na literatura (ver, por exemplo, (MARRANGHELLO *et al.*, 2002)), a partir de agora vamos considerar $\eta = 0,5$, indicando uma eficiência de 50% na transformação de energia.

O cálculo da energia disponível depende essencialmente dos processos físicos que ocorrem durante e após a transição de fase. O estudo aprofundado desses processos poderia ajudar a determinar com maior precisão a eficiência η , que aqui consideramos apenas como um valor fixo. O estudo desses processos é tarefa para trabalhos futuros.

Outra ressalva que deve ser feita diz respeito à resolução da estrutura da estrela utilizando-se as equações de OV. A métrica utilizada para a obtenção de tais equações considera uma estrela estática. Portanto, a princípio, as equações de OV não poderiam ser utilizadas para o cálculo da estrutura de pulsares. Ocorre que, seguindo o formalismo para baixas rotações (HARTLE, 1967), mostra-se que as equações de OV oferecem uma aproximação muito boa para baixas velocidades de rotação (ver, por exemplo, (COELHO *et al.*, 2017)). Sendo assim, vamos desconsiderar pulsares com $P < 0,1$ s.

A Figura 3.2 mostra o diagrama $P-\dot{P}$ para mais de dois mil pulsares. Os pulsares a direita da linha vermelha satisfazem a condição de baixa rotação e também outras condições do modelo (explicadas a seguir), e portanto serão utilizados nos cálculos da próxima seção.

Outro importante detalhe que deve ser notado é o papel da escala de tempo de amortecimento τ (Equação (3.26)) na Equação (3.24). τ indica o tempo em que h tem sua amplitude diminuída para h/e . Em outras palavras, τ indica o tempo em que h cai aproximadamente 37%.

Considerando a ampla extensão dos valores de P apresentados na Figura 3.2, a Tabela 3.1 indica os valores de τ calculados a partir de alguns valores de P selecionados.

Considerando que 1 ano = $3,15 \times 10^7$ s, se conclui que pulsares com alta velocidade de rotação tem, de fato, um tempo característico na ordem de milisegundos para esse tipo de evento. Por outro lado, pulsares com menor velocidade de rotação tem sua escala de amortecimento na ordem de anos ou até milhões de anos.

Cabe frisar que o tempo de integração da curva de sensibilidade dos detectores foi

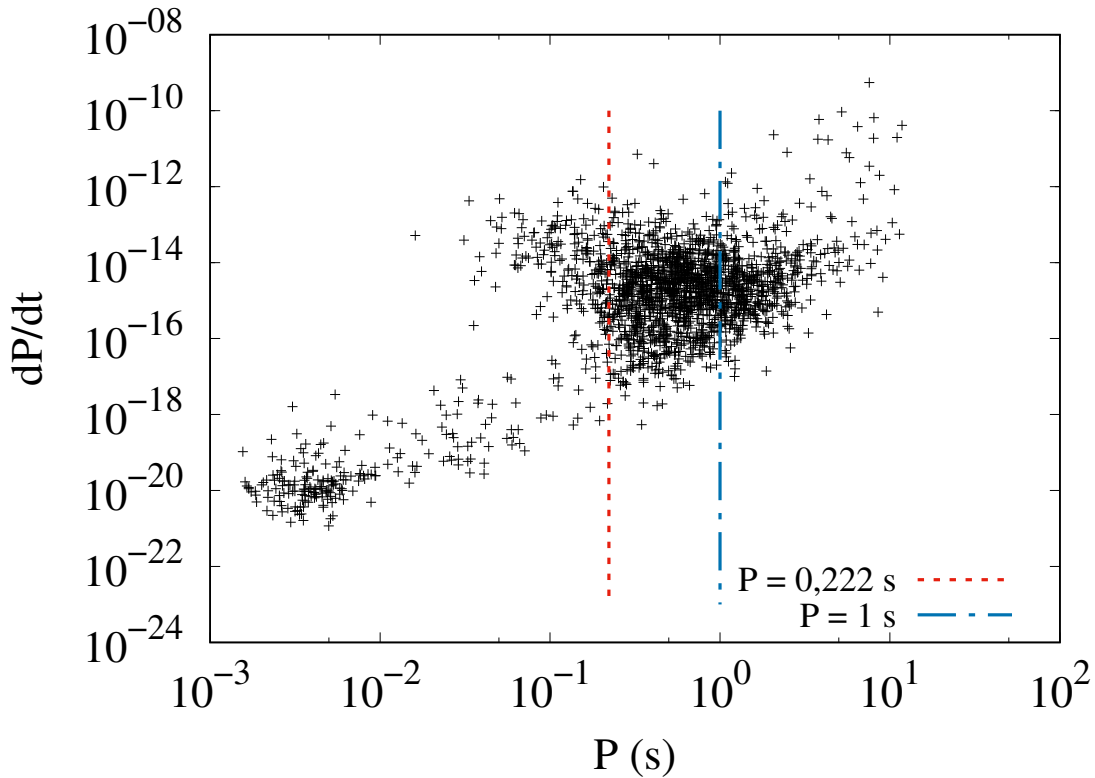


FIGURA 3.2 – O diagrama $P-\dot{P}$ para os 2536 pulsares presentes no catálogo (MANCHESTER *et al.*, 2005). As linhas vermelha e azul indicam os limites considerados nesse trabalho: $P = 0,222$ s e $P = 1$ s, respectivamente.

fixado em 1 ano, o que leva a $P = 0,222$ s como limite mínimo.

Isso nos leva a concluir que P tem papel fundamental tanto na estimativa da amplitude da OGs emitidas, quanto na utilização das curvas de sensibilidade dos detectores, dado que as mesmas são obtidas a partir da integração do tempo de observação (MOORE *et al.*, 2015).

3.4 Comparação com as curvas de sensibilidade dos detectores

Sabendo como estimar a amplitude e a frequência das OGs recebidas na Terra devido à transição de fase em ENs, é de grande interesse verificar se os detectores de OGs têm sensibilidade suficiente para tal detecção. Já nos familiarizamos com esse tipo de comparação na Figura 1.7, onde tivemos uma ideia geral da frequência de OG relacionada com cada fonte e a sensibilidade de cada detector.

Selecionamos dois detectores de OGs para fazer nossa comparação: o internacional aLIGO (LIGO Scientific Collaboration *et al.*, 2015) e o brasileiro Mário Schenberg (AGUIAR

TABELA 3.1 – Alguns valores da escala de tempo de amortecimento τ calculados para alguns valores de período P . É notável que, ao aumentarmos P em quatro ordens de grandeza, τ aumenta em quatorze ordens de grandeza. Para melhor compreensão da magnitude da escala de tempo de amortecimento, τ é apresentado também em unidades alternativas.

P (ms)	τ (s)	τ comparativo
1	$1,28 \times 10^{-2}$	
10	$1,28 \times 10^2$	~ 2 min
100	$1,28 \times 10^6$	~ 15 dias
1.000	$1,28 \times 10^{10}$	~ 400 anos
10.000	$1,28 \times 10^{14}$	~ 4 milhões de anos

et al., 2012). As curvas de sensibilidade de ambos são mostradas nos gráficos abaixo, juntamente com a estimativa da amplitude da OG para cada par de EoSs utilizadas.

A Figura 3.3 foi feita utilizando-se um catálogo com 2536 pulsares. Diversas combinações de EoS foram utilizadas e são indicadas na legenda.

A Figura 3.4 foi feita utilizando-se um catálogo com os pulsares que têm braking index medido. Observa-se a formação de três grupos de pontos, correspondente ao três pulsares que satisfazem as condições anteriormente discutidas. Em ordem decrescente de h_0 , esses pulsares são: PSRJ1846-0258, PSRJ1119-6127 e PSRJ1734-3333.

Ao analisar as Figuras 3.3 e 3.4, nota-se que o detector aLIGO tem sensibilidade h máxima entre 10^{-23} e 10^{-24} , na faixa de frequência entre 10^2 - 10^3 Hz. Já o detector brasileiro Mario Schenberg tem sensibilidade máxima um pouco acima de 10^{-22} , porém ocupando uma faixa muito estreita de frequências entre 10^3 - 10^4 Hz.

Analisando as figuras juntamente com as Equações (3.25), (3.26), e (3.27), pode-se fazer algumas inferências a respeito de como a massa, o raio, a distância estrela-Terra, e o período da estrela afetam o posicionamento dos pontos no gráfico.

Percebe-se o fato de que cada combinação de EoS resulta em uma sequência de pontos que juntos formam uma linha vertical (para um mesmo par massa-raio). Ou seja, cada dupla de EoSs gera pontos em mesma frequência, distinguindo-se apenas na amplitude h_0 . Isso ocorre pois a frequência, dada pela Equação (3.27), depende apenas da massa M e do raio R , que são parâmetros que foram variados dentro de uma pequena faixa de valores.

