

Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação 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.

**Tainara Rafaela Cescate**

**O EFEITO DA MATÉRIA ESCURA NA ESTABILIDADE DE  
ESTRELAS HÍBRIDAS UTILIZANDO O MODELO  
Nambu-Jona-Lasinio SU(3)**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. César Henrique Lenzi  
Orientador



Prof. Dr. César Oswaldo Vásquez Flores  
Coorientador

Campo Montenegro  
São José dos Campos, SP – Brasil  
2025

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

Cescate, Tainara Rafaela

O efeito da matéria escura na estabilidade de estrelas híbridas utilizando o modelo

Nambu-Jona-Lasinio SU(3) / Tainara Rafaela Cescate.

São José dos Campos, 2025.

67f.

Dissertação de mestrado – Curso de Pós Graduação em Física. Área de Física Nuclear – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2025. Orientadores: Prof. Dr. César Henrique Lenzi, Prof. Dr. César Oswaldo Vasquez Flores.

1. Estrelas de Nêutrons. 2. Matéria Escura. 3. Estabilidade de Estrelas. I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

CESCATE, Tainara Rafaela. **O efeito da matéria escura na estabilidade de estrelas híbridas utilizando o modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3)**. 2025. 67f. Dissertação de mestrado em Física Nuclear – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

## CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Tainara Rafaela Cescate

TÍTULO DO TRABALHO: O efeito da matéria escura na estabilidade de estrelas híbridas utilizando o modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3).

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2025

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 sua autorização (do autor).

---

Tainara Rafaela Cescate  
Rua Conselheiro Rodrigues Alves, 571  
12209-540 - São José dos Campos- SP

**O EFEITO DA MATÉRIA ESCURA NA ESTABILIDADE DE  
ESTRELAS HÍBRIDAS UTILIZANDO O MODELO  
NAMBU-JONA-LASINIO SU(3)**

**Tainara Rafaela Cescate**

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Odilon Lourenço da Silva Filho	Presidente	- ITA
Prof. Dr. César Henrique Lenzi	Orientador	- ITA
Prof. Dr. César Oswaldo Vásquez Flores	Coorientador	- UEMASUL
Prof. Dr. Mariana Dutra da Rosa Lourenço	Membro Interno	- ITA
Prof. Dr. José Domingo Arbañil Vela	Membro Externo	- UPN

Ao meu pai, que sempre acreditou que  
esse dia chegaria.

# Agradecimentos

Ao fim desta etapa importantíssima, os meus sinceros agradecimentos:

À minha família, que sempre acreditaram no meu potencial, por serem presentes em minha vida desde sempre, serei eternamente grata por todos vocês.

Ao meu amado marido, Victor, por ter sido meu porto seguro desde o primeiro segundo. Por acreditar em mim nos meus piores momentos e me motivar a continuar, obrigada por ser meu companheiro de vida!

Aos meus amigos, que sempre estiveram presentes, mesmo que em pensamento. Vocês são incríveis, obrigada por tudo, principalmente às: Catarina, Ana Beatriz, Pablo, Bruno e Marcos.

Ao meu orientador, César Lenzi, obrigada pelos ensinamentos e paciência. Vou te levar para sempre como professor e amigo.

Ao meu coorientador, César Vasquez, por sua dedicação e pelas orientações que foram decisivas para a realização deste trabalho.

À banca examinadora, por ter aceito o convite, tenho certeza que seus comentários serão grandes contribuições para esta tese e para a minha formação.

Agradeço enormemente à CAPES pelo apoio financeiro, que possibilitou a realização deste trabalho.

E por fim, ao meu pai, que sempre me incentivou a continuar os estudos. Um dia gostaria de ser um terço do que você foi em vida, saudades eternas.

*"Because when you are imagining, you might as well imagine something worth while."*

— LUCY MAUD MONTGOMERY

# Resumo

A presente dissertação apresenta um estudo detalhado sobre o efeito da matéria escura nas propriedades e estabilidade de estrelas híbridas. Para tal, optou-se por uma abordagem onde se mistura a contribuição de matéria escura tanto na matéria hadrônica quanto na matéria de quarks, assumindo que a interação ocorra por meio da troca de um bóson de Higgs. Para a construção de uma equação de estado híbrida, optou-se pela prescrição de Maxwell, onde o potencial químico e a pressão se mantêm contínuos na interface entre as duas fases, resultando em uma transição de fase de primeira ordem. Para a matéria hadrônica, foi utilizado o conjunto de parâmetros NL3\*, enquanto que para a matéria de quarks, o modelo de Nambu-Jona-Lasinio (SU3) com acoplamento vetorial. Os resultados apontam que variações do momento de Fermi e da massa da matéria escura alteram os parâmetros da transição de fase, afetando sensivelmente as curvas no diagrama de massa-raio e, conseqüentemente, o parâmetro de deformabilidade. A estabilidade das configurações, outro aspecto abordado no trabalho por meio do cálculo das frequências de oscilação radial, mostrou que o aumento dos parâmetros relativos à matéria escura inibe o surgimento de famílias de estrelas híbridas estáveis após a massa máxima, diminuindo os valores de massa em cada configuração, afastando as curvas das regiões observáveis. Em contrapartida, a interação com a matéria escura favorece o aumento do núcleo de quarks em cada configuração e, conseqüentemente, o surgimento de estrelas híbridas na região observável relativa ao evento GW170817.

# Abstract

This dissertation presents a detailed study on the effect of dark matter on the properties and stability of hybrid stars. To this end, an approach was adopted in which dark matter is mixed both with hadronic matter and with quark matter, assuming that the interaction occurs through the exchange of a Higgs boson. For the construction of a hybrid equation of state, the Maxwell prescription was chosen, in which the chemical potential and pressure remain continuous at the interface between the two phases, resulting in a first-order phase transition. For hadronic matter, the NL3\* parameter set was used, while for quark matter, the Nambu–Jona-Lasinio (SU3) model with vector coupling was adopted. The results indicate that variations in the Fermi momentum and mass of dark matter modify the parameters of the phase transition, significantly affecting the curves in the mass–radius diagram and, consequently, the deformability parameter. The stability of the configurations, another aspect addressed in this work through the calculation of radial oscillation frequencies, showed that increasing the parameters related to dark matter suppresses the appearance of stable hybrid star families beyond the maximum mass, reducing the mass values in each configuration and shifting the curves away from the observable regions. On the other hand, the interaction with dark matter favors the increase of the quark core in each configuration and, consequently, the emergence of hybrid stars in the observable region associated with the GW170817 event.

# Lista de Figuras

FIGURA 1.1 – Ilustração da evolução das estrelas de acordo com sua massa em relação ao tempo (OBSERVATORY, 2005). . . . .	15
FIGURA 1.2 – Diagrama que ilustra o processo de fusão de hidrogênio (H) até a formação do hélio ( ${}^4\text{He}$ ) (HOSTI, 2021). . . . .	16
FIGURA 1.3 – Imagem do NICER obtida em 8 de junho de 2018 (KAZMIERCZAK, 2024). . . . .	17
FIGURA 1.4 – A figura mostra a concepção artística de um pulsar. Trata-se de uma estrela de nêutrons que, devido sua alta taxa de rotação, mantém um dipolo magnético de alta intensidade e inclinado em relação ao eixo de rotação da estrela. Sua magnetosfera encontra-se confinada dentro do chamado cilindro de luz, definido por $R_L = c/\omega$ , onde $\omega = 2\pi/P$ é a velocidade angular da estrela e $c$ a velocidade da luz (SOARES, 2004). . . . .	19
FIGURA 1.5 – Medidas do atraso de fase do pulsar PSR1913+16. A linha curva refere-se ao previsto pela Relatividade Geral, a linha horizontal corresponde ao atraso nulo e os pontos correspondem as medidas observacionais. Figura modificada baseada em (WEISBERG; TAYLOR, 2005) . . . . .	20
FIGURA 2.1 – Pressão $P$ em função da densidade de energia $\varepsilon$ . Nos diferentes quadros encontram-se as curvas de EdE hadrônica para diferentes valores da massa da matéria escura $M_\chi$ . Em cada quadro, as curvas com diferentes cores representam os diferentes valores para a do momento de fermi $k_F^{DM}$ . . . . .	30
FIGURA 2.2 – Pressão $P$ em função da densidade de energia $\varepsilon$ calculados utilizando o modelo NJL SU(3) para diferentes valores da cantante de acoplamento vetorial $G_v$ , representada aqui como uma fração da constante de acoplamento escalar $G_s$ . . . . .	33

- FIGURA 2.3 – Pressão  $P$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$  calculados utilizando o modelo NJL SU(3). Nos diferentes quadros encontram-se as curvas de EdE de matéria de quarks para diferentes valores de massa da matéria escura  $M_\chi$  e acoplamento vetorial  $G_v/G_s$ . Em cada quadro, as curvas com diferentes cores representam os diferentes valores de momento de fermi  $k_F^{DM}$  . . . . . 34
- FIGURA 3.1 – Ilustração do diagrama de fases da QCD, que mostra os diferentes estados da matéria em termos da temperatura e potencial químico bariônico. Diferentes cores representam diferentes fases de matéria, como indicado. Figura modificada baseada em (FUKUSHIMA; HATSUDA, 2010) . . . . . 35
- FIGURA 3.2 – Pressão ( $P$ ) em função do potencial químico ( $\mu$ ), evidenciando a interseção das curvas hadrônicas (azul) e de quarks (vermelha), com  $M_\chi = 200$  MeV. Aqui são apresentados os cruzamentos de fase que foram possíveis dentro do intervalo de parâmetros utilizados no trabalho. O modelo com maior valor de pressão para o mesmo potencial químico é energeticamente favorecido. . . . . 38
- FIGURA 3.3 – Pressão  $P$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$  para todos os casos em que os cruzamentos ocorreram. As curvas contínuas representam a matéria hadrônica e as pontilhadas, a matéria de quarks. O *plateau* tracejado em preto, indica a região onde ocorre a transição de fase. Como pode ser visto, neste ponto, ambas as fases apresentam a mesma pressão, havendo uma descontinuidade na densidade de energia. 39
- FIGURA 3.4 – Quadrado da velocidade do som  $v_s^2$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$  para cada um dos casos estudados. As curvas contínuas representam a fase hadrônica, enquanto as linhas pontilhadas representam a fase de quarks. . . . . 40

- FIGURA 3.5 – Configuração de massa-raio para estrelas híbridas. As linhas cheias representam o setor hadrônico da configuração de equilíbrio e as linhas pontilhadas representam o setor híbrido. Diferentes cores representam diferentes valores para o momento de fermi  $k_F^D M$  e cada quadro apresenta configurações para diferentes valores para constante de acoplamento  $G_v$  e massa do neutralino  $M_\chi$ . As regiões em verde e rosa representam os intervalos de confiança de 95% para as massas e raios dos eventos PSR J0030+0451 e PSR J0740+6620 medidos pelo NICER (RILEY *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2021; RILEY *et al.*, 2021). As linhas horizontais pretas incluem todas as massas observadas, incluindo os pulsares PSR J1614-2230, PSR J0348+0432 e PSR J0740+6620 (DEMOREST *et al.*, 2010; ANTONIADIS *et al.*, 2013; CROMARTIE *et al.*, 2019) . . . . . 47
- FIGURA 3.6 – Perfil que mostra como varia a pressão interna  $P$  da última estrela estável de cada parametrização, em termos da coordenada radial  $r$ . O ponto em vermelho marca a posição onde encontra-se a interface hádron-quark no interior das estrelas. . . . . 48
- FIGURA 3.7 – Parâmetro de deformabilidade adimensional  $\Lambda$  em termos da massa  $M$ . As curvas de linha cheia representam o setor hadrônico e as curvas com linha pontilhada o setor híbrido. Cada um dos quadros apresentam resultados para diferentes valores de massa do neutralino  $M_\chi$ , e constante de acoplamento vetorial  $G_v$ , enquanto diferentes cores representam diferentes valores para o momento de Fermi  $k_F^{DM}$ . A linha vertical rosa representa o intervalo observacional referente ao evento GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017a), com valor de  $\Lambda_{1,4} = 222, 89_{-98,85}^{+420,33}$  (HUANG, 2025). . . . . 52

# Lista de Tabelas

TABELA 2.1 – Parâmetros do modelo NL3* (LALAZISSIS <i>et al.</i> , 2009). . . . .	29
TABELA 3.1 – Nesta tabela encontram-se os valores relativos à transição de fase, nomeadamente, pressão de transição $P_{trans}$ [MeV fm <sup>-3</sup> ], amplitude da descontinuidade na densidade de energia $\Delta\varepsilon$ [MeV fm <sup>-3</sup> ] e o potencial químico de transição $\mu_{trans}$ [MeV], para cada valor de acoplamento vetorial ( $G_v$ ), momento de Fermi $k_F^{DM}$ [GeV] e massa $M_\chi$ [MeV] da partícula de matéria escura. Como pode-se observar, todas as transições de fase foram construídas de forma que os valores relativos a contribuição da matéria escura são os mesmos para ambas as fases hadrônica e de quarks. . . . .	41
TABELA 4.1 – Esta tabela mostra alguns dos dados relativos à última estrela estável para cada uma das parametrizações. No primeiro quadro, os parâmetros que distinguem cada EdE, acoplamento vetorial $G_v$ , momento de Fermi $k_F^{DM}$ [GeV] e massa do neutralino $M_\chi$ [MeV]. Na sequência encontram-se os resultados relativos a última estrela estável, o raio $R_{last}$ [km], a Massa $M_{last}$ [ $M_\odot$ ], o parâmetro de deformabilidade $\Lambda_{last}$ e densidade de energia central $\varepsilon_0^{last}$ [MeV.fm <sup>-3</sup> ]. Na sequência, também encontram-se os dados do raio $R_{last}^q$ [km] e massa $M_{last}^q$ [ $M_\odot$ ] do núcleo de quarks da última estrela híbrida estável. Por fim, o raio da estrela gêmea da última estrela estável $R_{twin}$ [km] e sua densidade central $\varepsilon_{twin}$ [MeV.fm <sup>-3</sup> ] encontram-se nas duas últimas colunas. . . . .	55
TABELA 4.2 – Esta tabela apresenta alguns dos valores relativos a estrela de massa máxima de cada uma das configurações. No primeiro quadro, os parâmetros que distinguem cada EdE, acoplamento vetorial $G_v$ , momento de Fermi $k_F^{DM}$ [GeV] e massa do neutralino $M_\chi$ [MeV]. Na sequência encontram-se a densidade central da massa máxima $\varepsilon_0^{max}$ [MeV.fm <sup>-3</sup> ], a massa $M_{last}$ [ $M_\odot$ ] e o raio $R_{max}$ [km]. . . . .	56

# Sumário

1	INTRODUÇÃO . . . . .	14
1.1	Estrelas de Nêutrons . . . . .	18
1.2	Matéria escura e o acoplamento nas Estrelas de Nêutrons . . . . .	22
1.3	Considerações iniciais . . . . .	24
2	EQUAÇÕES DE ESTADO DE ESTRELAS DE NÊUTRONS . . . . .	25
2.1	EdE para matéria hadrônica com acoplamento de matéria Escura . . . . .	25
2.2	EdE para matéria de quarks com acoplamento de matéria Escura . . . . .	30
3	ESTRELAS HÍBRIDAS E O EFEITO DA MATÉRIA ESCURA . . . . .	35
3.1	Efeito da matéria escura na transição de fase . . . . .	36
3.2	Estrutura Estelar . . . . .	41
3.2.1	Equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff . . . . .	42
3.3	Estabilidade de Estrelas Híbridas . . . . .	43
3.3.1	Natureza das transições de fase e seu efeito na estabilidade estelar . . . . .	44
3.3.2	Os diagramas de Massa-Raio . . . . .	45
3.4	O Parâmetro de Deformabilidade . . . . .	49
4	CONSIDERAÇÕES FINAIS . . . . .	53
4.1	Compilação dos resultados . . . . .	53
4.1.1	Conclusões e Perspectivas . . . . .	56
	REFERÊNCIAS . . . . .	58

# 1 Introdução

A física teórica da matéria densa é um ramo que ainda carece de uma teoria que faça uma descrição realmente precisa sobre o comportamento da matéria em altas densidades. Apesar da teoria quântica de campos, juntamente com a Cromodinâmica Quântica (QCD), fornecer informações precisas sobre os constituintes mais fundamentais da matéria e suas interações, o regime de altas densidades ainda permanece incógnito. Uma alternativa para investigar as interações entre partículas nesse regime extremo encontra-se na observação e estudo de estrelas de nêutrons, pois estão entre os objetos mais densos conhecidos no Universo, o que os torna verdadeiros laboratórios naturais para o entendimento da dinâmica da matéria nestes regimes.

O estudo da evolução estelar é fundamental para compreender a origem das estrelas de nêutrons. Essas estrelas pertencem à classe dos objetos astrofísicos compactos, juntamente com as anãs brancas e os buracos negros, os quais representam os estágios finais da vida de uma estrela. A Figura 1.1, apresenta um diagrama esquemático que ilustra os diferentes caminhos evolutivos das estrelas em função de suas massas e o modo como essas trajetórias determinam seus destinos ao longo do tempo.

A massa da estrela inicial desempenha um papel determinante na definição do objeto remanescente após o colapso. Em particular, as estrelas de nêutrons se formam como remanescentes do colapso gravitacional de estrelas de sequência principal com massas superiores a  $8 M_{\odot}$ <sup>1</sup> (HIGGINS; VINK, 2019; CERDA-DURAN; ELIAS-ROSA, 2018). O nascimento de uma estrela ocorre em regiões densas de gás e poeira conhecidas como nuvens moleculares, onde a ação da força gravitacional provoca o colapso do material, formando a protoestrela. Para que essa protoestrela atinja temperaturas suficientes para iniciar as reações nucleares, sua massa deve ser superior a  $0,08 M_{\odot}$  (MACIEL, 1999).

---

<sup>1</sup>Onde  $M_{\odot} \cong 1,98.10^{30}$  kg é a massa do Sol.

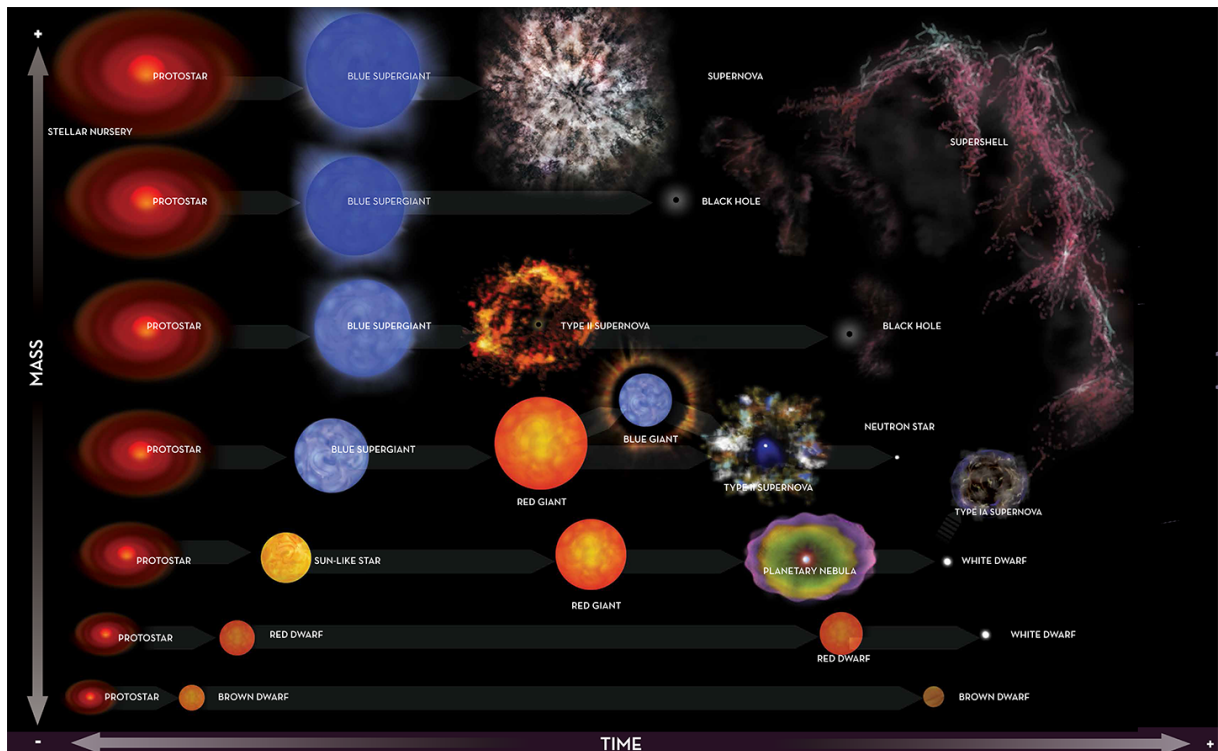


FIGURA 1.1 – Ilustração da evolução das estrelas de acordo com sua massa em relação ao tempo (OBSERVATORY, 2005).

Dependendo de sua massa, a temperatura central da protoestrela pode alcançar cerca de  $10^7$  K, permitindo o início dos processos de fusão nuclear. Inicialmente, temos a cadeia próton-próton, que consiste em dois núcleos de hidrogênio ( $^1\text{H}$ ) se combinando para formar deutério ( $^2\text{H}$ ), liberando pósitrons e neutrinos. Em seguida, o deutério funde-se com outro próton, originando hélio-3 ( $^3\text{He}$ ). Por fim, dois núcleos de hélio-3 colidem, produzindo hélio-4 ( $^4\text{He}$ ) e liberando dois prótons, processo que marca o início efetivo da fusão termonuclear, como mostra a Fig. (1.2 (KIPPENHAHN *et al.*, 2012)). Nesse ponto, a estrela nasce e entra na sequência principal, fase em que converte hidrogênio em hélio em seu núcleo e que representa a maior parte de sua vida estelar (GLENDENNING, 1997).

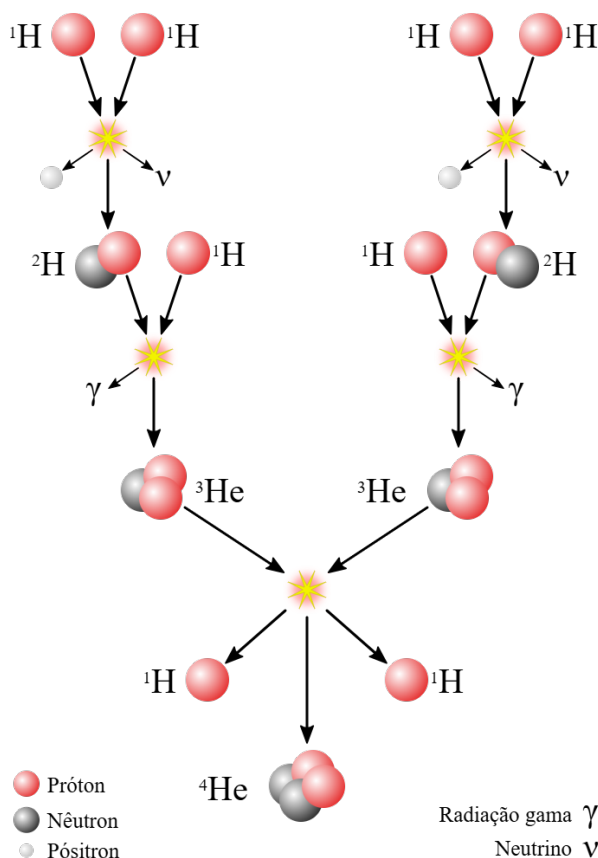


FIGURA 1.2 – Diagrama que ilustra o processo de fusão de hidrogênio (H) até a formação do hélio ( ${}^4\text{He}$ ) (HOSTI, 2021).

Após o esgotamento do hidrogênio no núcleo, a estrela inicia a fase seguinte de fusão nuclear, a queima do hélio (KIPPENHAHN *et al.*, 2012). À medida que o núcleo se torna mais quente e denso, a energia produzida é transportada para as camadas externas principalmente por radiação e convecção. A fusão do hélio, que requer temperaturas substancialmente mais elevadas, leva à formação de um núcleo de carbono, essa etapa é relativamente breve na escala evolutiva estelar, durando apenas algumas centenas de anos. Com o término da fusão do hélio, os estágios subsequentes ocorrem de forma ainda mais rápida, com a queima do carbono e do silício (KIPPENHAHN *et al.*, 2012; CLAYTON, 1968). O encerramento dos processos de fusão no núcleo marca o fim da fase luminosa da estrela e, em estrelas mais massivas, a cadeia de fusão termina na produção de ferro, elemento cuja formação depende diretamente da massa da estrela progenitora (GLENDENNING, 1997).

Nas estrelas massivas, a evolução ocorre de forma muito mais rápida. À medida que o núcleo se aquece intensamente, a estrela se expande, transformando-se em uma supergigante vermelha. No estágio final de sua vida, o núcleo é composto predominantemente por ferro, elemento que não libera energia por fusão, além do fato do isótopo  ${}^{56}\text{Fe}$  ser extremamente instável (CLAYTON, 1968). Nesse ponto, a estrela mantém o equilíbrio apenas graças à pressão de degenerescência dos elétrons, que se opõe ao colapso gravitacional.

Entretanto, esse suporte tem um limite: quando a massa do núcleo ultrapassa o limite de Chandrasekhar, aproximadamente  $1,4 M_{\odot}$ , a pressão de degenerescência torna-se insuficiente para conter a gravidade, levando ao colapso catastrófico do núcleo (GLENDEENING, 1997).

Há uma estimativa de que existam algumas centenas de milhões de estrelas de nêutrons na Via Láctea, das quais cerca de 2500 correspondem a pulsares ativos observados (BECKER; TRÜMPER, 1997), no entanto há estimativas teóricas, nas quais o número total de pulsares ativos na galáxia seriam da ordem de  $\sim 10^5$  (FAUCHER-GIGUÈRE; KASPI, 2006). O número de objetos observados cresce continuamente, impulsionado pelos avanços instrumentais e pelo trabalho de grandes colaborações científicas que atualizam suas bases de dados de forma contínua e diária. Entre elas, destaca-se o *Neutron Star Interior Composition Explorer* (NICER), Fig. (1.3), instalado na Estação Espacial Internacional, que capta radiação na faixa de frequência de raio-x e cujo objetivo principal é estudar a estrutura interna desta classe de estrelas.



FIGURA 1.3 – Imagem do NICER obtida em 8 de junho de 2018 (KAZMIERCZAK, 2024).

Estrelas de nêutrons emitem ondas gravitacionais por diferentes dinâmicas. Mais recentemente o par de detectores de ondas gravitacionais norte-americano, *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO) (LIGO Scientific Collaboration, 2025), juntamente com o detector europeu, também interferométrico, *Virgo* (VIRGO Collaboration, 2025), detectaram o sinal gravitacional devido a aproximação e coalescência de um sistema binário de estrelas de nêutrons, conhecido como evento GW170817<sup>2</sup> (ABBOTT *et al.*,

<sup>2</sup>A sigla faz alusão à data de detecção 17/08/2017 e as letras GW, representam uma sigla que faz alusão à natureza do evento, do inglês *Gravitational Waves*.

2017b). Juntos, o sinal detectado por estas antenas inaugurou a era da astrofísica multi-mensageira<sup>3</sup>, permitindo um olhar, de natureza complementemente distinta da eletromagnética, à estrutura interna de estrelas de nêutrons. Na próxima seção serão explorados, de forma mais detalhada, alguns aspectos sobre estrelas de nêutrons e suas detecções.

## 1.1 Estrelas de Nêutrons

Para contextualizarmos historicamente, a concepção teórica das estrelas de nêutrons se inicia na década de 1930, logo após a descoberta do nêutron por James Chadwick em 1932 (CHADWICK, 1932). Pouco tempo depois, Walter Baade e Fritz Zwicky propuseram que o colapso de supernovas poderiam representar a transição de estrelas ordinárias para objetos astrofísicos extremamente compactos, com raios pequenos formados essencialmente por nêutrons. Desta forma se iniciam os primeiros estudos sobre a possibilidade de existência de estrelas de nêutrons (BAADE; ZWICKY, 1934).

Com o intuito de investigar a configuração interna de objetos compactos sob o regime relativístico, Richard C. Tolman (TOLMAN, 1939) desenvolveu um modelo que descreve uma distribuição esférica e estática de matéria. Em seu trabalho, Tolman obteve expressões analíticas que relacionam as propriedades geométricas do espaço-tempo às propriedades físicas de um fluido perfeito, como pressão e densidade de energia. Tal estudo foi utilizado por J. Robert Oppenheimer e George M. Volkoff onde, tomando como base as equações da Relatividade Geral, assumiram uma métrica esféricamente simétrica e estática (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939)<sup>4</sup>, o que resultou na famosas equações de Tolman–Oppenheimer–Volkoff (TOV). Utilizando uma equação de estado para matéria de nêutrons degenerada, eles puderam determinar os limites de estabilidade para tais estrelas<sup>5</sup>, assumindo que a matéria era composta por um gás ideal de nêutrons livres e com alta densidade (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983).

Ao longo dos anos, a ideia sobre a existência de estrelas de nêutrons pertenceu ao campo teórico. Foi somente em 1967 que Jocelyn Bell Burnell e Antony Hewish detectaram o primeiro pulsar (HEWISH *et al.*, 1968)<sup>6</sup>, cuja concepção artística encontra-se na Fig. (1.4).

---

<sup>3</sup>Astronomia multi-mensageira faz referência a detecções de um mesmo evento realizadas por observatórios que detectam sinais de diferentes naturezas, como no caso do GW170817 que, além do sinal gravitacional, foram detectados os sinais de raios gamma e raios-x (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017a).

<sup>4</sup>Assim como realizado por Karl Schwarzschild (SCHWARZSCHILD, 1916).

<sup>5</sup>Uma apresentação moderna e abrangente dessa teoria encontra-se em Shapiro e Teukolsky (1983), que sistematizaram o tratamento relativístico dos objetos compactos, como os efeitos de rotação e os campos magnéticos.

<sup>6</sup>Pulsares são estrelas de nêutrons com altas taxas de rotação e campos magnéticos que ultrapassam  $10^7$  T (GLENDEENING, 1997; SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983; CAMENZIND, 2007). Como os polos magnéticos são desviados do eixo de rotação da estrela, quando apontados para a Terra, esses objetos assemelham-se a um “pisca-pisca”, emitindo radiação na faixa das ondas de rádio.

A radiação oriunda deste evento, devido ao seu alto nível periodicidade e coerência, causou um grande alvoroço na comunidade científica na época, levando alguns dos pesquisadores envolvidos na investigação a considerarem a hipótese de se tratar de um sinal vindo de alguma civilização tecnológica. Somente em 1968 que Thomas Gold apresentou a hipótese de se tratar de um sinal vindo de uma estrela de nêutrons rotativa altamente magnetizada (GOLD, 1968).