Por outro lado, a amplitude tem a dependência com h_0 :

$$h_0 \sim \Delta E^{1/2}, 1/r, R^{5/2}, 1/P^2, \quad (3.29)$$

indicando que, como confirmam os gráficos, a amplitude da OG recebida depende forte-

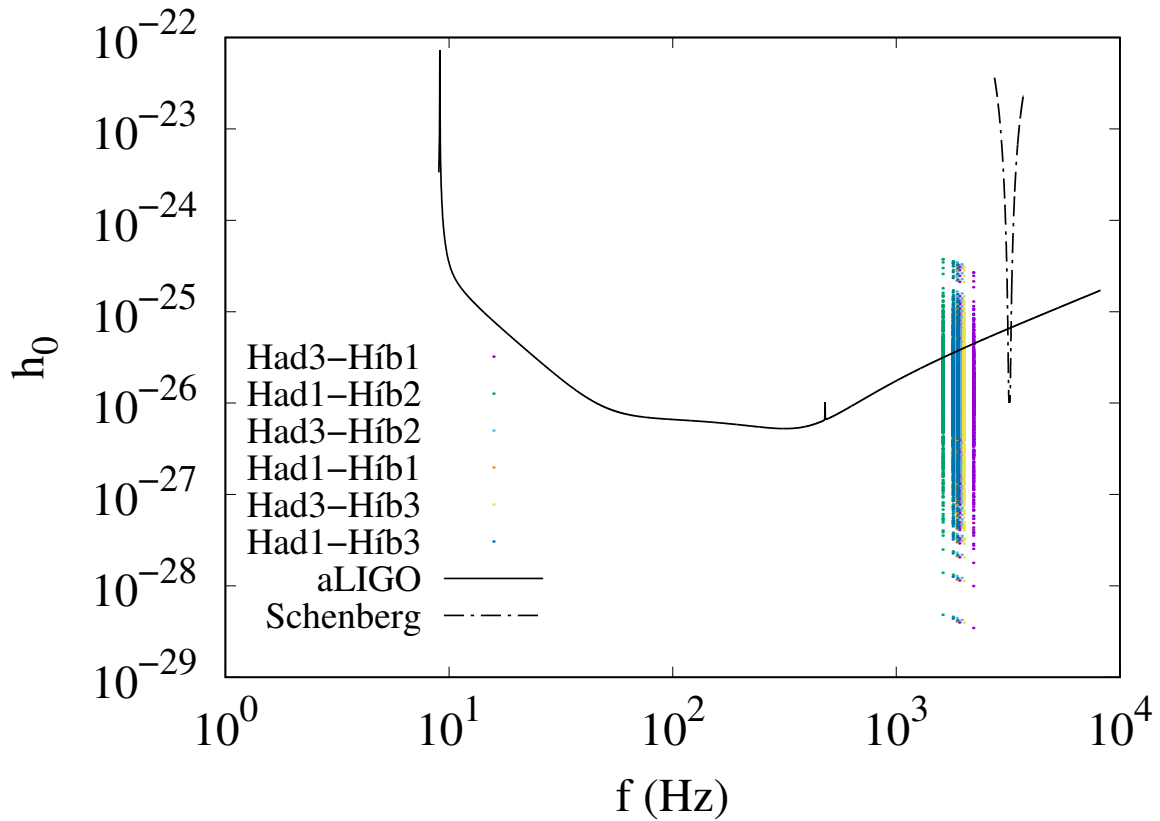


FIGURA 3.3 – Uma estimativa da amplitude inicial h_0 (adimensional) para os pulsares do catálogo (MANCHESTER *et al.*, 2005) com $P > 1$ s, considerando as diversas EoS discutidas no Capítulo 2. Cada ponto no gráfico indica um pulsar que sofreu transição de fase, indo de uma configuração hadrônica para uma configuração híbrida. Foram utilizadas duas EoS para a fase hadrônica (Had1 e Had3) e três EoS para a fase híbrida (Híb1, Híb2, e Híb3), totalizando seis combinações possíveis. A linha contínua e a linha tracejada representam, respectivamente, as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO (LIGO Scientific Collaboration *et al.*, 2015) e Mario Schenberg (AGUIAR *et al.*, 2012). Para ambas as curvas foi considerado o tempo de integração de um ano.

mente da distância até a fonte e, num segundo momento, do período de rotação.

Reitera-se que a energia disponível também depende unicamente das massas gravitacionais e, portanto, tem menor impacto na amplitude.

O raio, por fim, também vem de valores fiduciais e, quando comparado com as ordens de r e P , tem pouca variação dentre as configurações estudadas.

Analisando agora a relação da frequência com as EoS utilizadas, é conveniente utilizar a Figura 2.17. Percebe-se que o par de maior frequência (Had3-Híb1, indicado nas Figuras 3.3 e 3.4 pela cor roxa), é o que tem maior diferença de energia gravitacional entre as fases. Por outro lado, o par de menor frequência (Had1-Híb2, indicado nas Figuras 3.3 e 3.4 pela cor verde), é o que apresenta menor diferença de energia gravitacional.

Em uma primeira análise, a faixa de frequência da OG emitida pelo fenômeno estudado

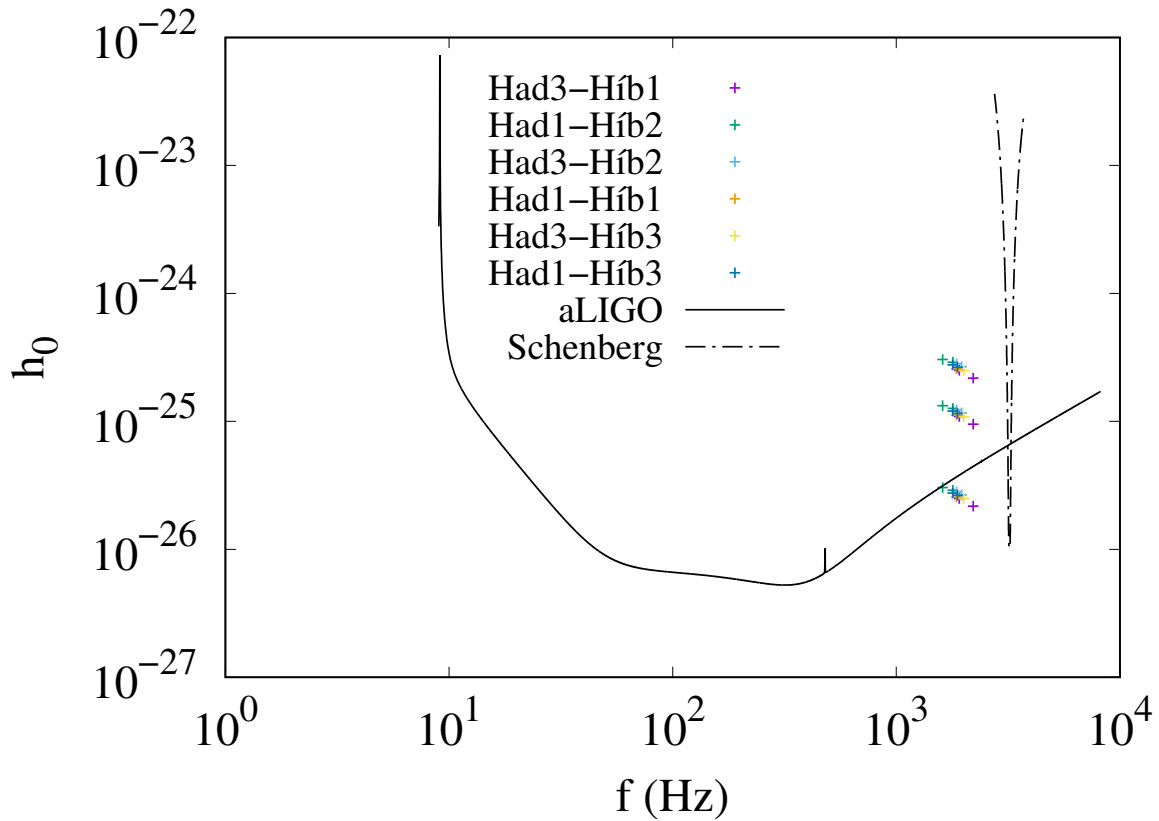


FIGURA 3.4 – A estimativa da amplitude inicial h_0 (adimensional) e a frequência das OGs para pulsares com braking index medido e $P > 0,222$ s. Em ordem decrescente de h_0 , esses pulsares são: PSRJ1846-0258, PSRJ1119-6127 e PSRJ1734-3333. Diversas combinações de EoSs foram utilizadas, conforme discutido no Capítulo 2, e são indicadas na legenda. Cada cruz no gráfico indica um pulsar que sofreu transição de fase, indo de uma configuração hadrônica para uma configuração híbrida. Foram utilizadas duas EoSs para a fase hadrônica (Had1 e Had3) e três EoSs para a fase híbrida (Híb1, Híb2, e Híb3), totalizando seis combinações possíveis. A linha contínua e a linha tracejada representam, respectivamente, as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO (LIGO Scientific Collaboration *et al.*, 2015) e Mario Schenberg (AGUIAR *et al.*, 2012). Para ambas as curvas foi considerado o tempo de integração de um ano.

aparenta não ter grande variação ao testarmos diferentes parametrizações nos modelos. Porém, considerando a escala da figura, mesmo uma pequena diferença na frequência que se detecta o sinal pode ser fundamental para dar pistas de qual EoS deve compor determinada estrela. Indo além, se combinado com dados do espectro eletromagnético do mesmo pulsar podem levar a uma melhor estimativa dos parâmetros do mesmo.

Por outro lado, eventos mais próximos aumentariam consideravelmente a amplitude da OG, aumentando também chance de detecção.

Pulsares com alta taxa de rotação também merecem atenção, dada a dependência da amplitude da OG com o período. Dessa forma, a combinação de um pulsar de milissegundos a uma pequena distância aponta a situação mais favorável para a detecção de OG

provindas de transição de fase em ENs.

Também é interessante comparar nossos resultados com outros presentes na literatura. Considerando (MARRANGHELLO *et al.*, 2002), por exemplo, percebe-se que o autor utilizou períodos da ordem de 1 ms, o que leva a tempos de amortecimento da ordem de 10-100 ms. No caso citado, as amplitudes das ondas gravitacionais são bem maiores do que aquelas que estimamos no presente trabalho.

No caso da Figura 3.3, por exemplo, utilizou-se 1 s para o período mínimo, o que resulta em amplitudes de até seis ordens de magnitude menores do que aquelas que poderiam ser obtidas considerando-se pulsares com período de 1 ms. Dessa forma, frisamos que nossa estimativa é deveras conservadora. Além disso, já que não foi considerada a rotação na modelagem da estrela, prezamos pela autoconsistência.

Por outro lado, se considerássemos $\eta = 0,1$ e lembrando que $h_0 \sim \eta^{1/2}$, se obteria uma amplitude cerca de 44% menor do que aquela obtida utilizando-se $\eta = 0,5$. Um sinal de $h_0 = 1 \times 10^{-25}$, por exemplo, cairia para $h_0 = 6 \times 10^{-26}$. Isso mostra que uma redução em 40% no fator de eficiência de conversão de energia resulta em uma amplitude inicial apenas uma ordem de grandeza menor.