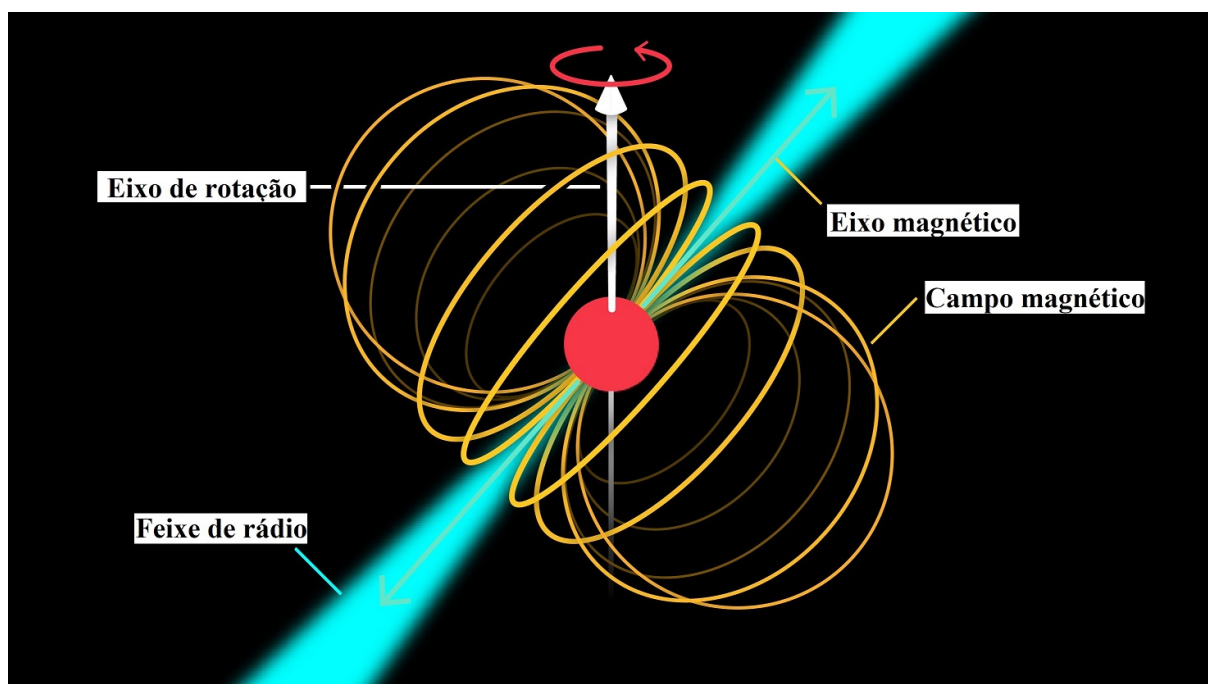


FIGURA 1.4 – A figura mostra a concepção artística de um pulsar. Trata-se de uma estrela de nêutrons que, devido sua alta taxa de rotação, mantém um dipolo magnético de alta intensidade e inclinado em relação ao eixo de rotação da estrela. Sua magnetosfera encontra-se confinada dentro do chamado cilindro de luz, definido por  $R_L = c/\omega$ , onde  $\omega = 2\pi/P$  é a velocidade angular da estrela e  $c$  a velocidade da luz (SOARES, 2004).

Essa descoberta despertou o interesse de vários astrônomos e astrofísicos por esse tema, o que resultou em diversas novas detecções de eventos similares ao descoberto por Jocelyn Bell. Hoje existe um verdadeiro catálogo de Pulsares, contabilizando milhares de eventos, sendo o maior deles o *The ATNF Pulsar Catalogue*, disponibilizado pelo *Australia Telescope National Facility* (ATNF Pulsar Catalogue, 2025).

Esse impulsionamento na área de astrofísica de objetos compactos, resultou na observação de um sistema binário composto por um pulsar e uma estrela de nêutrons, com ambas orbitando o centro de massa do sistema. O evento, que ficou conhecido como PSR B1913+16, foi detectado no ano de 1974 pelo físico Russell Hulse, na época aluno de doutorado do também físico Joseph Taylor, utilizando o radio telescópio Arecibo (HULSE; TAYLOR, 1975; TAYLOR; WEISBERG, 1982). Ambos foram laureados pelo prêmio Nobel de Física no ano de 1993 por esta descoberta (The Nobel Committee for Physics, 1993), cuja análise trouxe um novo folego à área de detecção de ondas gravitacionais visto que, por

muitos, foi considerada a primeira detecção indireta deste tipo de sinal (HULSE; TAYLOR, 1975). Em uma análise em larga escala de tempo, Hulsell e Taylor puderam perceber que as estrelas que compunham aquele sistema binário estavam se aproximando, resultando em um atraso de fase orbital, como pode ser visto no gráfico da Fig. (1.5). Como fica explícito no gráfico, a hipótese mais promissora no entendimento da dinâmica de perda de momento angular do sistema, era através da dissipação de energia por emissão de ondas gravitacionais.

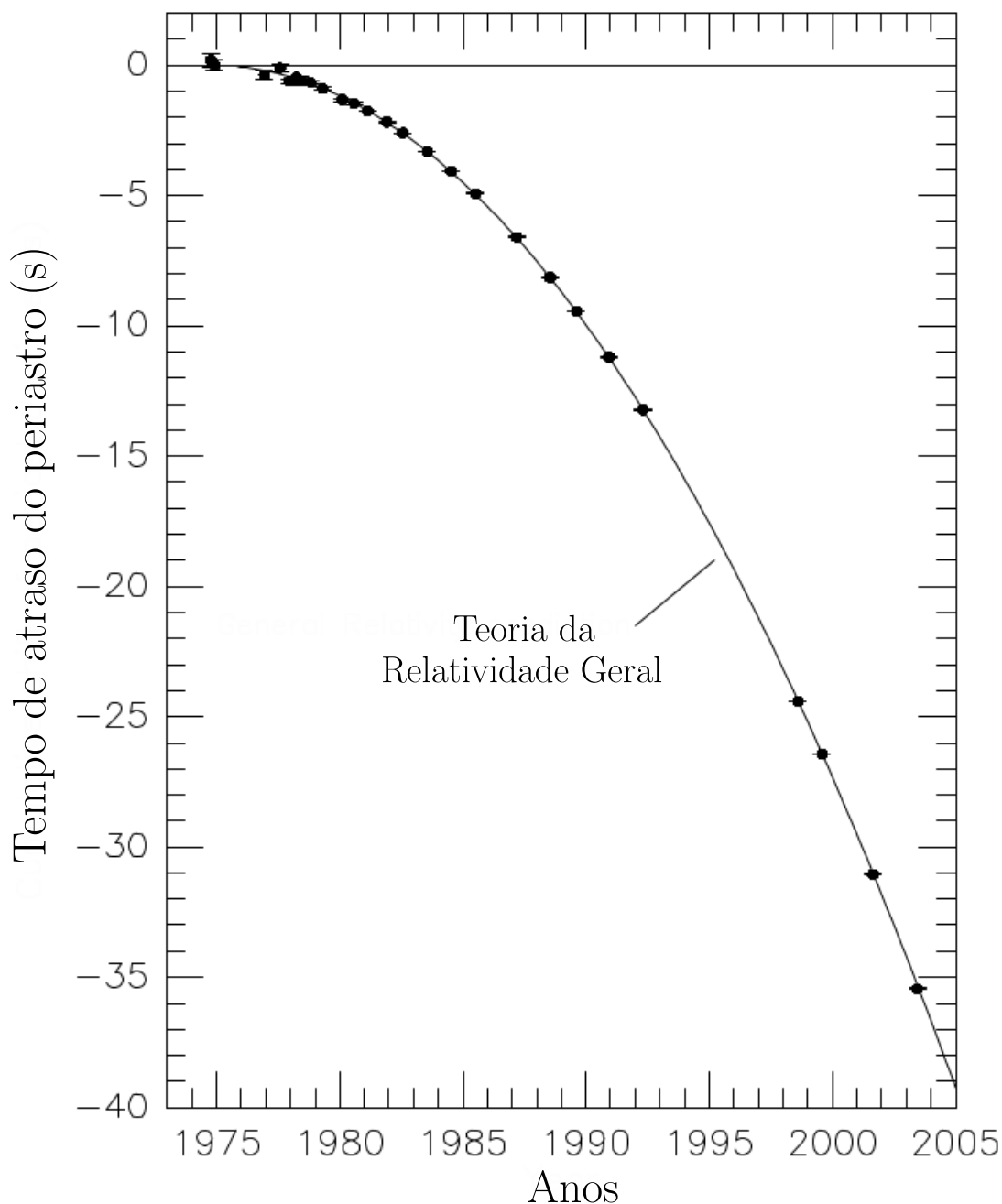


FIGURA 1.5 – Medidas do atraso de fase do pulsar PSR1913+16. A linha curva refere-se ao previsto pela Relatividade Geral, a linha horizontal corresponde ao atraso nulo e os pontos correspondem as medidas observacionais. Figura modificada baseada em (WEISBERG; TAYLOR, 2005)

A partir de todas estas descobertas é que as estrelas de nêutrons têm se consolidado como fonte importante para o estudo da dinâmica da matéria em regimes de alta densidade e seus aspectos extremos da relatividade geral (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983; GLENDENNING, 1997; HAENSEL *et al.*, 2007; CAMENZIND, 2007).

Como dito anteriormente, estrelas de nêutrons são objetos compactos formados a partir do colapso gravitacional do núcleo de estrelas massivas, tipicamente, após o término do ciclo de vida de estrelas com massas iniciais acima de  $8 M_{\odot}$  em Supernovas (HIGGINS; VINK, 2019; CERDA-DURAN; ELIAS-ROSA, 2018). Estes eventos são tão extremos que descaracterizam por completo os núcleos atômicos dos elementos químicos que compunham as estrelas, resultando em uma estrela composta predominantemente por nêutrons resultantes da captura eletrônica de prótons e elétrons durante a implosão do núcleo. Tipicamente, estrelas de nêutrons apresentam massas da ordem de  $M \sim 1,4 M_{\odot}$ , podendo atingir até  $M \sim 2,2 M_{\odot}$ , em um raio aproximado de 15 km. Essa compactação leva a matéria dessas estrelas ao extremo de densidades médias superiores a  $10^{14} \text{ g/cm}^3$ , comparáveis à densidade de saturação nuclear (CARLSON *et al.*, 2023). Como consequência, estrelas de nêutrons são capazes de manter campos gravitacionais muito intensos, implicando em curvaturas espaço-temporais significativas e comportamentos absolutamente extremos da matéria (HAENSEL *et al.*, 2007).

Portanto, ao contrário do que ocorre com estrelas típicas de sequência principal do diagrama H-R<sup>7</sup> e estrelas do tipo Anãs Brancas (CHANDRASEKHAR, 1931), uma boa descrição de estrelas de nêutrons foge ao escopo de uma abordagem newtoniana da gravidade. Em tais estrelas, a matéria é comprimida a regimes tão extremos que apenas a teoria da relatividade geral, aliada ao estudo das interações fortes, fornece uma descrição adequada de sua estrutura e dinâmica (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939).

Sendo muito compactas, estrelas de nêutrons são muito pequenas, o que poderia inviabilizar sua detecção. Contudo, são objetos tão extremos que emitem sinais de diferentes naturezas e, portanto, podem ser observadas por diferentes técnicas. Entre as principais abordagens observacionais destacam-se (HAENSEL *et al.*, 2007):

1. **Emissões eletromagnéticas:** estrelas de nêutrons emitem sinais eletromagnéticos em uma ampla faixa do espectro. Dependendo do tipo de evento, elas podem emitir desde ondas de rádio até raios gama, passando pelo infravermelho, ultravioleta e raios-X.
2. **Observação de neutrinos:** eventos cataclísmicos como uma Supernova ou Kilonovas, que envolvem estrelas de nêutrons, podem resultar em alta taxa de emissão de

---

<sup>7</sup>Trata-se de um gráfico de dispersão que mostra a relação entre a luminosidade de uma estrela e sua temperatura superficial. Ele foi desenvolvido por Ejnar Hertzsprung e Henry Norris Russell e é usado para entender a evolução estelar, agrupando estrelas em regiões como a sequência principal, gigantes vermelhas, supergigantes e anãs brancas (HERTZSPRUNG, 1911; RUSSELL, 1914).

neutrinos que, por sua vez, podem ser observados em detectores específicos aqui da Terra;

3. **Ondas gravitacionais:** estrelas de nêutrons podem emitir ondas gravitacionais por diferentes mecanismos. Nomeadamente, perturbação dos modos de oscilação quasi-normais destas estrelas é uma fonte extremamente promissora à futuras detecções (KOKKOTAS; SCHMIDT, 1999); a rotação isolada de uma estrela de nêutrons pode gerar ondas gravitacionais, resultando em uma diminuição de sua taxa de rotação; por fim, a coalescência de sistemas binários de estrelas de nêutrons gera sinais gravitacionais, como o recentemente detectado pela colaboração LIGO–Virgo.

## 1.2 Matéria escura e o acoplamento nas Estrelas de Nêutrons

A matéria escura é um componente não luminoso do Universo, cuja existência é assumida a partir de seus efeitos gravitacionais sobre a matéria visível, a radiação e a estrutura em larga escala do cosmos. Define-se, portanto, como uma forma de matéria que não emite, não absorve e nem reflete luz, com sua existência inferida com mais precisão a partir da interação gravitacional com a matéria ordinária. Estima-se que a matéria escura represente cerca de 27% do conteúdo de matéria do Universo (COLLABORATION *et al.*, 2020), em contraste com aproximadamente 5% de matéria bariônica e 68% de energia escura. Apesar de sua natureza ainda desconhecida, ao que parece, a matéria escura desempenha um papel fundamental na formação e evolução das galáxias, bem como na estabilidade dos aglomerados galácticos.

A primeira evidência observacional de sua presença foi apresentada por Fritz Zwicky em 1933, ao estudar a dinâmica do aglomerado de Coma (Abell 1656) (ZWICKY, 1933). Ao aplicar o teorema do virial para estimar a massa total do aglomerado com base nas velocidades das galáxias constituintes, Zwicky constatou que a massa visível, estimada pela luminosidade, era drasticamente insuficiente para explicar a coesão gravitacional do sistema. Ele propôs, então, que a maior parte da massa do aglomerado deveria ser composta por uma forma invisível de matéria, que denominou *dunkle materie* (matéria escura) (ZWICKY, 1933).

Décadas mais tarde, Vera Rubin e Kent Ford, ao analisarem as curvas de rotação de galáxias espirais, em particular da galáxia de Andrômeda (M31), observaram que a velocidade de rotação das estrelas permanecia aproximadamente constante, mesmo em regiões afastadas do centro galáctico (RUBIN; FORD, 1970). Esse comportamento é incompatível com as previsões da dinâmica newtoniana baseada exclusivamente na distribuição de ma-

téria luminosa, a qual implicaria uma diminuição na velocidade com o aumento do raio orbital. A presença de uma quantidade de matéria não visível torna-se, portanto, a única explicação viável para essa discrepância. Sendo assim, essa matéria estaria distribuída em um halo galáctico responsável por manter a estabilidade rotacional observada (BOSMA, 1981; EINASTO *et al.*, 1974).

A possibilidade de que estrelas de nêutrons atuem como reservatórios de matéria escura tem despertado crescente interesse na astrofísica teórica. Sua enorme densidade e intensos campos gravitacionais tornam-nas ambientes ideais para capturar partículas massivas fracamente interativas (WIMPs)<sup>8</sup>, candidatas amplamente discutidas para compor a matéria escura fria (SCHUMANN, 2019; GRIEST; KAMIONKOWSKI, 2000). Por serem estáveis, eletricamente neutras e possuírem massas na faixa entre dezenas de GeV à varios TeV, as WIMPs podem ser presas no interior estelar e acumuladas com o tempo (GOLDMAN; NUSSINOV, 1989), o que pode alterar propriedades macroscópicas observáveis das estrelas de nêutrons, como a relação massa-raio e momento de inércia, oferecendo uma janela única para investigar simultaneamente a física da matéria densa e a natureza da matéria escura (YOUNG, 2016).