Mais uma importante observação pode ser feita a respeito da razão sinal-ruído, dado por (MARRANGHELLO *et al.*, 2002):

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \frac{4}{5} h_0^2 \left(\frac{\tau}{S_n}\right) \left(\frac{Q^2}{1+4Q^2}\right), \quad (3.30)$$

onde o fator de qualidade da oscilação é $Q = \pi\tau\nu_0$ e S_n é o espectro de potência de ruído do detector, que é essencialmente o quadrado da amplitude de sensibilidade para uma dada frequência. Vimos que, no presente caso, temos τ muito grande, de forma que o último termo da expressão (3.30) se reduz a 1/4. Então, substituindo h_0 e ΔE temos:

$$r^2 = \frac{4}{5} \frac{G}{c\pi^2} \frac{\Delta M_G}{\nu_0^2 S_n} \frac{\eta}{(S/N)^2}, \quad (3.31)$$

o que indica que a razão sinal-ruído depende basicamente da energia disponível. Além disso, tal expressão possibilita fixar um determinado valor para a razão sinal-ruído e analisar a influência de η na distância máxima de detectabilidade.

A Tabela 3.2 compara os valores de energia total liberada na transição de fase obtidos por alguns autores. Nota-se que a fração de massa solar convertida em energia varia entre 0,829 e 18,63%.

No presente trabalho, a energia gravitacional liberada na transição de fase se deu na faixa de $1,4-3,5 \times 10^{45}$ J, sem considerar o fator de eficiência. Esse valor está de acordo com, por exemplo (MALLICK; SAHU, 2014), que aponta um valor de 10^{46} J. Tal fato

TABELA 3.2 – Um comparativo entre os valores de energia total liberada na transição de fase obtidos por alguns autores. A energia é apresentada em J e também em função da massa solar.

Autor	$\Delta M_G c^2$ (J)	$\Delta M_G c^2$ ($M_\odot c^2$)
Presente trabalho	$1,4\text{--}3,5 \times 10^{45}$	0.00829–0.01984
(MARRANGHELLO <i>et al.</i> , 2002)	$7,238 \times 10^{45}\text{--}3,33 \times 10^{46}$	0,0405–0,1863
(MALLICK; SAHU, 2014)	10^{46}	0.05595607

sugere que foram acertadas a abordagem e metodologia utilizadas, bem como favorece a validação dos resultados estimados para amplitude.

Colocando $R = 10$ km e $M = 1,4 M_\odot$ na Equação (3.27), temos $\nu^2 = 6,1 \times 10^6 \text{s}^{-2}$ e $S_n = 6,8 \times 10^{-46}$. Então, fixando $S/N = 5, 10$ e variando o fator de eficiência no intervalo $0 < \eta < 1$, podemos verificar qual a distância máxima que uma estrela deve estar para haver detecção, considerando a energia liberada em determinada configuração. Para a Figura 3.5 foram consideradas as combinações Had1-Híb2 e Had3-Híb1.

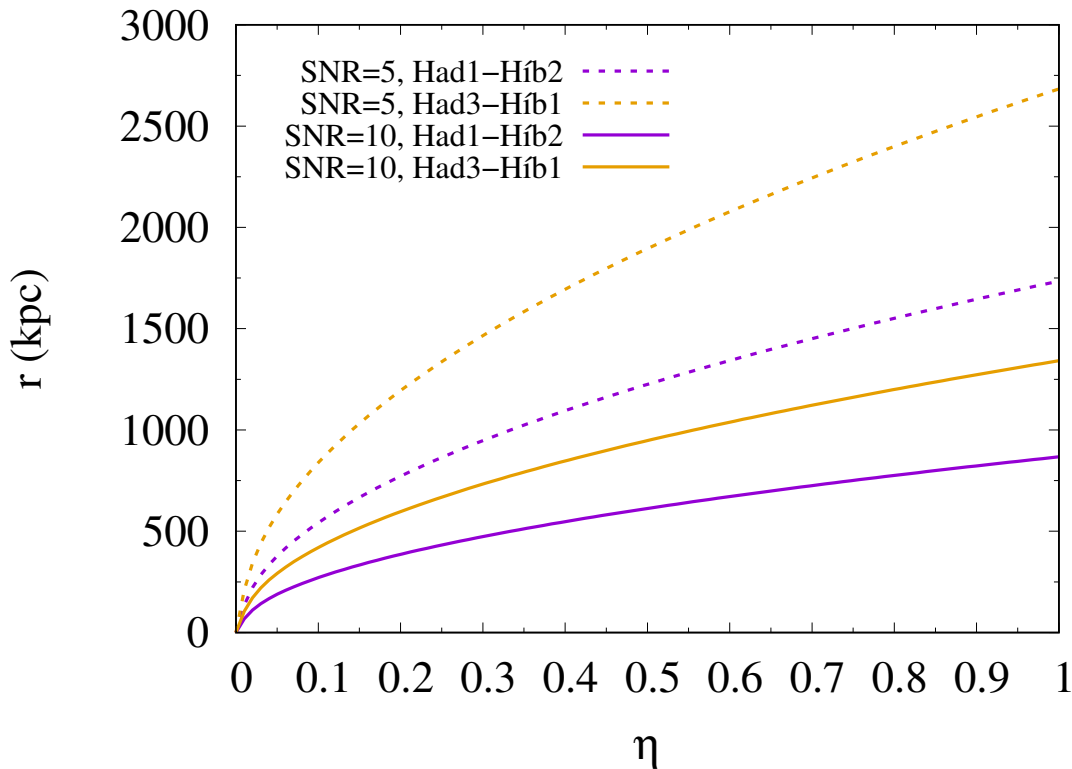


FIGURA 3.5 – O horizonte de eventos: a distância máxima que uma estrela deve estar para haver detecção em função do fator de eficiência de conversão de energia. Variando o fator de eficiência no intervalo $0 < \eta < 1$, obtêm-se distâncias de até 3000 kpc. Considerando $\eta = 0,5$ e $5 < S/N < 10$, as configurações utilizadas apontam para um horizonte de eventos entre 500 e 2000 kpc.

Para melhor interpretar essa figura, convém comparar com as distâncias até alguns

pulsares e galáxias. O catálogo com 2536 pulsares utilizado nesse trabalho, por exemplo, apresenta objetos a distâncias que variam de um décimo de kpc até 60 kpc, sendo que a grande maioria se concentra abaixo de 20 kpc. O diâmetro médio da Via Láctea é 31 kpc. Já a galáxia de Andrômeda, a galáxia espiral mais próxima da Via Láctea, está a 767 kpc de nós.

Dessa forma, temos que seria possível detectar eventos desse tipo em nossa galáxia, mesmo com baixa eficiência. Ainda mais, com uma eficiência intermediária, tais eventos seriam detectáveis em outras galáxias.

Também é notável como pequenas variações nos parâmetros das EoS influem tão incisivamente na quantidade de energia liberada, dada a grande variação da distância para diferentes EoS.

Acabamos de ver como pode-se estimar a frequência e a amplitude inicial da onda gravitacional emitida por uma estrela de nêutrons que passa por uma transição de fase hádron-quark. A partir do cálculo de h_0 feito para 2536 pulsares catalogados, vimos que os parâmetros como massa, raio, distância até a Terra e período de rotação da estrela são importantíssimos para tal estimativa. Além disso, fica evidente que uma futura detecção de OG provinda de tal evento traria pistas importantes sobre as EoS das ENs.

No próximo capítulo serão repassados os principais pontos do trabalho desenvolvido, dando destaque para as conclusões obtidas e para as perspectivas para trabalhos futuros.

4 Conclusão e Perspectivas

Chegamos ao fim do presente trabalho. É hora de elencar algumas conclusões e perspectivas, dando destaque para o trabalho que foi desenvolvido, para os resultados obtidos, para as dificuldades encontradas, e também planejar os próximos passos a serem seguidos.

Conclusões a respeito do trabalho desenvolvido:

- diversas EoSs foram estudadas e obtidas mediante a literatura. Com o auxílio da construção de gráficos, as mesmas foram validadas através da comparação com a literatura especializada;
- utilizando-se as diversas EoSs obtidas, foi possível resolver as estruturas das estrelas por meio das equações de OV. Tal passo também foi validado, dado que as estrelas obtidas apresentaram parâmetros com valores dentro do intervalo esperado;
- calculou-se a quantidade de energia liberada por ENs devido à transição de fase hádron-quark. Tal fato foi possível pois, ao resolver as equações de OV, temos disponível tanto a massa gravitacional quanto a massa bariônica. Dado que uma estrela conserva sua massa bariônica na transição de fase, torna-se simples o cálculo da energia disponível a partir da diferença de massas gravitacionais;
- foi revisada a TRG, que apresenta as OGs como soluções físicas. Discutiu-se a questão das polarizações das OGs e perda de energia por uma oscilação axissimétrica não-radial da estrela;
- verificou-se a importância dos fatores P e τ , dado que os mesmos têm relação direta com o tipo de tratamento a ser dado às curvas de sensibilidade dos detectores;
- pôde-se estimar a amplitude inicial das OGs devido à transição de fase hádron-quark considerando o modo fundamental das oscilações. Embora há outros modos de oscilação, o modo f é o que carrega a maior parte da energia, e por isso é o de maior importância no estudo do fenômeno aqui proposto; e
- foi possível construir gráficos de $h_0(f)$ comparando as amplitudes estimadas com as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO e Mario Schenberg.

A respeito do resultados obtidos e suas discussões, temos que:

- considerando a análise dos gráficos que mostram a estrutura das estrelas, não há dúvidas de que, ao sofrer transição de fase hádron-quark, as ENs tem seus raios e massas gravitacionais reduzidos;
- pares de EoSs que resultam em estrelas com maior diferença de massa gravitacional aparentam emitir OG em frequências ligeiramente maiores;
- alguns pulsares apresentam características que os tornam detectáveis pelo aLIGO, caso venham sofrer transições de fase do tipo estudadas nesse trabalho. Considerando a forte dependência de h com r e com P , espera-se que um pulsar em alta rotação e próximo o suficiente da Terra emita OGs passíveis de detecção pelo aLIGO;
- a amplitude da OG tem forte dependência com a distância até a Terra e com a velocidade de rotação dos pulsares;
- o uso de diferentes EoS modifica a frequência da onda emitida (devido a diferentes pares M-R para uma mesma massa bariônica), e também altera sua amplitude devido às diferenças das massas gravitacionais para os diferentes modelos; e
- considerando as melhorias que serão aplicadas ao aLIGO nos próximos cinco anos (ABBOTT *et al.*, 2016), aumenta-se consideravelmente a chance de que os eventos aqui considerados recaiam acima da linha de sensibilidade do citado detector.

Temos como principais perspectivas:

- testar modelos hadrônicos e quarkônicos variados e mais realísticos. Pode-se citar, por exemplo, o modelo de Nambu–Jona-Lasinio (NAMBU; JONA-LASINIO, 1961);
- a respeito da estrutura da estrela e das EoSs, são inúmeras as discussões e modelos disponíveis na literatura (LATTIMER; PRAKASH, 2001; ÖZEL; FREIRE, 2016), sendo natural a busca pelo teste de um maior número delas;
- explorar outras condições para a transição de fase em estrelas como, por exemplo, a construção de Maxwell para transição de fase, bem como melhor compreender as transições de fase de segunda ordem e sua influência na estrutura da estrela;
- melhorar a compreensão do mecanismo de emissão de onda gravitacional através da transformação de energia afim de obter melhores estimativas da eficiência η ;
- considerar os diversos modos de oscilação da estrela;

- resolver equações relativísticas compatíveis com objetos deformados e em rotação. Tais métodos já foram apresentados na literatura (WEBER, 1999) e, se implementados, trariam resultados mais realísticos. Além disso, permitiria a utilização de pulsares com $P < 0,1$ s para as estimativas de h . Como vimos, considerar altas velocidades de rotação é um fator de grande importância para tal estimativa; e
- conhecer melhor as características dos detectores em operação ou em projeto. Outros detectores, como o AdV (ABBOTT *et al.*, 2016), por exemplo, estão próximos de iniciar suas corridas observacionais. O AdV apresentará curvas de sensibilidade semelhantes ao do aLIGO, de forma que é de grande interesse utilizar também seus dados para realizar as comparações.

Isso é tudo. Fica aqui o incentivo e convite para aqueles interessados em dar continuidade aos estudos de transição de fase hádron-quark em estrelas de nêutrons e emissão de ondas gravitacionais.

Referências

ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T. D. GW151226: Observation of gravitational waves from a 22-solar-mass binary black hole coalescence. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 116, p. 241103, Jun 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.241103>>.

ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T. D. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 116, p. 061102, Feb 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>>.

ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T. D. GW170104: Observation of a 50-solar-mass binary black hole coalescence at redshift 0.2. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 118, p. 221101, Jun 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.221101>>.

ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T. D.; et al. Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with advanced ligo and advanced virgo. **Living Reviews in Relativity**, v. 19, n. 1, p. 1, Feb 2016. ISSN 1433-8351. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/lrr-2016-1>>.

ABRAMOVICI, A. *et al.* LIGO: The Laser interferometer gravitational wave observatory. **Science**, v. 256, p. 325–333, 1992.

ADLER, R.; BAZIN, M.; SCHIFFER, M. **Introduction to general relativity**. McGraw-Hill, 1965. (International series in pure and applied physics). Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=vHUuAAAAIAAJ>>.

AGUDELO, D. F. T. **Materia de quarks a temperatura finita**. 104 p. Dissertação (Mestrado) — Centro de Ciências Físicas e Matemáticas, Programa de Pós-Graduação em Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2013. Disponível em: <<https://repositorio.ufsc.br/xmlui/handle/123456789/106802>>. Acesso em: 23 jun. 2017.

AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L. A.; BARROSO, J. J. The Brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: status report. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, n. 8, p. S239, 2006. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/23/i=8/a=S30>>.

AGUIAR, O. D.; BARROSO, J. J.; CARVALHO, N. C. Status report of the schenberg gravitational wave antenna. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 363, n. 1, p. 012003, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1742-6596/363/i=1/a=012003>>.

- ALFORD, M.; BRABY, M.; PARIS, M.; REDDY, S. Hybrid stars that masquerade as neutron stars. **The Astrophysical Journal**, v. 629, n. 2, p. 969, 2005. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0004-637X/629/i=2/a=969>>.
- ANDERSSON, N.; KOKKOTAS, K. D. Gravitational waves and pulsating stars: What can we learn from future observations? **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 77, p. 4134–4137, Nov 1996. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.4134>>.
- ANDERSSON, N.; KOKKOTAS, K. D. Towards gravitational wave asteroseismology. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 299, n. 4, p. 1059–1068, 1998. Disponível em: <+ <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01840.x>>.
- ARAÚJO, J. C. N. de. Ondas gravitacionais y objetos compactos (Gravitational waves and compact objects). **ArXiv e-prints**, maio 2013.
- ARAÚJO, J. C. N. de; COELHO, J. G.; COSTA, C. A. Gravitational waves from pulsars in the context of magnetic ellipticity. **The European Physical Journal C**, v. 77, n. 5, p. 350, 2017. ISSN 1434-6052. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4925-3>>.
- ARBAÑIL, J. D.; MALHEIRO, M. Radial stability of anisotropic strange quark stars. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2016, n. 11, p. 012, 2016. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1475-7516/2016/i=11/a=012>>.
- ARBAÑIL, J. D. V.; MALHEIRO, M. Equilibrium and stability of charged strange quark stars. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 92, p. 084009, Oct 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.92.084009>>.
- BAADE, W.; ZWICKY, F. Cosmic Rays from Super-novae. **Contributions from the Mount Wilson Observatory, vol. 3, pp.79-83**, v. 3, p. 79–83, 1934.
- BAADE, W.; ZWICKY, F. On Super-novae. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 20, p. 254–259, maio 1934.
- BAADE, W.; ZWICKY, F. Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. **Physical Review**, v. 46, p. 76–77, jul. 1934.
- BACKER, D. C.; KULKARNI, S. R.; HEILES, C.; DAVIS, M. M.; GOSS, W. M. A millisecond pulsar. **Nature**, v. 300, p. 615–618, dez. 1982.
- BETHE, H. A. Energy production in stars. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 55, p. 434–456, Mar 1939. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.434>>.
- BETHE, H. A. Energy production in stars. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 55, p. 103–103, Jan 1939. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.103>>.
- BLASCHKE, D.; GLENDENNING, N. K.; SEDRAKIAN, A. **Physics of neutron star interiors**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2001.

- BODMER, A. R. Collapsed nuclei. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 4, p. 1601–1606, Sep 1971. Disponível em:
<<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.4.1601>>.
- CAMENZIND, M. **Compact Objects in Astrophysics: White Dwarfs, Neutron Stars and Black Holes**. Springer Customer Service Center Gmbh, 2016. (Astronomy and Astrophysics Library). ISBN 9783662500323. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=-WKIDAEACAAJ>>.
- CHADWICK, J. Possible Existence of a Neutron. **Nature**, v. 129, p. 312, fev. 1932.
- CHADWICK, J. The Existence of a Neutron. **Proceedings of the Royal Society of London Series A**, v. 136, p. 692–708, jun. 1932.
- CHAISSON, E.; MCMILLAN, S. **Astronomy: a beginner's guide to the universe**. Pearson/Prentice Hall, 2006. ISBN 9780131871656. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=1000AQAAIAAJ>>.
- CHAU, W.-Y. Gravitational radiation from neutron stars. **The Astrophysical Journal**, v. 147, p. 664, 1967.
- CHODOS, A.; JAFFE, R. L.; JOHNSON, K.; THORN, C. B.; WEISSKOPF, V. F. New extended model of hadrons. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 9, p. 3471–3495, Jun 1974. Disponível em:
<<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.9.3471>>.
- COCKE, W. J.; DISNEY, M. J.; TAYLOR, D. J. Discovery of Optical Signals from Pulsar NP 0532. **Nature**, v. 221, p. 525–527, fev. 1969.
- COELHO, J.; LENZI, C.; MALHEIRO, M.; JR, R. M.; FIOLEHAIS, M. Investigation of the existence of hybrid stars using Nambu–Jona–Lasinio models. **International Journal of Modern Physics D**, World Scientific, v. 19, n. 08n10, p. 1521–1524, 2010.
- COELHO, J. G. **Magnetares e os pulsares de anãs brancas**. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2013.
- COELHO, J. G.; CÁCERES, D. L.; LIMA, R. C. R. de; MALHEIRO, M.; RUEDA, J. A.; RUFFINI, R. The rotation-powered nature of some soft gamma-ray repeaters and anomalous x-ray pulsars. **Astronomy & Astrophysics**, v. 599, p. A87, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629521>>.
- COSTA, C. F. D. S.; AGUIAR, O. D. Spherical gravitational wave detectors: MiniGRAIL and Mario Schenberg. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 484, n. 1, p. 012012, 2014. Disponível em:
<<http://stacks.iop.org/1742-6596/484/i=1/a=012012>>.
- CREIGHTON, J.; ANDERSON, W. **Gravitational-Wave Physics and Astronomy: An Introduction to Theory, Experiment and Data Analysis**. Wiley, 2012. (Wiley Series in Cosmology). ISBN 9783527636044. Disponível em:
<https://books.google.com.br/books?id=W_TVS_6JYJcC>.