Entre os diversos candidatos propostos para explicar a natureza da matéria escura, se destacam as partículas supersimétricas, em especial o neutralino. No contexto da supersimetria mínima e de suas extensões, como o *Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model* (NMSSM), o neutralino surge naturalmente como o candidato mais promissor a WIMP, por ser eletricamente neutro, massivo e fracamente interativo (JUNGMAN *et al.*, 1996; ELLIS *et al.*, 2000). Estudos recentes mostram que neutralinos podem reproduzir a densidade correta de matéria escura em uma ampla variedade de cenários supersimétricos (CERDEÑO *et al.*, 2014; BOEHM *et al.*, 2013).

Ainda assim, o neutralino não é o único candidato considerado pela comunidade científica. Outros modelos preveem partículas exóticas como os áxions, originalmente propostos para resolver o problema da simetria CP<sup>9</sup> forte na cromodinâmica quântica (KIM; CAROSI, 2010), e os neutrinos estéreis, que interagem apenas gravitacionalmente e podem contribuir significativamente para a matéria escura quente ou morna (BOYARSKY *et al.*, 2019). Dessa forma, embora o neutralino permaneça como o candidato mais estudado, a busca por alternativas ilustra a diversidade de abordagens teóricas para compreender esse componente essencial do Universo.

---

<sup>8</sup>Da sigla em inglês, *Weak Interaction massive particles*.

<sup>9</sup>Da sigla em inglês, *Charge conjugation Parity*

### 1.3 Considerações iniciais

A presente dissertação apresenta um estudo detalhado sobre o efeito da matéria escura nas propriedades das estrelas de nêutrons. Mais especificamente, na estabilidade de estrelas híbridas, ou seja, estrelas que mantêm um núcleo de quarks desconfinados envolto por uma casca hadrônica.

Com este intuito, no segundo capítulo, será apresentados os modelos hadrônicos (NL3\*) (LALAZISSIS *et al.*, 2009; CARLSON *et al.*, 2023) e de quarks (NJL SU(3)) (MASUDA *et al.*, 2013; LENZI *et al.*, 2023b) utilizados para a descrição da matéria no interior da estrela. Além disso, também será apresentada a descrição da abordagem utilizada para a inclusão da contribuição da matéria escura e como seu efeito afeta as propriedades das Equações de Estado (EdEs) para as duas fases.

Na sequência, o capítulo 3 apresenta uma análise detalhada de todos os aspectos que envolvem a construção, as propriedades e a estabilidade de uma estrela híbrida, e como a inclusão de matéria escura interfere em todos esses aspectos. Sendo, portanto, o capítulo que apresenta a maior parte dos resultados da presente dissertação. A seção 3.1 apresenta a abordagem escolhida para a transição de fase hádron-quark, pontuando o efeito da contribuição da matéria escura sob os parâmetros de transição de fase em cada caso. Na sequência, as seções 3.2 e 3.3, dentre outros resultados, apresentam os diagramas de massa-raio e, naturalmente, como a inserção da matéria escura interfere nos resultados, considerando análises através da solução das equações de oscilação radial. Por fim, na seção 3.4 são apresentados os resultados relativos ao parâmetro de deformabilidade de maré, que surgem quando considera-se que estas estrelas pertencem a um sistema binário, como as estrelas que compunham o evento GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017a). Finalizando a dissertação, o Capítulo 4 apresenta as considerações finais aos resultados e algumas perspectivas para trabalhos futuros.

# 2 Equações de estado de Estrelas de Nêutrons

Na termodinâmica, a equação de estado (EdE) é empregada para relacionar diferentes funções de estado da matéria. Em sistemas físicos, como no caso das estrelas de nêutrons, EdEs estabelecem conexões entre grandezas, como pressão, densidade de energia e temperatura, que dizem quanto ao estado físico e dinâmica das partículas que compõem a estrutura interna desta classe de estrelas. A literatura apresenta diversos modelos para descrição da estrutura interna destas estrelas, que se distinguem principalmente pela composição de partículas e suas interações. Um dos pontos centrais desta dissertação é o estudo da estabilidade de estrelas híbridas, que são estrelas compostas por duas fases distintas da matéria: um núcleo de quarks livres, que ocorrem em regimes de altíssimas densidades,<sup>1</sup> e uma camada externa constituída, principalmente, por matéria hadrônica, que predomina em condições de menores valores de densidade.

Além disso, é também proposta na dissertação o estudo da influência da matéria escura na transição de fase hádron-quark e, conseqüentemente, na estabilidade e propriedades observáveis destas estrelas. Neste sentido, no presente estudo, optou-se por incorporar o efeito da matéria escura diretamente nas EdEs, somando sua contribuição, como será mostrado na sequência da dissertação. No entanto, cabe destacar que há trabalhos na literatura que adotam abordagens distintas, como a de dois fluidos (RODRIGUES, 2024; XIANG *et al.*, 2014; MIAO *et al.*, 2022; DAS *et al.*, 2022a).

## 2.1 EdE para matéria hadrônica com acoplamento de matéria Escura

Hádrons compõem uma família de partículas compostas por bárions e mésons que, por sua vez, se distinguem pelo número de quarks em sua composição. Bárions são partículas

---

<sup>1</sup>Não se conhece um valor crítico exato que resulte no desconfinamento da matéria hadrônica para formação de quarks livres. Contudo, algumas estimativas falam em 10 vezes a saturação da densidade nuclear,  $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$  (GLENDEENING, 1997).

compostas por três quarks (MIZRAHI; GALETTI, 2009), mantidas coesas pela interação forte<sup>2</sup>, já os mésons são partículas residuais<sup>3</sup> que mediam a interação entre os bárions, sendo constituídas por um quark e um antiquark. Os hádrons constituem a maior parte da matéria visível do Universo, sendo os prótons e nêutrons, ambos bárions, os componentes fundamentais dos núcleos atômicos conhecidos (GRIFFITHS, 2008).

Os modelos do tipo Higgs-portal (LOPEZ-HONOREZ *et al.*, 2012; ARCADI *et al.*, 2020) constituem, dentre as várias propostas existentes na literatura, uma das abordagens mais utilizadas para a descrição da matéria escura. Nesse cenário, assume-se que o estado de matéria escura interage com as partículas do Modelo Padrão por meio da mediação do bóson de Higgs<sup>4</sup>. Adotando essa perspectiva, considera-se que as partículas de matéria escura e a matéria ordinária interagem, com todo o sistema sendo descrito por uma única densidade de lagrangiana (DAS *et al.*, 2022b; DAS *et al.*, 2021; DUTRA *et al.*, 2022; PANO-TOPOULOS; LOPES, 2017; LENZI *et al.*, 2023a), cuja vantagem reside na sua aplicabilidade direta a modelos hadrônicos de campo médio. Seguindo este método, a lagrangiana da parte hadrônica é dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{HAD}} = & \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M_{\text{nuc}})\psi + g_\sigma \sigma \bar{\psi}\psi - g_\omega \bar{\psi}\gamma^\mu \omega_\mu \psi - \frac{g_\rho}{2} \bar{\psi}\gamma^\mu \vec{\rho}_\mu \vec{\tau}\psi + \frac{1}{2}(\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \\ & - \frac{A}{3} \sigma^3 - \frac{B}{4} \sigma^4 - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{4} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \vec{B}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \vec{\rho}^\mu, \end{aligned} \quad (2.1)$$

onde  $\psi$  representa o campo de nucleons<sup>5</sup> e  $\sigma$ ,  $\omega^\mu$  e  $\vec{\rho}_\mu$  representam os campos escalar, vetorial e isovetorial, relativos aos mésons mediadores da interação nuclear  $\sigma$ ,  $\omega$  e  $\rho$ . Os tensores antissimétricos  $F_{\mu\nu}$  e  $B_{\mu\nu}$  são dados por:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu \omega_\mu - \partial_\mu \omega_\nu, \quad (2.2)$$

$$\vec{B}_{\mu\nu} = \partial_\nu \vec{\rho}_\mu - \partial_\mu \vec{\rho}_\nu - g_\rho (\vec{\rho}_\mu \times \vec{\rho}_\nu). \quad (2.3)$$

A massa de repouso do núcleon esta representada pelo termo  $M_{\text{nuc}}$ , e as massas dos mésons por  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  e  $m_\rho$ . As constantes de acoplamento relativas a cada uma das interações do modelo são dadas por:  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$ ,  $g_\rho$ ,  $A$ ,  $B$ . O uso das equações de campo para este modelo, obtidas por meio das equações de Euler–Lagrange, juntamente com a aproxima-

<sup>2</sup>Uma das quatro interações fundamentais da natureza, listada pelo modelo padrão de partículas. Trata-se de uma interação que ocorre devido a cada uma das 3 cargas de *cor* associada aos quarks e mediada por glúons, cuja dinâmica de interações é descrita pela Cromodinâmica Quântica (QCD) (PARK *et al.*, 1996).

<sup>3</sup>São ditas residuais, pois a interação fundamental ocorre entre os quarks, o que resulta em uma interação secundária entre os bárions, que é mediada por mésons.

<sup>4</sup>A teoria do campo de Higgs surgiu da necessidade de entender por que as partículas têm massa.

<sup>5</sup>Núcleons são prótons ou nêutrons, contudo existem outros tipos de partículas mais pesadas, também classificadas como núcleons, que completam o conhecido octeto bariônico (GRIFFITHS, 2008).

ção de campo médio para os campos (GLENDEENING, 1997), permite a determinação da densidade de energia e da pressão do sistema. Essas quantidades termodinâmicas são escritas em termos do tensor energia-momento como:  $\epsilon_{\text{had}} = \langle T_{00} \rangle$ ,  $p_{\text{had}} = \frac{\langle T_{ii} \rangle}{3}$ . Um maior detalhamento sobre aproximação de campo médio e a lagrangiana apresentada na Eq. (2.1) podem ser encontrados nas referências (GLENDEENING, 1997; ARCADI *et al.*, 2020).

Para a inclusão da contribuição de matéria escura interagindo com matéria hadrônica, foi adotada a mesma abordagem apresentada em (LOURENÇO *et al.*, 2022), onde considerou-se um férmion escuro com massa  $M_\chi$  ( $\chi$  representa o campo de Dirac) interagindo com núcleons por meio da troca do bóson de Higgs com massa  $m_h$  e campo escalar  $h$ . Nessa perspectiva, a densidade Lagrangiana total, já incluindo ambas as contribuições assume a forma:

$$\mathcal{L} = \bar{\chi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - M_\chi)\chi + \xi h\bar{\chi}\chi + \frac{1}{2}(\partial^\mu h\partial_\mu h - m_h^2 h^2) + f\frac{M_{\text{nuc}}}{v}h\bar{\psi}\psi + \mathcal{L}_{\text{had}} \quad (2.4)$$

Nesta formulação, a força de interação é controlada pela constante de acoplamento  $fM_{\text{nuc}}/v$ , onde  $v = 246$  GeV é o valor esperado da energia no vácuo relativa ao campo de Higgs. O termo  $\xi$  representa o acoplamento de interação entre o campo de Higgs e o setor escuro (*Higgs-dark coupling*). Por fim, quando aplicada o método de aproximação de campo médio, chega-se:

$$m_\sigma^2\sigma = g_\sigma\rho_s - A\sigma^2 - B\sigma^3 \quad (2.5)$$

$$m_\omega^2\omega_0 = g_\omega\rho, \quad (2.6)$$

$$m_\rho^2\bar{\rho}_{0(3)} = \frac{g_\rho}{2}\rho_3, \quad (2.7)$$

$$[\gamma^\mu(i\partial_\mu - g_\omega\omega_0 - g_\rho\bar{\rho}_{0(3)}\frac{\tau_3}{2} - M^*)\psi] = 0, \quad (2.8)$$

$$m_h^2 = \xi\rho_s^{DM} + f\frac{M_{\text{nuc}}}{v}\rho_s \quad (2.9)$$

$$(\gamma^\mu i\partial_\mu - M_\chi^*)\chi = 0 \quad (2.10)$$

que são as equações que relacionam as massas dos mésons mediadores aos seus campos de interação associados. Os termos  $\tau_3$ <sup>6</sup>, representam uma das matrizes de Pauli que atuam no espaço de isospin, esse acoplamento é mediado pelo méson  $\rho$ , responsável pela energia de simetria nuclear, influenciando diretamente na estabilidade e na equação de estado da estrela (GLENDEENING, 1997). A massa efetiva do núcleon e da partícula escura são dadas, respectivamente, por:

$$M^* = M_{\text{nuc}} - g_\sigma\sigma - f\frac{M_{\text{nuc}}}{v}h \quad (2.11)$$

<sup>6</sup>O valor de  $\tau_3$  faz alusão ao núcleon, quando igual a 1, refere-se a um próton, quando igual a -1 ao nêutron.

$$M_\chi^* = M_\chi - \xi h \quad (2.12)$$

No caso deste trabalho, será considerado somente sistemas compostos por prótons ( $p$ ) e nêutrons ( $n$ ), desta forma a densidade destas partículas pode ser representado pela expressão:

$$\rho_{p,n} = \langle \bar{\psi}_{p,n} \gamma^0 \psi_{p,n} \rangle = \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_{F_{p,n}}} k^2 dk = \frac{\gamma k_{F_{p,n}}^3}{6\pi^2}, \quad (2.13)$$

sendo a densidade vetorial total de partículas dada por  $\rho = \rho_p + \rho_n$ . O termo  $k_{F_{p,n}}$  representa o momento de Fermi relativo aos prótons e nêutrons. A diferença entre as referidas densidades vetoriais, pode ser escrita como:

$$\rho_3 = \langle \bar{\psi} \gamma^0 \tau_3 \psi \rangle = \rho_p - \rho_n = (2y_p - 1)\rho. \quad (2.14)$$

Já as densidades escalares de partículas são iguais a:

$$\rho_{s_{p,n}} = \langle \bar{\psi}_{p,n} \psi_{p,n} \rangle = \frac{\gamma M_\chi^*}{2\pi^2} \int_0^{k_{F_{p,n}}} \frac{k^2 dk}{\sqrt{k^2 + M_\chi^*}} \quad (2.15)$$

onde, no referido caso,  $\gamma = 2$  refere-se a degenerescência de sabor e  $k_{F_{p,n}}$  o momento de Fermi de cada núcleon. A densidade escalar total de partículas é dada por  $\rho_s = \rho_{s_p} + \rho_{s_n}$ . Quando é adicionada a influencia da matéria escura, considera-se uma relação análoga à equação (2.15) para descrição da densidade escalar:

$$\rho_s^{DM} = \langle \bar{\chi} \chi \rangle = \frac{\gamma M_\chi^*}{2\pi^2} \int_0^{k_F^{DM}} \frac{k^2 dk}{\sqrt{k^2 + M_\chi^{*2}}}, \quad (2.16)$$

sendo  $k_F^{DM}$  o momento de fermi relacionado á matéria escura. Como já mencionado, neste trabalho utilizou-se a teoria de campo médio para o cálculo da densidade de energia,  $\varepsilon_{\text{had-DM}} = \langle T_{00} \rangle$ , e pressão,  $P_{\text{had-DM}} = \langle T_{ii} \rangle / 3$ , a partir da densidade de lagrangiana da Eq. (2.4). A aplicação deste procedimento, resultam nas seguintes expressões:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{HAD-DM}} = & \frac{m_\sigma^2 \sigma^2}{2} + \frac{A\sigma^3}{3} + \frac{B\sigma^4}{4} - \frac{m_\omega^2 \omega_0^2}{2} - \frac{m_\rho^2 \bar{\rho}_{0(3)}^2}{2} \\ & + g_\omega \omega_0 \rho + \frac{g_\rho \bar{\rho}_{0(3)} \rho_3}{2} + \frac{m_h^2 h^2}{2} + \varepsilon_{\text{cin}}^p + \varepsilon_{\text{cin}}^n + \varepsilon_{\text{cin}}^{DM}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} P_{\text{HAD-DM}} = & -\frac{m_\sigma^2 \sigma^2}{2} - \frac{A\sigma^3}{3} - \frac{B\sigma^4}{4} + \frac{m_\omega^2 \omega_0^2}{2} \\ & + \frac{m_\rho^2 \bar{\rho}_{0(3)}^2}{2} - \frac{m_h^2 h^2}{2} + P_{\text{cin}}^p + P_{\text{cin}}^n + P_{\text{cin}}^{DM}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

com os termos relacionados a matéria escura sendo:

$$\varepsilon_{cin}^{DM} = \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_F^{DM}} k^2 \sqrt{k^2 + M_\chi^{*2}} dk \quad (2.19)$$

$$P_{cin}^{DM} = \frac{\gamma}{6\pi^2} \int_0^{k_F^{DM}} \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + M_\chi^{*2}}} \quad (2.20)$$

Os termos relativos a nêutrons e prótons podem ser definidos nas Equações (2.19) e (2.20) se substituído  $k_F^{DM}$  por  $K_{F_{p,n}}$  e  $M_\chi^*$  por  $M^*$ .