- D'INVERNO, R. **Introducing Einstein's Relativity**. Clarendon Press, 1992. ISBN 9780198596868. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=isdscAAAQBAJ>>.
- DRAGO, A.; LAVAGNO, A. From quark stars to hybrid stars. **Physics Letters B**, v. 511, n. 2, p. 229 – 234, 2001. ISSN 0370-2693. Disponível em:
<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301005792>>.
- EINSTEIN, A. Die grundlage der allgemeinen relativitätstheorie. **Annalen der Physik**, WILEY-VCH Verlag, v. 354, n. 7, p. 769–822, 1916. ISSN 1521-3889. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/andp.19163540702>>.
- EINSTEIN, A. Näherungsweise integration der feldgleichungen der gravitation. **Sitzungsberichte**, p. 688–696, 1916. Disponível em: <www.scopus.com>.
- EINSTEIN, A. **Relativity: The Special and General Theory**. Read Books, 2009. ISBN 9781444637625. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=x49nkF7HYncC>>.
- FILHO, K. de S. O.; SARAIVA, M. D. F. O. **Astronomia e astrofísica**. [S.l.]: Livraria da Física, 2014. ISBN 9788570255396.
- FILHO, K. de S. O.; SARAIVA, M. D. F. O. **Esquema de evolução estelar**. 2016. Disponível em: <<http://astro.if.ufrgs.br/estrelas/node14.htm>>. Acesso em: 18 mai. 2017.
- FILHO, K. de S. O.; SARAIVA, M. D. F. O. **O Diagrama Cor-Magnitude - Hertzsprung-Russel**. 2016. Disponível em:
<<http://astro.if.ufrgs.br/estrelas/node2.htm>>. Acesso em: 12 jun. 2017.
- FINN, L. S. Observational constraints on the neutron star mass distribution. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 73, p. 1878–1881, Oct 1994. Disponível em:
<<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.1878>>.
- GELL-MANN, M. A schematic model of baryons and mesons. **Physics Letters**, v. 8, n. 3, p. 214 – 215, 1964. ISSN 0031-9163. Disponível em:
<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031916364920013>>.
- GERLACH, U. H. Equation of state at supranuclear densities and the existence of a third family of superdense stars. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 172, p. 1325–1330, Aug 1968. Disponível em:
<<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.172.1325>>.
- GIACCONI, R.; GURSKY, H.; PAOLINI, F. R.; ROSSI, B. B. Evidence for x rays from sources outside the solar system. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 9, p. 439–443, Dec 1962. Disponível em:
<<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.439>>.
- GLENDENNING, N. **Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity**. Springer, 2012. (Astronomy and Astrophysics Library). ISBN 9781468404937. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=JiRxMQEACAAJ>>.

- GLENDENNING, N. K. The hyperon composition of neutron stars. **Physics Letters B**, v. 114, n. 6, p. 392 – 396, 1982. ISSN 0370-2693. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269382900788>>.
- GLENDENNING, N. K. Neutron stars are giant hypernuclei? **Astrophysical Journal**, v. 293, p. 470–493, jun. 1985.
- GLENDENNING, N. K. Hyperons in neutron stars. **Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei**, v. 326, n. 1, p. 57–64, 1987. ISSN 0939-7922. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/BF01294571>>.
- GLENDENNING, N. K. Role of hyperons and pions in neutron stars and supernova. **Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei**, v. 327, n. 3, p. 295–300, 1987. ISSN 0939-7922. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/BF01284453>>.
- GLENDENNING, N. K. **Compact stars: nuclear physics, particle physics, and general relativity**. New York, NY: Springer, 2000. (Astronomy and Astrophysics Library). Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/351020>>.
- GLENDENNING, N. K.; MOSZKOWSKI, S. A. Reconciliation of neutron-star masses and binding of the Λ in hypernuclei. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 67, p. 2414–2417, Oct 1991. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.2414>>.
- GOLD, T. Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources. **Nature**, v. 218, p. 731–732, maio 1968.
- GOTTARDI, L.; WAARD, A. de; USENKO, O.; FROSSATI, G.; PODT, M.; FLOKSTRA, J.; BASSAN, M.; FAFONE, V.; MINENKOV, Y.; ROCCHI, A. Sensitivity of the spherical gravitational wave detector MiniGRAIL operating at 5 K. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 76, p. 102005, Nov 2007. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.76.102005>>.
- GROSS, D. J.; WILCZEK, F. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 30, p. 1343–1346, Jun 1973. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>>.
- HANSEN, C.; KAWALER, S.; TRIMBLE, V. **Stellar Interiors: Physical Principles, Structure, and Evolution**. Springer New York, 2004. (Astronomy and Astrophysics Library). ISBN 9780387200897. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=NnBq7R0M4UgC>>.
- HARDING, A. K. The neutron star zoo. **Frontiers of Physics**, v. 8, n. 6, p. 679–692, 2013. ISSN 2095-0470. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s11467-013-0285-0>>.
- HARTLE, J. B. Slowly Rotating Relativistic Stars. I. Equations of Structure. **Astrophysical Journal**, v. 150, p. 1005, dez. 1967.
- HAWKING, S.; ISRAEL, W. **Three Hundred Years of Gravitation**. Cambridge University Press, 1989. (Philosophiae Naturalis, Principia Mathematica). ISBN 9780521379762. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=Vq787qC5PWQC>>.

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, fev. 1968.

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

ITOH, N. Hydrostatic equilibrium of hypothetical quark stars. **Progress of Theoretical Physics**, v. 44, n. 1, p. 291–292, 1970.

KAWALER, S. D.; NOVIKOV, I.; SRINIVASAN, G.; MEYNET, G.; SCHAERER, D. **Stellar Remnants**. [S.l.: s.n.], 1996.

KIPPENHAHN, R.; WEIGERT, A.; WEISS, A. **Stellar Structure and Evolution**. [S.l.: s.n.], 2012.

KOPELIOVICH, B. Z.; REZAEIAN, A. H. Applied High Energy QCD. **Int. J. Mod. Phys.**, E18, p. 1629–1696, 2009. [51(2008)].

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **The classical theory of fields**. Oxford: Pergamon, 1971. (Course of theoretical physics). Trans. from the Russian. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/101808>>.

LARGE, M. I.; VAUGHAN, A. E.; MILLS, B. Y. A Pulsar Supernova Association? **Nature**, v. 220, p. 340–341, out. 1968.

LATTIMER, J. M.; PRAKASH, M. Neutron star structure and the equation of state. **The Astrophysical Journal**, v. 550, n. 1, p. 426, 2001. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0004-637X/550/i=1/a=426>>.

LIGO Scientific Collaboration; Aasi, J.; Abbott, B. P.; Abbott, R.; Abbott, T.; Abernathy, M. R.; Ackley, K.; Adams, C.; Adams, T.; Addesso, P.; AL. et. Advanced LIGO. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 7, p. 074001, abr. 2015.

LIGO-VIRGO. The LSC-Virgo white paper on gravitational wave data analysis. **Document Control Center**, 2013. Disponível em: <<https://dcc.ligo.org/public/0103/T1300432/002/main.pdf>>.

LINDBLOM, L. Determining the nuclear equation of state from neutron-star masses and radii. **The Astrophysical Journal**, v. 398, p. 569–573, out. 1992.

MAGGIORE, M. **Gravitational Waves: Volume 1: Theory and Experiments**. OUP Oxford, 2008. (Gravitational Waves). ISBN 9780198570745. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=mk-1DAAAQBAJ>>.

MALLICK, R.; SAHU, P. Phase transitions in neutron star and magnetars and their connection with high energetic bursts in astrophysics. **Nuclear Physics A**, v. 921, p. 96 – 113, 2014. ISSN 0375-9474. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947413007926>>.

MANCHESTER, R. N.; HOBBS, G. B.; TEOH, A.; HOBBS, M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. **Astronomical Journal**, v. 129, p. 1993–2006, abr. 2005.

MARRANGHELLO, G. F.; VASCONCELLOS, C. A. Z.; PACHECO, J. A. de F. Phase transitions in neutron stars and gravitational wave emission. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 66, p. 064027, Sep 2002. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.66.064027>>.

MENEZES, D. P.; PROVIDÊNCIA, C.; MELROSE, D. B. Quark stars within relativistic models. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 32, n. 8, p. 1081, 2006. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=8/a=001>>.

MISNER, C.; THORNE, K.; WHEELER, J. **Gravitation**. W. H. Freeman, 1973. (Gravitation, pt. 3). ISBN 9780716703440. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=w4Gigq3tY1kC>>.

MOORE, C. J.; COLE, R. H.; BERRY, C. P. L. Gravitational-wave sensitivity curves. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 1, p. 015014, jan. 2015.

NAMBU, Y.; JONA-LASINIO, G. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. i. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 122, p. 345–358, Apr 1961. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.122.345>>.

OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M. On massive neutron cores. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 55, p. 374–381, Feb 1939. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.374>>.

PACHECO, J. A. F. Potential gravitational wave sources and laser beam interferometers. In: _____. **Relativistic Aspects of Nuclear Physics**. World Scientific, 2011. p. 158–172. Disponível em: <http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812799814_0012>.

PACINI, F. Rotating neutron stars, pulsars and supernova remnants. **Nature**, v. 219, p. 145–146, 1968.

PANDA, P. K.; MENEZES, D. P.; PROVIDÊNCIA, C. Hybrid stars in the quark-meson coupling model with superconducting quark matter. **Phys. Rev. C**, American Physical Society, v. 69, p. 025207, Feb 2004. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.025207>>.

PAOLI, M. G.; MENEZES, D. P. The importance of the mixed phase in hybrid stars built with the Nambu-Jona-Lasinio model. **The European Physical Journal A**, v. 46, n. 3, p. 413–420, 2010. ISSN 1434-601X. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2010-11059-0>>.

PATRIGNANI, C.; PDG. Review of particle physics. **Chinese Physics C**, v. 40, n. 10, p. 100001, 2016. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1674-1137/40/i=10/a=100001>>.

POLITZER, H. D. Reliable perturbative results for strong interactions? **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 30, p. 1346–1349, Jun 1973. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346>>.

PRESS, W. H.; THORNE, K. S. Gravitational-wave astronomy. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 10, n. 1, p. 335–374, 1972.