Na Fig. (2.1), encontram-se as curvas de pressão ( $P$ ) versus densidade de energia ( $\varepsilon$ ) para diferentes valores de  $k_F^{DM}$  (diferentes cores) e diferentes valores de  $M_\chi$  (diferentes gráficos). O efeito da contribuição da matéria escura é evidente, o aumento de  $k_F^{DM}$  e  $M_\chi$  suavizam as EdEs, ou seja, diminuem o valor da pressão para o mesmo valor de densidade de energia.

Como consideração final desta seção, enfatizamos que a parametrização adotada na parte hadrônica do sistema é o conjunto de parâmetros NL3\*, cujos valores estão representados na Tabela 2.1. Essa escolha se deve ao fato da parametrização ter sido recentemente selecionado em um estudo sistemático no qual foram analisadas propriedades de núcleos finitos, bem como de estrelas de nêutrons (CARLSON *et al.*, 2023). Em comparação com outras parametrizações, o NL3\* reproduz de forma consistente dados experimentais de energias de ligação no estado fundamental, raios de carga e ressonâncias de monopolo gigante em um conjunto de núcleos esféricos, além de estar em concordância com determinadas restrições impostas pela matéria estelar (DUTRA *et al.*, 2024; LALAZISSIS *et al.*, 2009; AGBEMAVA *et al.*, 2014). Na Tabela 2.1, encontram-se os valores de alguns dos parâmetros citados que compõem a EdE utilizada na presente dissertação.

<b>Parâmetros NL3*</b>	
$m = 939$ [MeV]	$g_\omega = 12.8065$
$m_\sigma = 502.5742$ [MeV]	$g_\rho = 4.5748$
$m_\omega = 782.600$ [MeV]	$\rho_0 = 0.150$ [fm <sup>-3</sup> ]
$m_\rho = 763$ [MeV]	$(E/A)_\infty = 16.31$ [MeV]
$g_2 = -10.8093$ [fm <sup>-1</sup> ]	$K = 258.27$ [MeV]
$g_3 = -30.1486$	$J = 38.68$ [MeV]
$g_\sigma = 10.0944$	$m^*/m = 0.594$

TABELA 2.1 – Parâmetros do modelo NL3\* (LALAZISSIS *et al.*, 2009).

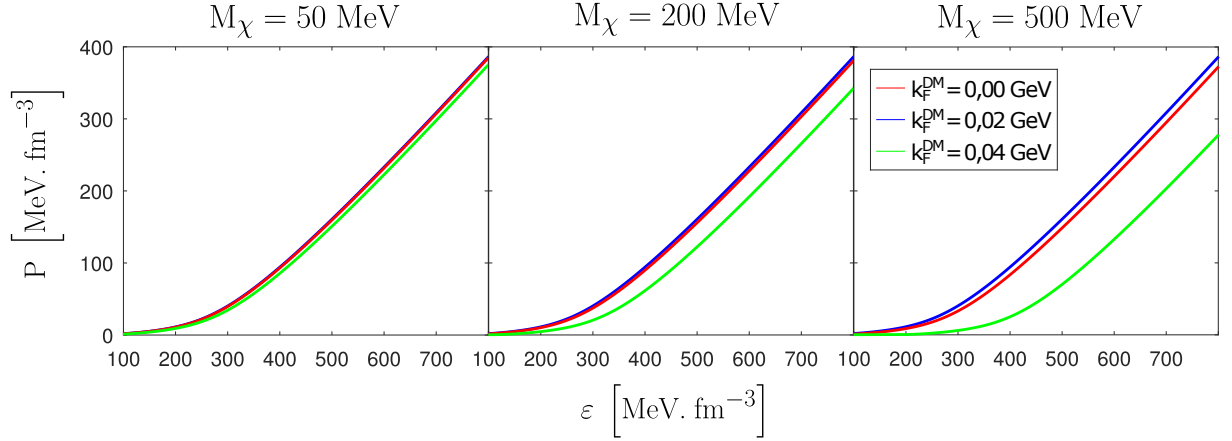


FIGURA 2.1 – Pressão  $P$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$ . Nos diferentes quadros encontram-se as curvas de EdE hadrônica para diferentes valores da massa da matéria escura  $M_\chi$ . Em cada quadro, as curvas com diferentes cores representam os diferentes valores para a do momento de fermi  $k_F^{DM}$ .

## 2.2 EdE para matéria de quarks com acoplamento de matéria Escura

Para descrever a matéria de quarks, foi utilizado o modelo Nambu–Jona-Lasinio SU3 (NJL (SU3)), que inclui 3 sabores de quarks (*up*, *down* e *strange*). Historicamente, esse modelo foi proposto em uma época em que a Cromodinâmica Quântica (QCD) e o próprio conceito de quarks ainda não havia sido formulados. O objetivo inicial do modelo era compreender as interações entre núcleons e os mecanismos associados ao confinamento dessa matéria (NAMBU; JONA-LASINIO, 1961a; NAMBU; JONA-LASINIO, 1961b). Mesmo antes do estabelecimento da QCD, já se reconhecia a existência de certas simetrias que sugeriam a presença de férmions sem massa (BUBALLA, 2005). O desafio, portanto, consistia em identificar um mecanismo dinâmico capaz de explicar a extensão espacial do núcleo, sem violar as simetrias fundamentais do sistema (BUBALLA, 2005). A forma original da lagrangiana é descrita como:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\not{\partial} - m)\psi + g\{(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\vec{\tau}\psi)^2\}, \quad (2.21)$$

sendo  $\psi$  o campo de quarks,  $m$  a massa da corrente,  $\vec{\tau}$  a matriz de Pauli agindo no espaço isospin e  $g$  a constante de acoplamento. Com o advento e o desenvolvimento da Cromodinâmica Quântica (QCD), o modelo Nambu–Jona-Lasinio (NJL) foi reinterpretado em termos de um modelo efetivo para a descrição da dinâmica entre quarks. Dentro dessa nova perspectiva, o modelo passou a descrever as interações entre quarks por meio de acoplamentos locais de quatro férmions, preservando as simetrias fundamentais da QCD de baixa energia (MASUDA *et al.*, 2013; LENZI *et al.*, 2023b). Assim, ao aplicar o modelo e

incluir o grupo de simetria SU(3) e o termo determinante de 't Hooft<sup>7</sup>, podemos expressar a densidade de lagrangiana correspondente da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Q = & \bar{\psi}(i\psi_\mu\partial^\mu - \hat{m})\psi + g_s \sum_{a=0}^8 [(\bar{\psi}\lambda^a\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\lambda^a\psi)^2] - g_v \sum_{a=0}^8 [(\bar{\psi}\gamma_\mu\lambda^a\psi)^2 + \\ & (\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\lambda^a\psi)^2] + g_t \{ \det[\bar{\psi}(1 + \gamma_5)\psi] + \det[\bar{\psi}(1 - \gamma_5)\psi] \} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Onde  $\psi = (u, d, s)$  representa o campo de quarks,  $\lambda^a (0 \leq a \leq 8)$  são os sabores da matriz U(3) e  $\hat{m} = \text{diag}(m_u, m_d, m_s)$  é a massa corrente dos quarks *up*, *down* e *strange*, respectivamente. Os termos  $g_s$ ,  $g_v$ , e  $g_t$  são as constantes de acoplamento escalar, vetorial e 't' Hooft, respectivamente.

Utilizando mais uma vez a aproximação de campo médio, chega-se à densidade de potencial termodinâmico,  $\Omega$ , para um dado potencial químico bariônico  $\mu$  em  $T = 0$ , como se segue:

$$\begin{aligned} \Omega = & -\eta N_c \sum_i \int_{k_{Fi}}^\Lambda \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \sqrt{p^2 + M_i^2} + 2g_s \sum_i \langle \bar{\psi}\psi \rangle_i^2 - 2g_v \sum_i \langle \psi^\dagger\psi \rangle_i^2 \\ & + 4g_t \langle \bar{u}u \rangle \langle \bar{d}d \rangle \langle \bar{s}s \rangle - \eta N_c \sum_i \mu_i \int_0^{k_{Fi}} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} - \Omega_0, \end{aligned} \quad (2.23)$$

onde o termo  $\Lambda$ , nos limites das integrais, conhecido como “*cut-off*” ultravioleta, representa um corte de regularização introduzido para contornar divergências em regiões de alta energia. O índice  $i$  indica a soma sobre todos os sabores de quarks ( $i = u, d, s$ ) e  $\mu_i$  representa o potencial químico de cada quark  $i$ . As constantes  $\eta = 2$  e  $N_c = 3$  correspondem, respectivamente, às degenerescências de spin e de cor, e a constante  $\Omega_0$  é inserida para garantir que  $\Omega = 0$  no vácuo. O momento de Fermi da partícula  $i$  é dado por:

$$k_{Fi} = \theta(\mu_i^* - M_i) \sqrt{\mu_i^{*2} - M_i^2}, \quad (2.24)$$

sendo  $\mu_i^*$  o potencial químico do quark modificado pelas interações vetoriais, isto é  $\mu_{u,d,s}^* = \mu_{u,d,s} - 4g_v \langle \psi^\dagger\psi \rangle_{u,d,s}$ . A partir da densidade do potencial termodinâmico, podemos obter a densidade de energia e a pressão:

$$\varepsilon = \Omega + \sum_i \rho_i \mu_i \quad \text{e} \quad P = -\Omega. \quad (2.25)$$

Os condensados de quarks,  $\langle \bar{\psi}_i\psi_i \rangle$ , e a densidade  $\rho_i$  são definidos, para cada sabor  $i =$

<sup>7</sup>O termo determinante de 't Hooft foi introduzido para representar efetivamente os efeitos instantônicos da QCD, responsáveis pela quebra explícita da simetria axial  $U_A(1)$ .

$u, d, s$ , como:

$$\phi_i = \langle \bar{\psi}\psi \rangle_i = -\eta N_c \int_{k_{Fi}}^{\Lambda_0} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \frac{M_i}{\sqrt{p^2 + M_i^2}}, \quad (2.26)$$

e:

$$\rho_i = \langle \bar{\psi}^\dagger \psi \rangle_i = \eta N_c \int_0^{k_{Fi}} \frac{p^2 dp}{2\pi^2}. \quad (2.27)$$

onde  $M_i$  é a massa constituinte do quark  $i$ , que deve ser calculada minimizando o potencial termodinâmico em relação à massa constituintes de cada quark:

$$M_i = m_{0i} - 4g_s \phi_i - 2g_t \phi_j \phi_k, \quad (2.28)$$

no qual,  $i = u, j = d$  e  $k = s$  e suas permutações cíclicas.

Para a presente dissertação foram utilizados os parâmetros previamente empregados em (RUIVO *et al.*, 1999; KUNIHRO, 1987), de modo que  $\Lambda = 631,4$  MeV,  $g_s \Lambda^2 = 1,829$ ,  $g_t \Lambda^5 = -9,4$ ,  $m_u = m_d = 5,6$  MeV,  $m_s = 135,6$  MeV. Este conjunto de parâmetros foi escolhido de modo a reproduzir os valores de vácuo para a massa do pión, a constante de decaimento do pión, a massa do káon, a constante de decaimento do káon e os condensados de quarks:  $m_\pi = 139$  MeV,  $f_\pi = 93$  MeV,  $m_K = 495,7$  MeV,  $f_K = 97,9$  MeV,  $\langle u\bar{u} \rangle^{1/3} = \langle d\bar{d} \rangle^{1/3} = -246,7$  MeV,  $\langle s\bar{s} \rangle^{1/3} = -266,9$  MeV. A constante de acoplamento vetorial surge como um parâmetro livre do modelo. Seu efeito pode ser observado no gráfico da Fig. (2.2), onde varia-se a fração  $G_v/G_s$ , onde  $G_s$  representa a constante de acoplamento escalar. Como fica evidente, de um modo geral, maiores valores de  $G_v$  fazem da EdE do modelo NJL SU(3) mais dura, aumentando o valor da pressão para o mesmo valor de densidade de energia.

A inclusão da contribuição de matéria escura na EdE da matéria de quarks é feita de forma análoga em relação à matéria hadrônica, somando um termo cinético (como os apresentados nas Eqs. (2.19) e (2.20)), nas equações para densidade de energia e pressão, respectivamente, conforme exposto na Eq.(2.2). Neste caso, obtemos:

$$\varepsilon = \Omega + \sum_i \rho_i \mu_i + \varepsilon_{\text{cin}}^{DM} \quad (2.29)$$

$$P = -\Omega + P_{\text{cin}}^{DM}, \quad (2.30)$$

relembrando que  $\Omega$  é a densidade de potencial termodinâmico dado pela Eq. (2.23) e os termos  $\varepsilon_{\text{cin}}^{DM}$  e  $P_{\text{cin}}^{DM}$ , dados pelas Eqs. (2.19) e (2.20), representam a contribuição da matéria escura na densidade de energia e pressão.

O efeito da contribuição da matéria escura nas EdEs relativos ao modelo NJL SU(3),

podem ser vistas nos gráficos da Fig. (2.3), onde também se observa o efeito da constante de acoplamento vetorial que é utilizado como parâmetro livre do modelo, sendo representado por uma fração da constante de acoplamento escalar ( $G_v/G_s$ ). Assim como ocorre no caso hadrônico, a soma da contribuição de matéria escura torna a EdE de quarks mais suave. Quanto maior for o momento de fermi  $k_F^{DM}$  e massa da matéria escura  $M_\chi$ , menor a pressão  $P$  para a mesma para a mesma densidade de energia  $\varepsilon$ .