RAYLEIGH, J. W. S. **The Theory of Sound**. [S.l.]: Dover, 1945.

RICHARDS, D. W.; COMELLA, J. M. The Period of Pulsar NP 0532. **Nature**, v. 222, p. 551–552, maio 1969.

RINDLER, W. **Relativity: Special, General, and Cosmological**. OUP Oxford, 2006. ISBN 9780198567325. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=LkEhsgmP4vEC>>.

SARAIVA, M. D. F. O.; FILHO, K. de S. O.; MÜLLER, M. M. **Formação e Evolução Estelar**. 2012. Disponível em:
<<http://www.if.ufrgs.br/fis02001/aulas/Aula20-122.pdf>>. Acesso em: 05 ago. 2017.

SAULSON, P. **Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors**. World Scientific, 1994. ISBN 9789810218201. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=4JyGQgAACAAJ>>.

SCHUTZ, B. **A First Course in General Relativity**. Cambridge University Press, 2009. ISBN 9780511539114. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=BPH5jwEACAAJ>>.

SHAPIRO, S.; TEUKOLSKY, S. **Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects**. Wiley, 2008. ISBN 9783527617678. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=CB2kZ-vMhaoC>>.

SOTANI, H.; TOMINAGA, K.; MAEDA, K.-i. Density discontinuity of a neutron star and gravitational waves. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 65, p. 024010, Dec 2001. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.024010>>.

STAEELIN, D. H.; REIFENSTEIN, E. C. Pulsating radio sources near the crab nebula. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 162, n. 3861, p. 1481–1483, 1968. ISSN 0036-8075. Disponível em:
<<http://science.sciencemag.org/content/162/3861/1481>>.

STERGIOULAS, N. Rotating stars in relativity. **Living Reviews in Relativity**, v. 1, n. 1, p. 8, Jun 1998. ISSN 1433-8351. Disponível em:
<<http://dx.doi.org/10.12942/lrr-1998-8>>.

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

THORNE, K. S. Gravitational radiation. In: _____. **Three Hundred Years of Gravitation**. [S.l.: s.n.], 1987. p. 330–458.

THORSETT, S. E.; CHAKRABARTY, D. Neutron star mass measurements. i. radio pulsars. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 512, n. 1, p. 288, 1999.

- TOLMAN, R. C. Static solutions of einstein's field equations for spheres of fluid. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 55, p. 364–373, Feb 1939. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.364>>.
- UECHI, S. T.; UECHI, H. Hardon-quark hybrid stars constructed by the nonlinear σ - ω - ρ mean-field model and mit-bag model. **Open Access Library Journal**, Scientific Research Publishing, v. 2, n. 11, p. 1, 2015.
- WAARD, A. de; BENZAIM, Y.; FROSSATI, G.; GOTTARDI, L.; MARK, H. van der; FLOKSTRA, J.; PODT, M.; BASSAN, M.; MINENKOV, Y.; MOLETI, A.; ROCCHI, A.; FAFONE, V.; PALLOTTINO, G. V. MiniGRAIL progress report 2004. **Classical and Quantum Gravity**, v. 22, n. 10, p. S215, 2005. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/22/i=10/a=012>>.
- WATTS, A. L.; ANDERSSON, N.; CHAKRABARTY, D. Colloquium: Measuring the neutron star equation of state using x-ray timing. **Rev. Mod. Phys.**, American Physical Society, v. 88, p. 021001, Apr 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.88.021001>>.
- WEBER, F. **Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics**. Taylor & Francis, 1999. (Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation). ISBN 9780750303323. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=uxHBcb2XHAc>>.
- WEBER, F. Strangeness in neutron stars. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 27, n. 3, p. 465, 2001. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0954-3899/27/i=3/a=326>>.
- WEBER, F. Strange quark matter and compact stars. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 54, n. 1, p. 193 – 288, 2005. ISSN 0146-6410. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641004001061>>.
- WEINBERG, S. **Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity**. Wiley, 1972. ISBN 9780471925675. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=c5fvAAAAMAAJ>>.
- WITTEN, E. Cosmic separation of phases. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 30, p. 272–285, Jul 1984. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.30.272>>.
- WOODAHL, B. **Stars And Galaxies**. 2008. Disponível em: <<http://woodahl.physics.iupui.edu/Astro105/OLDindex.html>>. Acesso em: 18 mai. 2017.
- ZACCHI, A.; HANAUSKE, M.; SCHAFFNER-BIELICH, J. Stable hybrid stars within a SU(3) quark-meson-model. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 93, p. 065011, Mar 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.065011>>.
- ZWEIG, G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1. 1964.

ZWEIG, G. An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2. In: LICHTENBERG, D.; ROSEN, S. P. (Ed.). **Developments in the quark theory of hadrons**. [s.n.], 1964. v. 1, p. 22–101. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/4674/files/cern-th-412.pdf>>.

ÖZEL, F.; FREIRE, P. Masses, radii, and the equation of state of neutron stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 54, n. 1, p. 401–440, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081915-023322>>.

Apêndice A - Convenções

Neste primeiro apêndice apresentamos as convenções que utilizamos no presente trabalho. Elas serão úteis para melhor entender algumas partes do texto e, principalmente, dos apêndices que seguem.

As convenções que adotamos são as seguinte:

- o tensor métrico é $g_{\mu\nu}$, e seu inverso é $g^{\mu\nu}$;
- a métrica de Minkowski é $\eta_{\mu\nu}$, e seu inverso é $\eta^{\mu\nu}$;
- os símbolos de Christoffel são calculados em função da métrica:

$$\Gamma^{\gamma}_{\beta\nu} = \frac{1}{2}g^{\mu\gamma} (\partial_{\beta}g_{\nu\mu} + \partial_{\nu}g_{\beta\mu} - \partial_{\mu}g_{\beta\nu}) ; \quad (\text{A.1})$$

- o tensor de Riemann/curvatura calculado em termos dos símbolos de Christoffel:

$$R^{\mu}_{\gamma\nu\beta} = \partial_{\nu}\Gamma^{\mu}_{\gamma\beta} - \partial_{\beta}\Gamma^{\mu}_{\gamma\nu} + \Gamma^{\mu}_{\eta\nu}\Gamma^{\eta}_{\gamma\beta} - \Gamma^{\mu}_{\eta\beta}\Gamma^{\eta}_{\gamma\nu} ; \quad (\text{A.2})$$

- o tensor de Ricci pode ser obtido do tensor de Riemann:

$$R_{\gamma\beta} = g^{\mu\nu}R_{\mu\gamma\nu\beta} = R^{\nu}_{\gamma\nu\beta} ; \quad (\text{A.3})$$

- o escalar de curvatura se relaciona com o tensor de Ricci da seguinte forma:

$$R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = R^{\nu}_{\nu} ; \quad (\text{A.4})$$

- o tensor de Einstein:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R ; \quad (\text{A.5})$$

- as equações de campo de Einstein:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} . \quad (\text{A.6})$$

onde $R_{\mu\nu}$ é o tenso de Ricci, $g_{\mu\nu}$ é a métrica, R é o escalar de curvatura, e $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento.

- a contração de (A.6) com $g^{\beta\nu}$ é:

$$g^{\beta\nu} G_{\mu\nu} = g^{\beta\nu} R_{\mu\nu} \frac{1}{2} g^{\beta\nu} g_{\mu\nu} R, \quad (\text{A.7})$$

$$G_{\mu}^{\beta} = R_{\mu}^{\beta} - \frac{1}{2} \delta_{\mu}^{\beta} R. \quad (\text{A.8})$$

Apêndice B - Equações de Oppenheimer-Volkoff

As equações aqui deduzidas foram apresentadas pela primeira vez por (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939) há 78 anos, que inspirados pela análise de métricas esféricamente simétricas (TOLMAN, 1939) utilizaram a equação de um gás de Fermi degenerado para resolver a estrutura de uma estrela.

B.1 Derivação das equações de Oppenheimer-Volkoff

Considerando as equações de campo de Einstein (A.6), escolhemos uma métrica que possa representar uma estrela perfeitamente simétrica e estática. A forma mais geral possível é:

$$ds^2 = e^{\nu(r)}c^2 dt^2 - e^{\lambda(r)}dr^2 - r^2[d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2], \quad (\text{B.1})$$

onde ds representa o intervalo entre os pontos x^μ e $x^\mu + dx^\mu$.

Podemos escrever a métrica na forma de matriz

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} e^{\nu(r)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -e^{\lambda(r)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -r^2 \sin^2(\theta) \end{bmatrix}, \quad (\text{B.2})$$

onde identificamos:

$$g_{00} = e^{\nu(r)}, \quad g_{11} = -e^{\lambda(r)}, \quad g_{22} = -r^2, \quad g_{33} = -r^2 \sin^2(\theta). \quad (\text{B.3})$$

Para um fluido perfeito e isotrópico, o tensor de energia-momento é dado por:

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}, \quad (\text{B.4})$$

onde ε é a densidade de energia da matéria, p é a pressão isotrópica, e $u^\mu = \frac{dx^\mu}{ds}$ é a

quadrivelocidade do gás.

Se dividirmos os dois lados da igualdade $ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$ por ds^2 , temos

$$\begin{aligned} 1 &= g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} \\ &= g_{\mu\nu} u^\mu u^\nu \\ &= g_{00}(u^0)^2 + g_{11}(u^1)^2 + g_{22}(u^2)^2 + g_{33}(u^3)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

onde apenas o primeiro termo não é nulo. Sendo a quadrivelocidade $u^i = (1, 0, 0, 0)$, temos então $(u^0)^2 = \frac{1}{g_{00}}$.

A fim de obter o tensor misto T^μ_ν , multiplicamos (B.4) por $g_{\mu\nu}$:

$$g_{\mu\nu} T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)g_{\mu\nu} u^\mu u^\nu - pg_{\mu\nu} g^{\mu\nu}, \quad (\text{B.6})$$

e notando que $g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\xi} \frac{dx^\nu}{d\xi} = u_\nu u^\nu = 1$, temos que o tensor energia-momento é:

$$T^\mu_\nu = -p\delta^\mu_\nu + (p + \varepsilon)u^\mu u_\nu, \quad (\text{B.7})$$

de onde concluímos que:

$$T^0_0 = \varepsilon = \rho c^2, \quad T^1_1 = T^2_2 = T^3_3 = -p, \quad (\text{B.8})$$

ou, na forma de matriz:

$$T^\mu_\nu = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p \end{bmatrix}. \quad (\text{B.9})$$

Já vimos que a forma geral para os símbolos de Christoffel é dada por (A.1). Apenas doze deles, quando calculados, são não nulos. São eles:

$$\begin{aligned} \Gamma^0_{00} &= \nu', & \Gamma^1_{00} &= \nu' e^{\nu-\lambda}, & \Gamma^2_{12} &= \frac{1}{r}, & \Gamma^3_{13} &= \frac{1}{r}, \\ & & \Gamma^1_{11} &= \nu', & \Gamma^2_{21} &= \frac{1}{r}, & \Gamma^3_{31} &= \frac{1}{r}, \\ & & \Gamma^1_{22} &= -re - 2\lambda, & \Gamma^2_{33} &= -\sin(\theta) \cos(\theta), & \Gamma^3_{23} &= \cot(\theta), \\ & & \Gamma^1_{33} &= -r \sin(\theta) e^{-2\lambda}, & & & \Gamma^3_{32} &= \cot(\theta). \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Agora podemos calcular o tensor de Ricci, que tem seus componentes dados por:

$$R_{\mu\nu} = g^{\beta\gamma} R_{\beta\mu\gamma\nu}. \quad (\text{B.11})$$

A fim de condensar a notação, convém definir para a derivada de coordenada $S_{,\mu} \equiv \frac{\partial S}{\partial x^\mu}$. Temos, portanto, utilizando os símbolos de Christoffel:

$$\begin{aligned} R_{00} &= \Gamma_{0\alpha,0}^\alpha - \Gamma_{00,\alpha}^\alpha + \Gamma_{\tau 0}^\alpha \Gamma_{\alpha 0}^\tau - \Gamma_{\tau\alpha}^\alpha \Gamma_{00}^\tau \\ &= \left(-\nu'' + \lambda'\nu' - \nu'^2 - \frac{2\nu'}{r} \right) e^{2(\nu-\lambda)}, \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

$$\begin{aligned} R_{11} &= \Gamma_{1\alpha,1}^\alpha - \Gamma_{11,\alpha}^\alpha + \Gamma_{\tau 1}^\alpha \Gamma_{1\alpha}^\tau - \Gamma_{\tau\alpha}^\alpha \Gamma_{11}^\tau \\ &= \nu'' - \lambda'\nu' - \nu'^2 - \frac{2\nu'}{r}, \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

$$R_{22} = (1 + r\nu' - r\lambda') e^{-2\lambda} - 1, \quad (\text{B.14})$$

$$\begin{aligned} R_{33} &= [(1 + r\nu' - r\lambda') e^{-2\lambda} - 1] \sin^2(\theta) \\ &= R_{22} \sin^2(\theta), \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

e todos os outros termos são nulos ($R_{\mu\nu} = 0 \forall \mu \neq \nu$). Como os termos cruzados do tensor de Ricci são todos nulos, então para o escalar de Ricci sobra apenas:

$$\begin{aligned} R &= g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \\ &= g^{00} R_{00} + g^{11} R_{11} + g^{22} R_{22} + g^{33} R_{33} \\ &= e^{-2\lambda} \left(-2\nu'' + 2\lambda'\nu' - 2\nu'^2 - \frac{2}{r^2} + \frac{4\lambda'}{r} - \frac{4\nu'}{r} \right) + \frac{2}{r^2}. \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Vamos agora calcular os termos do tensor de Einstein, já utilizando o tensor e o escalar de Ricci nas equações de campo de Einstein. O tensor de Einstein só terá termos não-nulos se $\mu = \nu$. Portanto, usando tensores mistos, implicamos na anulação dos termos que contêm exponenciais em relação à $\nu(r)$.

Utilizando a contração (A.8), temos que os termos não-nulos do tensor de Einstein são:

$$G_0^0 = e^{-2\lambda} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{2\lambda'}{r} \right) - \frac{1}{r^2}, \quad (\text{B.17})$$

$$G_1^1 = e^{-2\lambda} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{2\nu'}{r} \right), \quad (\text{B.18})$$

$$G_2^2 = G_3^3 = e^{-2\lambda} \left(\nu'' + \nu'^2 - \lambda'\nu' + \frac{\nu' - \lambda'}{r} \right). \quad (\text{B.19})$$

Lembrando agora do tensor energia-momento misto na forma matricial (B.9), da ex-

pressão para as equações de campos de Einstein (A.6), e considerando os termos do tensor de Einstein (B.17), (B.18), e (B.19); temos um sistema de três equações (G_0^0 , G_1^1 , e $G_2^2 = G_3^3$), e duas incógnitas (ν' e λ'). Igualando os termos temos:

$$G_0^0 = e^{-2\lambda} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{2\lambda'}{r} \right) - \frac{1}{r^2} = -8\pi\varepsilon(r), \quad (\text{B.20})$$

$$G_1^1 = e^{-2\lambda} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{2\nu'}{r} \right) = 8\pi p(r), \quad (\text{B.21})$$

$$G_2^2 = G_3^3 = e^{-2\lambda} \left(\nu'' + \nu'^2 - \lambda'\nu' + \frac{\nu' - \lambda'}{r} \right) = 8\pi p(r). \quad (\text{B.22})$$

Podemos agora escrever λ em função da massa da estrela. Lembrando que $\lambda \equiv \lambda(r)$, e se notarmos que:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} [r(1 - e^{-2\lambda})] &= e^{-2\lambda} (2r\lambda' + e^{2\lambda} - 1) \\ &= 2re^{-2\lambda}\lambda' - e^{-2\lambda} + 1, \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

e portanto:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r(1 - e^{-2\lambda})] &= -\frac{e^{-2\lambda}}{r^2} + \frac{1}{r^2} + \frac{2e^{-2\lambda}\lambda'}{r} \\ &= -\left[e^{-2\lambda} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{2\lambda'}{r} \right) - \frac{1}{r^2} \right], \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

podemos igualar isso com (B.20) e temos então:

$$\frac{d}{dr} [r(1 - e^{-2\lambda})] = 8\pi r^2 \varepsilon(r). \quad (\text{B.25})$$

Integrando os dois lados em relação à r e resolvendo para o termo com exponencial temos:

$$e^{-2\lambda} = 1 - \frac{8\pi}{r} \int_0^r r'^2 \varepsilon(r') dr'. \quad (\text{B.26})$$

Mas a equação da continuidade de massa é:

$$M(r) = 4\pi \int_0^r r'^2 \varepsilon(r') dr', \quad (\text{B.27})$$

portanto obtemos:

$$e^{-2\lambda} = \left(1 - \frac{2M(r)}{r} \right). \quad (\text{B.28})$$

Verificando (B.2), temos que o termo g_{11} é então:

$$\begin{aligned} g_{11} &= e^{2\lambda} \\ &= \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1}, \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

onde agora explicitamos as constantes G e c .

Resolvendo (B.20) para λ' e (B.21) para ν' temos:

$$\lambda' = \frac{1}{2r} [1 - e^{2\lambda} (1 - 8\pi r^2 \varepsilon(r))], \quad (\text{B.30})$$

$$\nu' = \frac{1}{2r} [e^{2\lambda} (1 + 8\pi r^2 p(r)) - 1]. \quad (\text{B.31})$$

Agora podemos calcular ν'^2 e ν'' e substituir em (B.22), juntamente com (B.30) e (B.31). Obtemos então:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)\varepsilon(r)}{c^2 r^2} \left(1 + \frac{p(r)}{\varepsilon(r)}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{c^2 M(r)}\right) \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1}, \quad (\text{B.32})$$

que juntamente com (B.27) são chamadas de Equações de Oppenheimer-Volkoff. Essas equações expressam o balanço entre a força gravitacional e a pressão interna que age numa casca de massa $dM(r)$ e espessura dr . Elas são as equações de equilíbrio hidrostático para a Relatividade Geral. Para determinar os efeitos da Relatividade Geral, devemos avaliar a razão $\frac{GM}{r}$. Na equação (B.32), todos os três termos entre parêntesis devem ser próximos de 1 para podermos desconsiderar os efeitos da Relatividade Geral. Temos que

$$\left(1 + \frac{p(r)}{\varepsilon(r)}\right) \sim 1 \text{ se } \frac{p(r)}{\varepsilon(r)} \sim 0, \quad (\text{B.33})$$

$$\left(1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{c^2 M(r)}\right) \sim 1 \text{ se } \frac{4\pi r^3 p(r)}{c^2 M(r)} \sim 0, \quad (\text{B.34})$$

$$\left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1} \sim 1 \text{ se } \frac{2GM(r)}{c^2 r} \sim 0. \quad (\text{B.35})$$

Então, se

$$\left(1 + \frac{p(r)}{\varepsilon(r)}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{c^2 M(r)}\right) \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1} \sim 1, \quad (\text{B.36})$$

temos que

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)\varepsilon(r)}{c^2 r^2}, \quad (\text{B.37})$$

e assim recuperamos o resultado do limite newtoniano. Ou seja, os termos entre parêntesis na equação (B.32) são as correções provenientes da Teoria da Relatividade Geral à Teoria

Newtoniana. Isso é suficiente para representar o interior de uma estrela com simetria esférica, estática, e relativística.

Apêndice C - Equação de Onda

Na ausência de campos gravitacionais, a Relatividade Geral se reduz à Relatividade Restrita. Ou seja, para campos gravitacionais suficientemente fracos, a Relatividade Geral deve se aproximar da Relatividade Restrita. Uma vez que os campos gravitacionais encontrados em muitos sistemas físicos são realmente fracos, o estudo de tal aproximação é de grande importância.