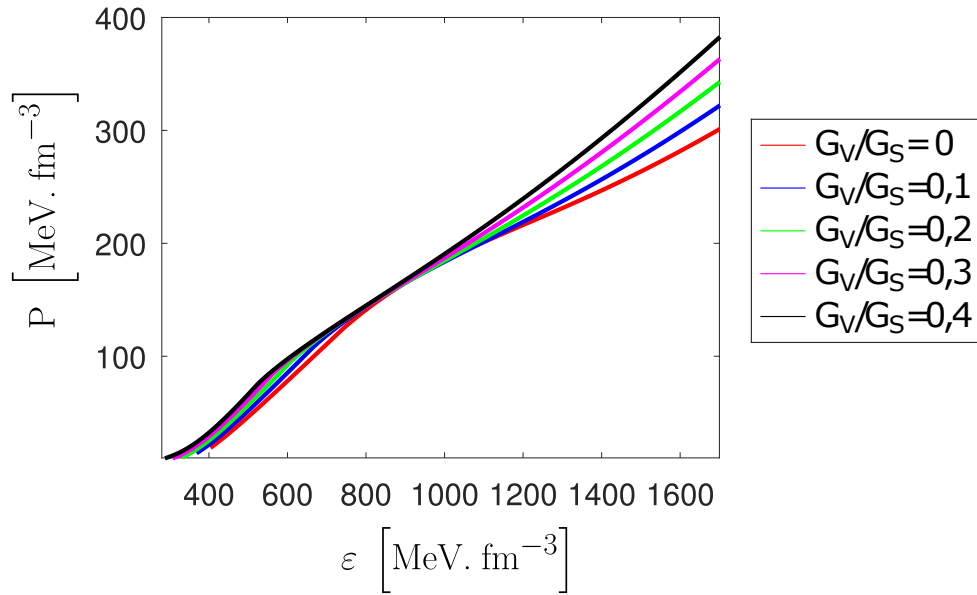


FIGURA 2.2 – Pressão  $P$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$  calculados utilizando o modelo NJL SU(3) para diferentes valores da constante de acoplamento vetorial  $G_v$ , representada aqui como uma fração da constante de acoplamento escalar  $G_s$

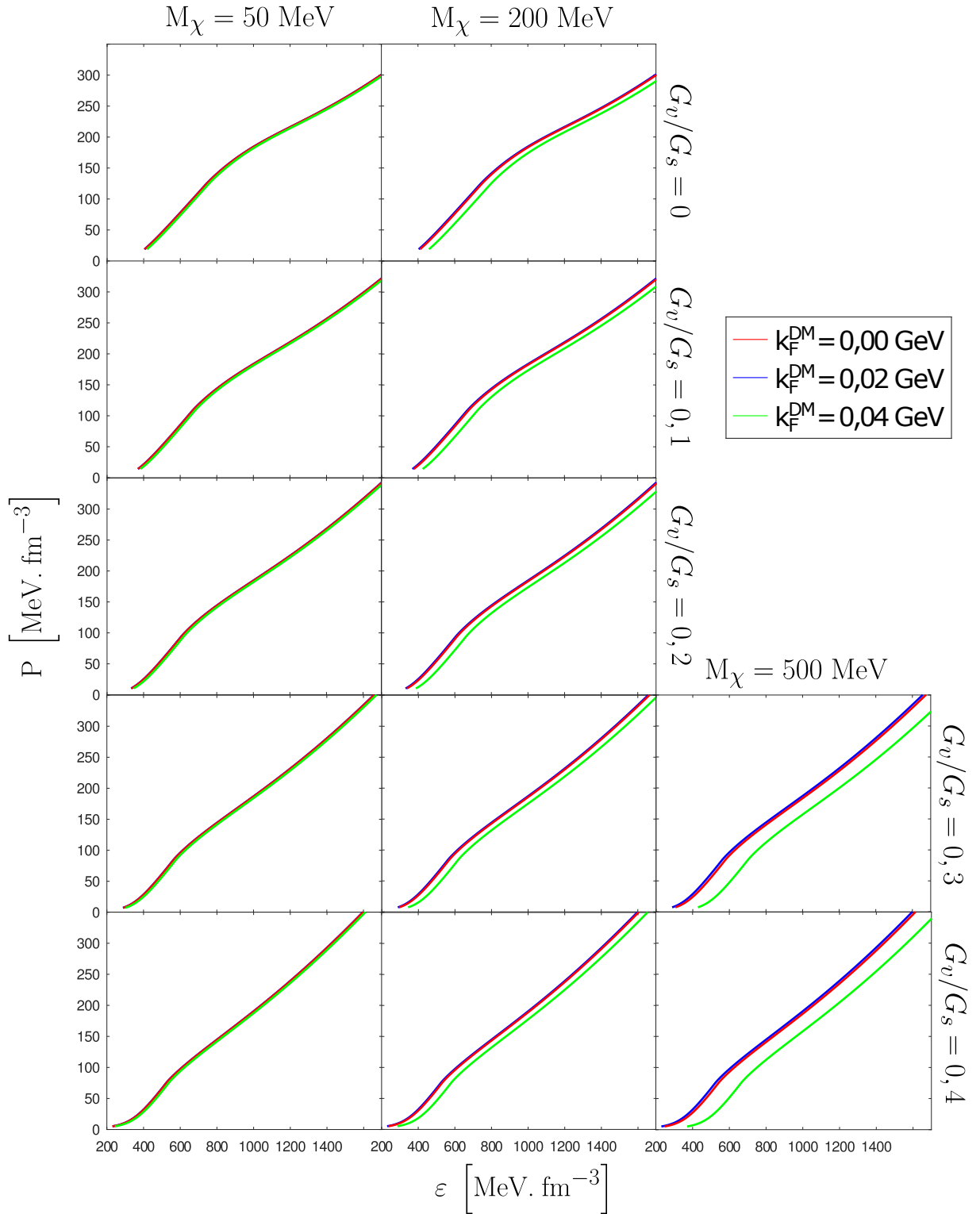


FIGURA 2.3 – Pressão  $P$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$  calculados utilizando o modelo NJL SU(3). Nos diferentes quadros encontram-se as curvas de EdE de matéria de quarks para diferentes valores de massa da matéria escura  $M_\chi$  e acoplamento vetorial  $G_v/G_s$ . Em cada quadro, as curvas com diferentes cores representam os diferentes valores de momento de fermi  $k_F^{\text{DM}}$ .

### 3 Estrelas Híbridas e o Efeito da Matéria Escura

A hipótese da existência de matéria de quarks desconfinaada foi proposta nos trabalhos pioneiros (WITTEN, 1984; FARHI; JAFFE, 1984). Tal matéria seria composta por três sabores de quarks: *up*, *down* e *strange*, e poderia existir naturalmente, em regiões de alto potencial químico e baixas temperaturas, como mostra a Fig. (3.1), que ilustra o diagrama de fases da QCD, onde pode-se observar o estado da matéria de acordo com a temperatura e potencial químico bariônico.

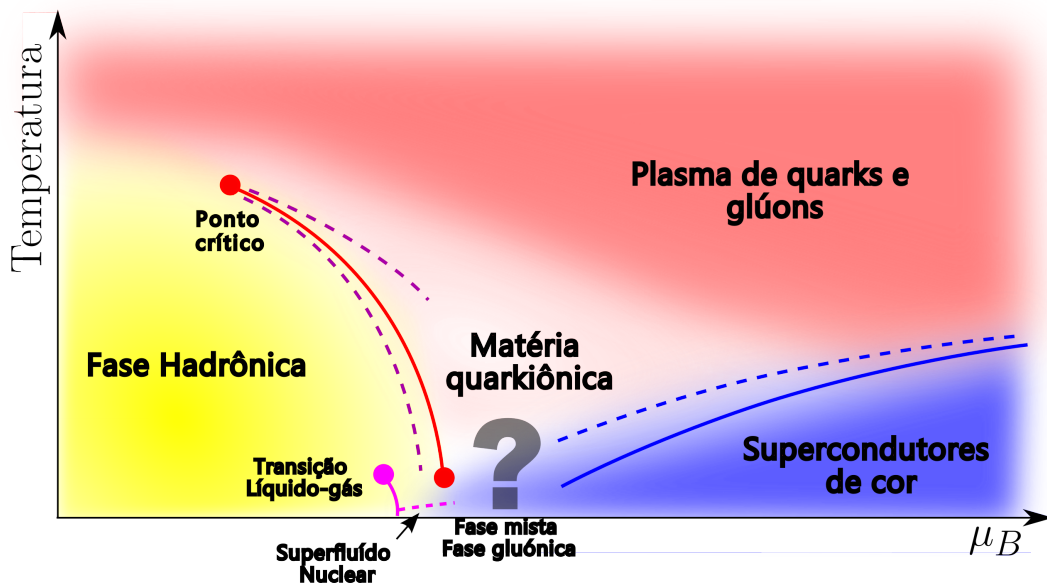


FIGURA 3.1 – Ilustração do diagrama de fases da QCD, que mostra os diferentes estados da matéria em termos da temperatura e potencial químico bariônico. Diferentes cores representam diferentes fases de matéria, como indicado. Figura modificada baseada em (FUKUSHIMA; HATSUDA, 2010)

Como o interior de uma estrela de nêutrons pode atingir densidades extremamente elevadas, é razoável supor que, nessas condições, ocorra o desconfinamento da matéria hadrônica em um estado de quarks livres, o que resultaria em uma transição entre estas fases da matéria no interior da estrela. Estima-se que esta transição de fase possa ocorrer de diferentes maneiras:

1. Transições de fase de primeira ordem: são caracterizadas pela continuidade nos valores de pressão e potencial químico dos componentes na interface entre as duas fases (construção de Maxwell). Como consequência, surge uma descontinuidade acentuada na densidade de matéria e densidade de energia.
2. Transição de fase mista: como posto pelo próprio nome, trata-se de um tipo de transição onde há a formação de uma região de fase mista, ou seja, uma região onde matéria hadrônica e de quarks coexistem (construção de Gibbs) (GLENDENNING, 1992).
3. Crossover: trata-se de um tipo de transição contínua e suave entre as fases hadrônica e de quarks (OTTO *et al.*, 2020; KOJO *et al.*, 2022).

A natureza da transição de fase impacta diretamente nas propriedades observáveis destas estrelas, tais como massa, raio, deformabilidade de maré e, até mesmo, nas ondas gravitacionais oriundas destes eventos. No caso da presente dissertação, será considerado somente o caso de transições de fase de primeira ordem.

### 3.1 Efeito da matéria escura na transição de fase

Como foi mencionado anteriormente, numa transição de fase de primeira ordem a pressão ( $P$ ) e o potencial químico ( $\mu$ ) mantêm continuidade entre as fases hadrônica e de quarks. Neste caso, a transição de fase deve ser estabelecida pelo ponto de cruzamento no diagrama de  $P \times \mu^1$  (MARUYAMA *et al.*, 2007; VOSKRESENSKY *et al.*, 2003), tal como é mostrado nos gráficos da Fig. (3.2), onde é possível observar os pontos de cruzamento entre as curvas vermelha (fase de quarks) e azul (fase hadrônica). Os diferentes quadros mostram os cruzamentos para diferentes parametrizações, em particular, diferentes valores do acoplamento vetorial da fase de quarks  $G_v$ , dois diferentes valores do momento de Fermi da partícula da matéria escura ( $k_F^{DM}$ ) e um valor fixo para a massa do neutralino  $M_\chi = 200$  MeV. Os valores da pressão e do potencial químico na transição, para todas as parametrizações em que ocorreram cruzamentos, encontram-se na Tabela 3.1. Uma vez estabelecidas as condições de transição entre as fases hadrônicas e de quarks, a construção de uma EdE híbrida é feita de forma que a fase com maior valor de pressão para o mesmo potencial químico é energeticamente favorecida<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>É importante destacar que o ponto de interseção entre as curvas indica o regime em que as duas fases encontram-se em equilíbrio termodinâmico, isto é, quando seus potenciais químicos, temperaturas e pressões assumem os mesmos valores (FODOR; KATZ, 2004), o que é garantido nos casos estudados, já que as EdEs foram constituídas em um regime de baixas temperaturas, ou seja  $T \approx 0K$ .

<sup>2</sup>Diferentemente do que ocorre com a construção de Gibbs, na construção de Maxwell assume-se que exista uma tensão superficial entre as fases, o que impede a existência de uma fase mista.

Outro aspecto marcante das transições de fase de primeira ordem é a descontinuidade na densidade de energia ( $\varepsilon$ ). A Fig.(3.3) apresenta os diagramas  $P \times \varepsilon$  para todo o conjunto de parametrizações em que ocorrem os cruzamentos entre as fases<sup>3</sup>. Os *plateaus*, que podem ser observados nos gráficos, surgem como resultado da descontinuidade na densidade de energia. As curvas de linhas cheias representam as fases hadrônicas, enquanto as linhas tracejadas representam a fase de quarks. A composição destas duas fases resultam em uma EdE híbrida. Em rápida análise, fica evidente a influência do acoplamento vetorial  $G_v$  sobre os parâmetros das transições de fase, assim como do momento de Fermi  $k_F^{DM}$  e da massa  $M_\chi$  da matéria escura.

Também, na Tabela 3.1, pode-se observar como variam os parâmetros das transições de fase ( $P_{trans}$ ,  $\Delta\varepsilon$ ,  $\mu_{trans}$ ) em relação ao acoplamento vetorial da fase de quarks, ao momento de Fermi e à massa da contribuição de matéria escura. Notem que, em todos os casos, o aumento de  $G_v$  implica em um aumento dos valores de todos os parâmetros da transição de fase. Ao contrário, o aumento de  $k_F^{DM}$ , para o mesmo valor de  $M_\chi$ , implica na diminuição no valor destes mesmos parâmetros, e o mesmo efeito se observa quando varia-se a massa do neutralino  $M_\chi$ , mantendo-se fixo o parâmetro  $k_F^{DM}$ .

Na Fig. 3.4, pode-se observar o comportamento da velocidade do som, dado por

$$v_s^2 = \frac{dP}{d\varepsilon}, \quad (3.1)$$

em termos da densidade de energia ( $\varepsilon$ ). A análise deste parâmetro é importante pois nos garante a causalidade dos modelos, ou seja, que em nenhuma circunstância  $v_s > 1$ , o que implicaria em informação se propagando em velocidades maiores do que a da luz no interior da estrela<sup>4</sup>. Note que, em quase todos os casos, existe uma diminuição abrupta nos valores de  $v_s$  entre as fases hadrônica (curvas contínuas) e a fase de quarks (curvas tracejadas). Isso ocorre devido à compressibilidade da matéria de quarks ser menor quando comparada com a matéria hadrônica.

---

<sup>3</sup>Em alguns casos não ocorreram o cruzamento entre as EdE, o que indica a impossibilidade de existência de estrelas híbridas para aquelas parametrizações

<sup>4</sup>Neste trabalho foram adotadas unidades relativísticas, onde consideramos  $G = c = 1$ . Portanto, o valor da velocidade do som, encontra-se normalizado pelo valor da velocidade da luz.

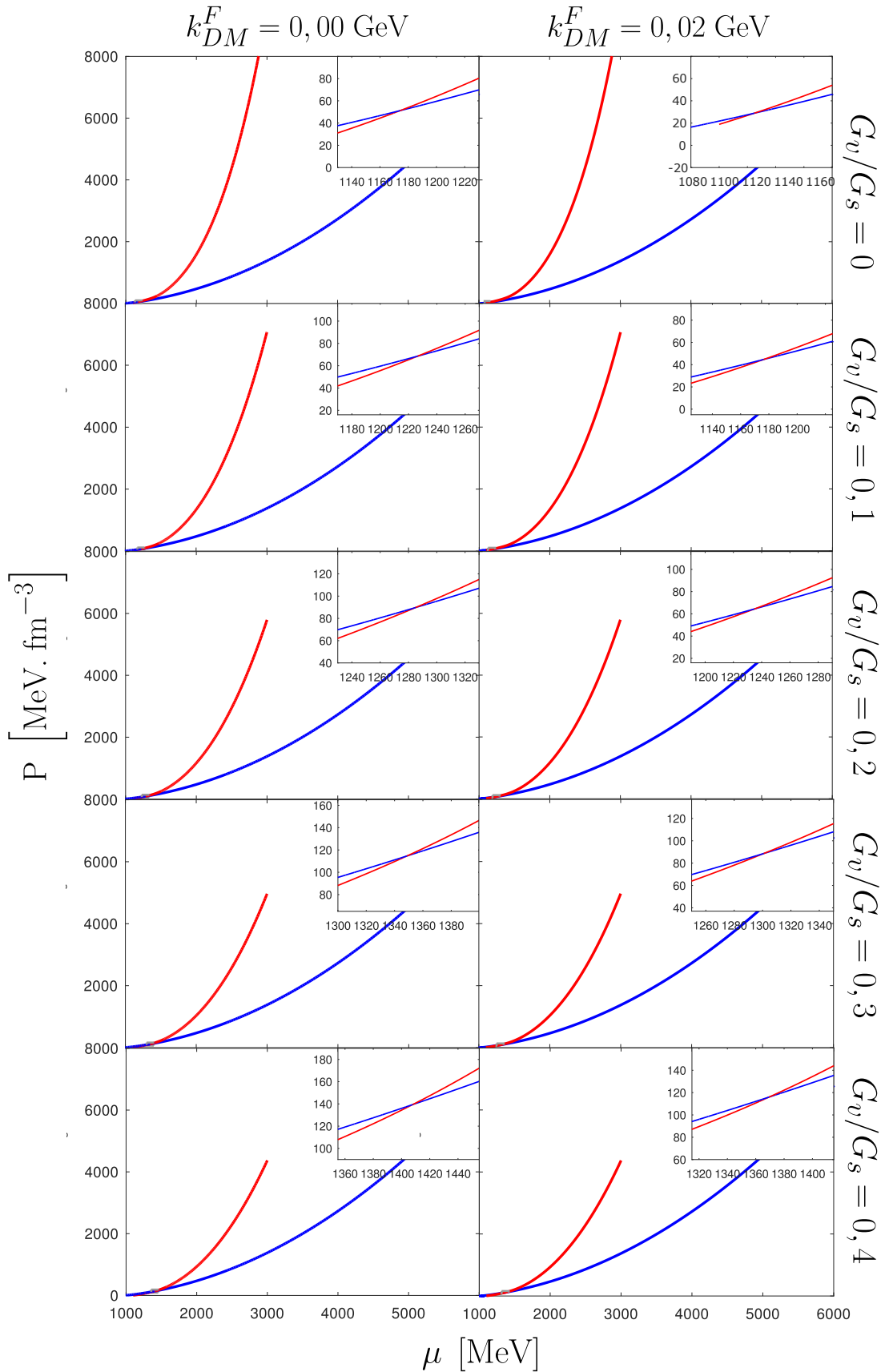


FIGURA 3.2 – Pressão ( $P$ ) em função do potencial químico ( $\mu$ ), evidenciando a interseção das curvas hadrônicas (azul) e de quarks (vermelha), com  $M_\chi = 200 \text{ MeV}$ . Aqui são apresentados os cruzamentos de fase que foram possíveis dentro do intervalo de parâmetros utilizados no trabalho. O modelo com maior valor de pressão para o mesmo potencial químico é energeticamente favorecido.

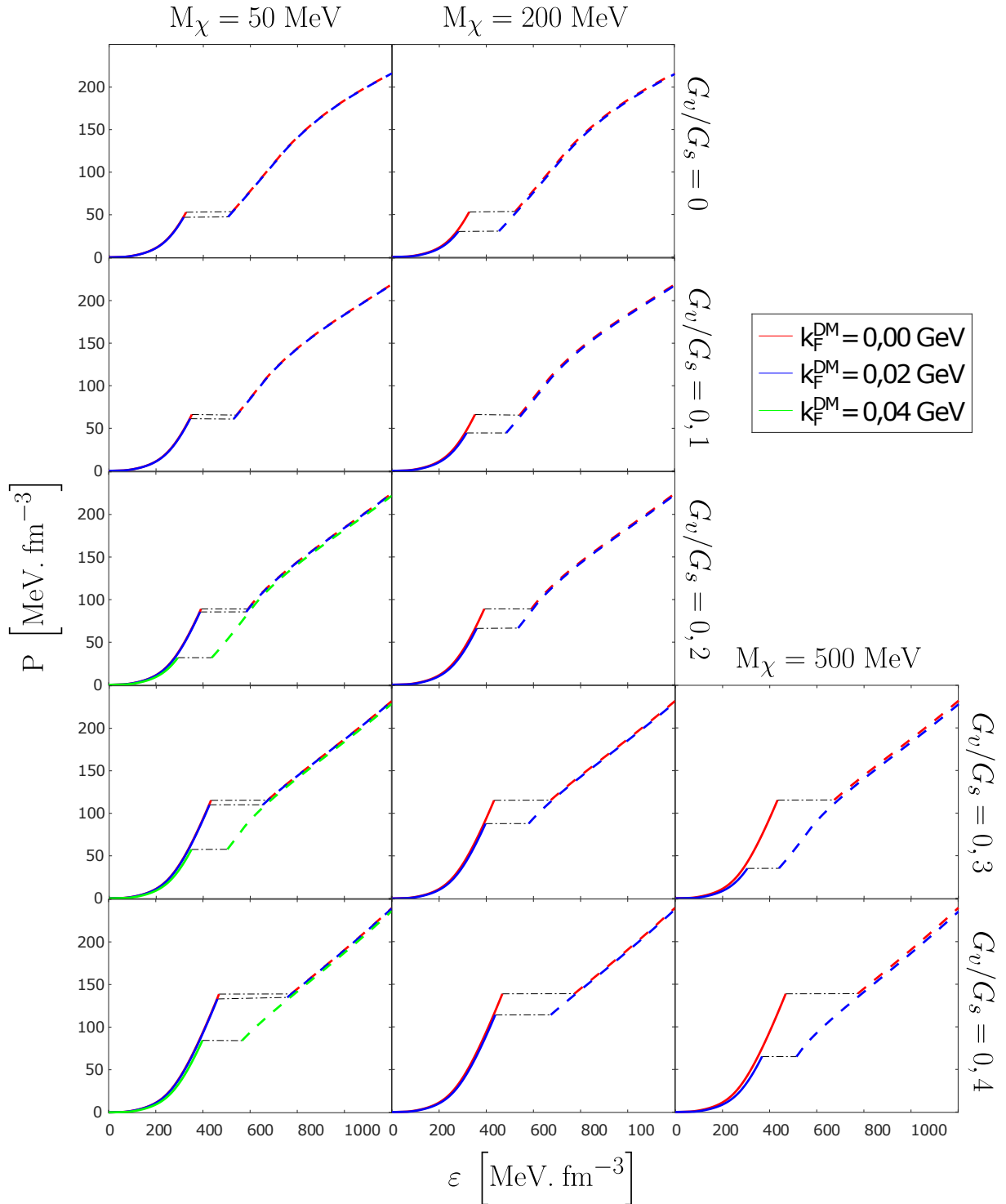


FIGURA 3.3 – Pressão  $P$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$  para todos os casos em que os cruzamentos ocorreram. As curvas contínuas representam a matéria hadrônica e as pontilhadas, a matéria de quarks. O *plateau* tracejado em preto, indica a região onde ocorre a transição de fase. Como pode ser visto, neste ponto, ambas as fases apresentam a mesma pressão, havendo uma descontinuidade na densidade de energia.

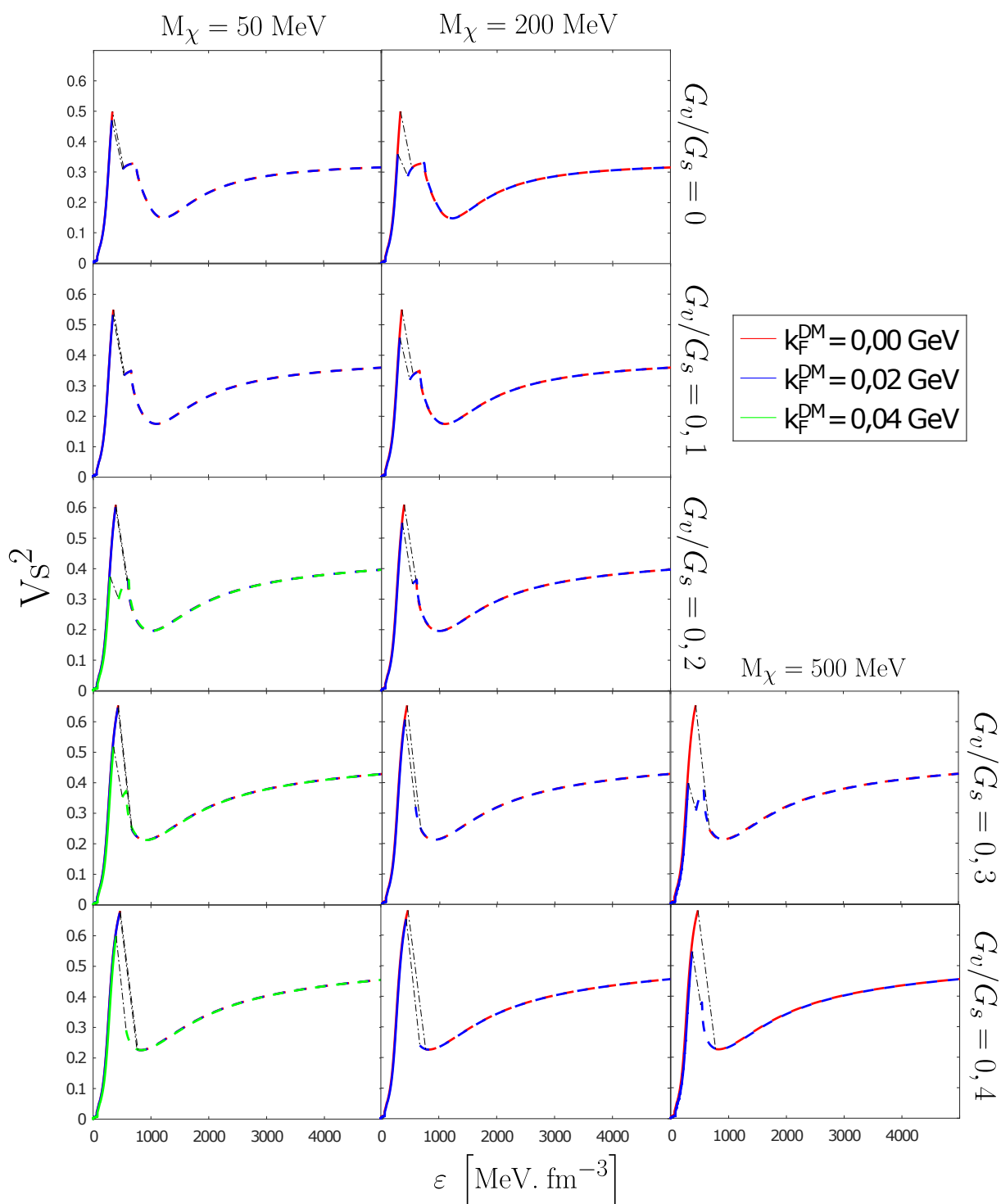


FIGURA 3.4 – Quadrado da velocidade do som  $v_s^2$  em função da densidade de energia  $\varepsilon$  para cada um dos casos estudados. As curvas contínuas representam a fase hadrônica, enquanto as linhas pontilhadas representam a fase de quarks.

$G_v/G_s$	$k_{DM}^F$	$M_\chi$	$P_{trans}$	$\Delta\varepsilon$	$\mu_{trans}$
0	0,00	x	53,266	196,151	1179,428
0	0,02	50	47,234	188,813	1166,519
0	0,02	200	30,227	172,511	1128,656
0,1	0,00	x	65,829	194,154	1219,881
0,1	0,02	50	61,024	189,131	1210,504
0,1	0,02	200	44,553	172,597	1175,995
0,2	0,00	x	89,035	204,294	1283,432
0,2	0,02	50	85,618	196,078	1277,963
0,2	0,02	200	66,340	175,854	1239,629
0,2	0,04	50	31,829	147,756	1160,114
0,3	0,00	x	115,370	240,445	1350,277
0,3	0,02	50	110,028	233,770	1341,226
0,3	0,02	200	87,910	183,101	1299,210
0,3	0,02	500	35,135	133,840	1182,333
0,3	0,04	50	57,568	152,782	1236,207
0,4	0,00	x	138,841	305,596	1406,791
0,4	0,02	50	132,982	296,234	1397,464
0,4	0,02	200	114,009	235,359	1365,257
0,4	0,02	500	65,063	149,745	1267,903
0,4	0,04	50	84,302	173,039	1308,949

TABELA 3.1 – Nesta tabela encontram-se os valores relativos à transição de fase, nomeadamente, pressão de transição  $P_{trans}$  [MeV fm<sup>-3</sup>], amplitude da descontinuidade na densidade de energia  $\Delta\varepsilon$  [MeV fm<sup>-3</sup>] e o potencial químico de transição  $\mu_{trans}$  [MeV], para cada valor de acoplamento vetorial ( $G_v$ ), momento de Fermi  $k_F^{DM}$  [GeV] e massa  $M_\chi$  [MeV] da partícula de matéria escura. Como pode-se observar, todas as transições de fase foram construídas de forma que os valores relativos a contribuição da matéria escura são os mesmos para ambas as fases hadrônica e de quarks.

## 3.2 Estrutura Estelar

Como descrito até o momento, fica clara a influência da contribuição da matéria escura nas EdEs de ambas as fases e, portanto, em suas transições de fase, o que mostra ter grande influência na estrutura estelar, assim como em sua estabilidade. Nessa seção há uma breve recapitulação sobre as equações de equilíbrio hidrostático de estrelas compactas, as conhecidas equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) e as condições de estabilidade de estrelas híbridas para, em seguida, apresentar os diagramas de massa-raio resultantes das EdEs híbridas apresentadas.

### 3.2.1 Equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff

Por meio da Relatividade Geral é possível determinar as equações que correspondem à configuração de equilíbrio hidrostático de uma estrela de nêutrons. De fato, para essa dedução, deve-se partir das equações de Einstein, como se segue:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi T_{\mu\nu}, \quad (3.2)$$

onde  $R_{\mu\nu}$  e  $R$  representam o tensor e o escalar de curvatura, respectivamente. O termo  $g_{\mu\nu}$  representa a métrica de espaço-tempo e  $T_{\mu\nu}$  o tensor energia-momento.

Uma vez que se considere que a estrela compacta seja um objeto isotrópico, simetricamente esférico e estático, chega-se nas conhecidas equações TOV (TOLMAN, 1939; OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939), que trata-se de um sistema de equações diferenciais de primeira ordem que estabelece uma relação direta entre a microestrutura da estrela, representada pelas EdEs (ver Fig. 3.3), e suas grandezas observáveis, tais como sua massa  $M$  e raio  $R$ .

Como já mencionado, para calcular as equações de TOV, deve-se considerar um objeto estático e esfericamente simétrico, o que conduz a um elemento de linha como o apresentado por Karl Schwarzschild (SCHWARZSCHILD, 1916):

$$ds^2 = -e^{\nu(r)}dt^2 + e^{\lambda(r)}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (3.3)$$

onde as funções  $e^{\nu(r)}$  e  $e^{\lambda(r)}$  são escolhidas de forma a garantir uma métrica monotônica e que não altere os sinais que caracterizam as coordenadas tipo tempo e tipo espaço. Todos os outros parâmetros são característicos de um sistema de coordenadas esférico. A micro-estrutura da estrela deve ser caracterizada pelo tensor energia-momento que, quando considerada como composta por um fluido perfeito, assume a forma:

$$T_{\mu\nu} = (\varepsilon + P)u_\mu u_\nu + Pg_{\mu\nu}, \quad (3.4)$$

onde  $\varepsilon$  representa a densidade de energia do fluido,  $P$  sua pressão e  $u_\mu$  as quadri-velocidades de um elemento infinitesimal do fluido.

Uma vez conhecida a solução de Schwarzschild (SCHWARZSCHILD, 1916), a métrica pode ser escrita em suas coordenadas como apresentada na Eq. (3.3), e uma vez que se sabe que o tensor energia-momento é exatamente aquele apresentado na Eq. (3.4), chega-se as equações de de TOV, como se segue:

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi\varepsilon(r)r^2, \quad (3.5)$$

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{[P(r) + \varepsilon(r)][m(r) + 4\pi r^3 P(r)]}{r[r - 2m(r)]}, \quad (3.6)$$

onde  $r$  representa a coordenada radial no interior da estrela e  $m(r)$  a quantidade de massa no interior da região delimitada por  $r$ . Para que cada camada da estrela não colapse, a pressão interna deve equilibrar a “força gravitacional” exercida sobre a camada, o chamado equilíbrio hidrostático, representado pela Eq. (3.6).