Considerando as equações de campo de Einstein (A.6), mostra-se a seguir a aproximação de campo fraco em detalhes.

C.1 Aproximação de Campo Fraco

Considerando o campo gravitacional distante de fontes astrofísicas, aproxima-se a métrica como:

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + \epsilon h_{\alpha\beta}, \quad (\text{C.1})$$

em que $\eta_{\alpha\beta} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ é a métrica de Minkowski, $h_{\alpha\beta}$ é o termo de perturbação, e ϵ é um parâmetro adimensional (sendo que $\epsilon \ll 1$). Considerando que:

$$h^{\alpha\beta} = \eta^{\alpha\gamma}\eta^{\beta\nu}h_{\gamma\nu}, \quad (\text{C.2})$$

temos que:

$$(\eta_{\alpha\beta} + \epsilon h_{\alpha\beta})(\eta^{\beta\gamma} - \epsilon h^{\beta\gamma}) = \delta_{\alpha}^{\gamma} \rightarrow g^{\alpha\beta} = \eta^{\alpha\beta} - \epsilon h^{\alpha\beta}. \quad (\text{C.3})$$

Podemos calcular agora os símbolos de Christoffel (A.1):

$$\begin{aligned} \Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma} &= \frac{1}{2}\epsilon\eta^{\alpha\nu}(\partial_{\beta}h_{\nu\gamma} + \partial_{\gamma}h_{\nu\beta} - \partial_{\nu}h_{\beta\gamma}) \\ &= \frac{1}{2}\epsilon(\partial_{\beta}h^{\alpha}_{\gamma} + \partial_{\gamma}h^{\alpha}_{\beta} - \partial^{\alpha}h_{\beta\gamma}). \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

O tensor de Riemann (A.2) fica então:

$$R_{\alpha\beta\gamma\nu} = \frac{1}{2}\epsilon(\partial_{\beta}\partial_{\gamma}h_{\alpha\nu} + \partial_{\alpha}\partial_{\nu}h_{\beta\gamma} - \partial_{\beta}\partial_{\nu}h_{\alpha\gamma} - \partial_{\alpha}\partial_{\gamma}h_{\beta\nu}), \quad (\text{C.5})$$

que contraído com $\eta^{\gamma\nu}$ resulta em:

$$\begin{aligned} R_{\alpha\beta} &= \eta^{\gamma\nu} R_{\gamma\alpha\nu\beta} \\ &= \frac{1}{2}\epsilon(\partial_\gamma\partial_\beta h^\gamma_\alpha + \partial_\alpha\partial_\gamma h^\gamma_\beta - \square h_{\alpha\beta} - \partial_\alpha\partial_\beta h), \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

onde

$$\square = \eta^{\alpha\beta}\partial_\beta\partial_\alpha = \partial^\alpha\partial_\alpha \quad (\text{C.7})$$

é chamado de D'Lambertiano, e

$$h = \eta^{\alpha\beta}h_{\alpha\beta} = h^\alpha_\alpha. \quad (\text{C.8})$$

Para o escalar de Ricci temos:

$$\eta^{\gamma\nu}R_{\gamma\nu} = R = \epsilon(\partial_\gamma\partial_\nu h^{\gamma\nu} - \square h). \quad (\text{C.9})$$

Podemos então expressar o tensor de Einstein como:

$$G_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon(\partial_\beta\partial_\gamma h^\gamma_\alpha + \partial_\alpha\partial_\gamma h^\gamma_\beta - \square h_{\alpha\beta} - \partial_\alpha\partial_\beta h - \eta_{\alpha\beta}\partial_\gamma\partial_\nu h^{\gamma\nu} + \eta_{\alpha\beta}\square h). \quad (\text{C.10})$$

Agora vamos fazer uma transformação infinitesimal de coordenadas do tipo:

$$x'^\alpha = x^\alpha + \epsilon\xi^\alpha, \text{ onde } \epsilon \ll 1, \quad (\text{C.11})$$

que é conhecida como transformação de calibre. Derivando a expressão acima temos:

$$\partial_\beta x'^\alpha = \delta^\alpha_\beta + \epsilon\partial_\beta\xi^\alpha, \quad (\text{C.12})$$

e usando:

$$g_{\alpha\beta} = \partial_\alpha x'^\gamma\partial_\beta x'^\nu g'_{\gamma\nu} \quad (\text{C.13})$$

podemos encontrar que:

$$\begin{aligned} h'_{\alpha\beta} &= h_{\alpha\beta} - \partial_\alpha\xi_\beta - \partial_\beta\xi_\alpha \\ &= h_{\alpha\beta} - 2\xi_{(\alpha,\beta)}. \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

Definindo:

$$\bar{h}_{\alpha\beta} \equiv h_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}\eta_{\alpha\beta}h \quad (\text{C.15})$$

e substituindo, o tensor de Ricci fica:

$$R_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon(\partial_\beta\partial_\gamma\bar{h}^\gamma_\alpha + \partial_\alpha\partial_\gamma\bar{h}^\gamma_\beta - \square h_{\alpha\beta}), \quad (\text{C.16})$$

e conseqüentemente o escalar de Ricci:

$$R = \frac{1}{2}\epsilon(2\partial_\gamma\partial_\nu h^{\gamma\nu} - \square h), \quad (\text{C.17})$$

e também o tensor de Einstein:

$$G_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon(\partial_\beta\partial_\gamma\bar{h}^\gamma_\alpha + \partial_\alpha\partial_\gamma\bar{h}^\gamma_\beta - \square\bar{h}_{\alpha\beta} - \eta_{\alpha\beta}\partial_\gamma\partial_\nu\bar{h}^{\gamma\nu}). \quad (\text{C.18})$$

Isso sugere que as equações de campo se reduzem à equações de onda se impormos a condição de gauge:

$$\partial_\alpha\bar{h}^\alpha_\beta = 0, \quad (\text{C.19})$$

ou, em termos de $h_{\alpha\beta}$:

$$\partial_\alpha h^\alpha_\beta - \frac{1}{2}\partial_\beta h = 0. \quad (\text{C.20})$$

Considerando a imposição (C.19) acima, temos:

$$\epsilon\square\bar{h}_{\alpha\beta} = -\frac{16\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta}. \quad (\text{C.21})$$

Mas para o vácuo $T_{\alpha\beta} = 0$, de onde vemos que:

$$\square\bar{h}_{\alpha\beta} = 0, \quad (\text{C.22})$$

e que:

$$\begin{aligned} \eta^{\alpha\beta}\square\bar{h}_{\alpha\beta} &= \square(\eta^{\alpha\beta}\bar{h}_{\alpha\beta}) \\ &= \square(h - 2h) \\ &= -\square h \\ &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Combinando (C.14), (C.21), e (C.22) temos:

$$\begin{aligned} \square h_{\alpha\beta} &= \frac{\partial^2 h_{\alpha\beta}}{\partial t^2} - \nabla^2 h_{\alpha\beta} \\ &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.24})$$

Voltando com c obtemos por fim:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 h_{\alpha\beta}}{\partial t^2} - \nabla^2 h_{\alpha\beta} = 0, \quad (\text{C.25})$$

que descreve uma onda gravitacional propagando-se à velocidade da luz.

FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO <p style="text-align: center;">DM</p>	2. DATA <p style="text-align: center;">07 de agosto de 2017</p>	3. DOCUMENTO Nº <p style="text-align: center;">DCTA/ITA/DM-068/2017</p>	4. Nº DE PÁGINAS <p style="text-align: center;">98</p>
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: Transição de fase hádron-quark em estrelas de nêutrons e emissão de ondas gravitacionais			
6. AUTOR(ES): Leonardo Taynô Tosetto Soethe			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR: Estrelas de nêutrons, Ondas gravitacionais, Transição de fase.			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: Estrelas de nêutrons; Ondas gravitacionais; Transição de fase; Espectros de emissão; Astrofísica; Física.			
10. APRESENTAÇÃO: <input checked="" type="checkbox"/> Nacional <input type="checkbox"/> Internacional ITA, São José dos Campos. Curso de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Física. Área de Física Nuclear. Orientador: Prof. Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves; coorientador: Prof. Dr. Jaziel Goulart Coelho. Defesa em 17/07/2017. Publicada em 2017.			
11. RESUMO: <p>No presente trabalho avaliaremos a emissão de ondas gravitacionais devido ao modo vibracional fundamental de estrelas de nêutrons que passam pela a transição de fase hádron-quark, formando uma estrela híbrida. Serão consideradas duas configurações: uma puramente hadrônica e outra híbrida, que representa uma estrela com quarks desconfinados no núcleo e uma crosta de hádrons. As estruturas das estrelas são resolvidas através das equações de Oppenheimer-Volkoff, que fornece as massas gravitacional e bariônica, o raio e a densidade central para uma família de estrelas. Comparando duas estrelas de configurações diferentes mas mesma massa bariônica, é calculada a energia gravitacional liberada em tal transição. É apresentada uma estimativa da amplitude inicial da onda gravitacional emitida para 2536 pulsares, onde destacamos a importância dos parâmetros como o período de rotação e distância fonte-Terra. Verificaremos como os parâmetros estelares tais como massa, raio e equação de estado afetam o espectro de emissão de radiação gravitacional. Compararemos os espectros calculados com as curvas de sensibilidade dos detectores aLIGO (Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) e Mario Schenberg, a fim de avaliar quais instrumentos poderiam detectar tais sinais. Verificaremos que alguns pulsares apresentam características que os tornam detectáveis pelo aLIGO, caso venham sofrer transições de fase do tipo estudadas nesse trabalho. Por fim, apontaremos que mesmo considerando fatores de eficiência pequenos na conversão de energia, mostra-se possível detectar tais eventos provindos de grandes distância com boa razão sinal-ruído.</p>			
12. GRAU DE SIGILO: <p style="text-align: center;"> <input checked="" type="checkbox"/> OSTENSIVO <input type="checkbox"/> RESERVADO <input type="checkbox"/> SECRETO </p>			