Sendo, portanto, as Eqs. (3.5) e (3.6) as conhecidas equações de TOV (TOLMAN, 1939; OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939), que nos fornecem um sistema de equações diferenciais, não homogêneas e não lineares. A integração dessas equações permite calcular a massa  $M$  e o raio  $R$  da estrela, uma vez que sejam conhecidas as variáveis termodinâmicas obtidas a partir das EdEs (i.e. as variáveis  $P$  e  $\varepsilon$ ). Do ponto de vista numérico, a solução das Eqs. (3.5) e (3.6) deve ser entendida como um problema de condição de contorno onde impõem-se, por intuição, que a massa deve ser nula no centro da estrela ( $m(0) = 0$ ) e que a pressão deve se anular em sua superfície ( $P(R) = 0$ ), onde  $R$  representa o raio da estrela.

Como a proposta da presente dissertação é a análise da propriedades de estrelas híbridas, faz-se importante uma investigação sobre a estabilidade de tais estrelas (próxima sessão), dada a presença de uma interface que separa o setor híbrido do setor hadrônico.

### 3.3 Estabilidade de Estrelas Híbridas

Para a análise da estabilidade de estrelas híbridas é comum a utilização da condição relativa às frequências de oscilação radial. Tais equações foram obtidas por Chandrasekhar (CHANDRASEKHAR, 1964) ao realizar perturbações radiais nas variáveis do fluido (tensor energia-momento) e do espaço-tempo (métrica). Como resultado, chega-se a duas equações de primeira ordem para as variáveis  $\Delta\xi/r$  e  $\Delta P$  que representam, respectivamente, o deslocamento radial relativo e as perturbações da pressão. Assim, o sistema de equações é dado por:

$$\frac{d\xi}{dr} = -\frac{1}{r} \left( 3\xi + \frac{\Delta P}{(P + \varepsilon)} \frac{dP}{d\varepsilon} \right) - \frac{dP}{dr} \frac{\xi}{(P + \varepsilon)}, \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta P}{dr} = & \xi \left\{ \omega^2 e^{\lambda-\nu} (P + \varepsilon) r - 4 \frac{dP}{dr} \right\} + \xi \left\{ \left( \frac{dP}{dr} \right)^2 \frac{r}{(P + \varepsilon)} - 8\pi e^\lambda (P + \varepsilon) P r \right\} \\ & + \Delta P \left\{ \frac{dP}{dr} \frac{1}{(P + \varepsilon)} - 4\pi (P + \varepsilon) r e^\lambda \right\}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde  $\lambda$  e  $\nu$  são funções relativas à métrica e  $\omega$  é a auto-frequência de oscilação<sup>5</sup>, onde temos valores discretos de  $\omega$ <sup>6</sup>. Mais detalhes sobre oscilações radiais podem ser encontrados na referência (FLORES; LUGONES, 2010) e suas citações.

### 3.3.1 Natureza das transições de fase e seu efeito na estabilidade estelar

Devido a existência de uma interface na região interna da estrela, a fase de quarks, que compõe seu núcleo, está em permanente contato com a fase hadrônica que forma parte do envelope estelar. Por consequência desse contato podem existir reações que são classificadas pela escala de tempo em que estas acontecem. Assim, a depender dessa escala de tempo, as reações podem ser classificadas como transições lentas e rápidas (HAENSEL *et al.*, 1989), onde as transições lentas são aquelas cuja escala de tempo das reações é maior que a escala de tempo das oscilações e, o contrário, transições rápidas são aquelas cuja a escala de tempo das reações é menor que a escala de tempo das oscilações.

No caso das transições lentas, que é o objeto de estudo na presente dissertação, o fluido próximo à interface mantém sua composição quando é deslocado de sua posição de equilíbrio, movendo-se juntamente com a interface. Esse efeito pode ser incorporado nas condições de junção para as autofunções radiais  $\xi$  e  $\Delta P$ . Em particular, no caso de transições lentas, essas funções são variáveis contínuas, o que pode ser escrito como (PARISI *et al.*, 2021):

$$[\xi] = \xi_+ - \xi_- = 0, \quad [\Delta P] = (\Delta P)_+ - (\Delta P)_- = 0, \quad (3.9)$$

onde  $\xi$  e  $\Delta P$  são os valores do deslocamento radial e a perturbação lagrangiana na pressão, respectivamente. Já os valores com os índices “+” e “-” referem-se, respectivamente, a depois e antes da interface, no sentido do centro à superfície da estrela.

De um modo geral a condição de estabilidade em estrelas compactas é dada pelo critério:

$$\frac{\partial M}{\partial \varepsilon_c} > 0, \quad (3.10)$$

sendo  $\varepsilon_c$  a densidade de energia central da estrela. Tal condição culmina no estabelecimento da estrela de massa máxima da configuração como a última estrela estável. Diferentemente, no caso da análise por vias de oscilações radiais, a última estrela estável é dada pelo critério associado ao valor da frequência de oscilação, quando  $\omega^2 = 0$ <sup>7</sup>, e sendo então solução das Eqs. (3.7) e (3.8). Portanto, podemos concluir que estrelas com  $\omega^2 < 0$

<sup>5</sup>Por questão de simplificação, foi deixada implícita a dependência na coordenada radial  $r$ .

<sup>6</sup>No seu estado fundamental ( $\omega_0$ ), podemos determinar a estabilidade através dos valores de  $\omega_0^2$ , quando positivo estável (real) e quando negativo instável (imaginário).

<sup>7</sup>Em modos práticos, já que  $\omega^2 = 0$  é inconclusivo, tomamos que a última estrela estável é o última estrela com  $\omega^2$  positivo.

são dinamicamente instáveis.

De fato, na maior parte das situações as condições (3.10) e  $\omega^2 > 0$  são equivalentes, já que ambas descrevem os limites de estabilidade. Contudo, no caso de estrelas híbridas que apresentem uma interface entre as fases e, uma vez consideradas transições lentas, podem surgir estrelas estáveis após a massa máxima. Ou seja, a última estrela estável, que possui um modo fundamental de frequência positiva, deve ter massa menor e densidade de energia maior que a estrela de massa máxima da configuração de equilíbrio. Como será visto na sequência, as transições lentas tem implicações importantes em nível macroscópico que já foram amplamente estudados por (FLORES *et al.*, 2012; PEREIRA *et al.*, 2018; PARISI *et al.*, 2021).

### 3.3.2 Os diagramas de Massa-Raio

Uma vez conhecida a EdE apresentada nos diagramas  $P \times \varepsilon$  na Fig. (3.3), esta será a condição que nos permitirá a integração das equações TOV, apresentadas nas Eqs. (3.5) e (3.6), em conjunção com as equações de oscilação radial (3.7) e (3.8), para análise de estabilidade dessas estrelas. Os resultados encontram-se nos diagramas de massa-raio apresentados na Fig. (3.5). Nestes gráficos as curvas cheias representam a região cujas estrelas são unicamente hadrônicas, enquanto as curvas pontilhadas representam as estrelas com núcleo de quarks. O ponto preto sobre cada uma das curvas representa a última estrela estável para cada parametrização (quando  $\omega^2 = 0$ ), uma vez considerada transições lentas, como já discutido na seção anterior. Em cada quadro, diferentes cores representam diferentes valores de  $k_F^{DM}$ . Como pode-se ver, quanto maior o momento de Fermi do neutralino, menor a massa e o raio das configurações estelares. Isso se deve ao fato desta contribuição tornar as EdEs, em ambas as fases, mais suaves, ou seja, induzem menores valores de pressão para mesma densidade de energia. Quando comparamos os quadros, fica claro o efeito da massa do neutralino que, quanto maior, menor é a massa e o raio da configuração estelar.

Outro aspecto interessante é o fato de que o aumento no valor dos parâmetros relativos à matéria escura, diminui o valor da pressão de transição ( $P_{trans}$ ), como já observado na Tabela 3.1. Fato que tem implicação direta na configuração estelar, pois faz com que as massas máximas das configurações surjam no setor híbrido (região pontilhada), favorecendo plenamente a estabilidade de estrelas híbridas, em contrapartida a uma diminuição drástica da massa máxima, afastando-as das regiões observacionais, destacadas pelas curvas de cor verde e rosa. Estas regiões representam os intervalos de confiança de 95% para as massas e raios dos eventos PSR J0030+0451 (rosa) e PSR J0740+6620 (verde) medidos pelo NICER (RILEY *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2021; RILEY *et al.*,

2021)<sup>8</sup>. O intervalo marcado pelas linhas horizontais pretas incluem todos os pulsares PSR J1614-2230, PSR J0348+0432 e PSR J0740+6620 (DEMOREST *et al.*, 2010; ANTONIADIS *et al.*, 2013; CROMARTIE *et al.*, 2019). Note que, quando consideradas transições lentas, encontramos estrelas estáveis além da massa máxima, o que favorece o surgimento de um setor híbrido em configurações que atingem massas mais altas e, portanto, compatíveis com todos os dados observacionais apontados nos gráficos.

Ainda sob os mesmos resultados apresentados na Fig. 3.5, pode-se observar, em vários quadros, o aparecimento de estrelas gêmeas (*twins*), ou seja, estrelas com o mesmo valor de massa, porém com raios distintos sob a mesma configuração estelar. Existe uma vasta literatura que discute as diferentes dinâmicas capazes de conduzir ao surgimento de múltiplas famílias de estrelas estáveis em uma mesma configuração estelar (GERLACH, 1968; KAMPFER, 1983; GLENDENNING; KETTNER, 2000; ALFORD *et al.*, 2013; ALFORD *et al.*, 2015; BUBALLA *et al.*, 2014; BENIC *et al.*, 2015; RANEA-SANDOVAL *et al.*, 2016; KALTENBORN *et al.*, 2017; CHRISTIAN *et al.*, 2018; BAYM *et al.*, 2018; ALFORD; SEDRAKIAN, 2017; BAUSWEIN *et al.*, 2019; MOST *et al.*, 2019). No caso da presente dissertação, os *twins* surgem como resultado da escolha por uma transição de fase hádron-quarks de primeira ordem de conversão lenta que, como já discutido anteriormente, induz o surgimento de setores estáveis após a massa máxima. Esta classe de famílias de estrelas estáveis estabelecida como resultado do tipo de transição de fase é tema amplamente discutido nas referências (DRAGO; PAGLIARA, 2020; FLORES *et al.*, 2012; PEREIRA *et al.*, 2018; PARISI *et al.*, 2021). A Tabela 4.1 mostra o valor do raio da estrela gêmea<sup>9</sup> à última estrela estável das configurações estudada.

Outra análise interessante a ser destacada faz relação à variação do tamanho do núcleo de quarks, em termos dos parâmetros das EdEs. A Fig. 3.6 mostra o perfil da pressão ( $P$ ) em termos da coordenada radial no interior da última estrela estável para cada um dos parâmetros de EdEs considerados. O ponto em vermelho indica a localidade da interface hadron-quark no interior da estrela, o que permite estimar o raio de seu núcleo de quarks. Como se pode observar, um aumento do momento de Fermi da matéria escura  $k_F^{DM}$  favorece o surgimento de núcleos de quarks maiores. O mesmo efeito é verificado quando aumenta-se a massa do neutralino  $M_\chi$ . Resultado que fica ainda mais evidente com a análise da Tabela 4.1, onde também encontram-se os valores da massa do núcleo de quarks para cada caso.

---

<sup>8</sup>As linhas pontilhadas e cheias representam diferentes medidas, realizadas por diferentes grupos, sobre o mesmo evento.

<sup>9</sup>Quando o caso existe.

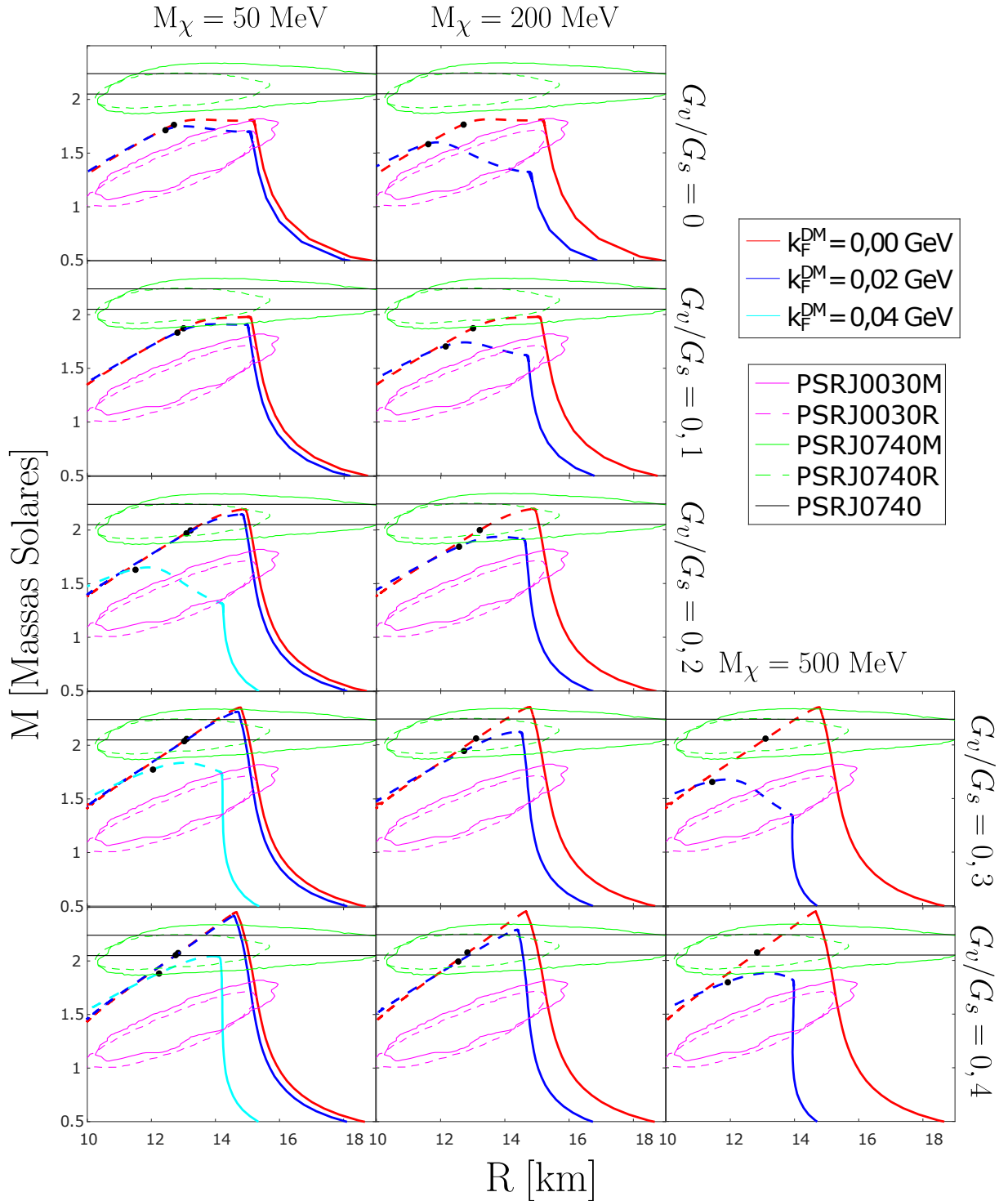


FIGURA 3.5 – Configuração de massa-raio para estrelas híbridas. As linhas cheias representam o setor hadrônico da configuração de equilíbrio e as linhas pontilhadas representam o setor híbrido. Diferentes cores representam diferentes valores para o momento de fermi  $k_F^D M$  e cada quadro apresenta configurações para diferentes valores para constante de acoplamento  $G_v$  e massa do neutralino  $M_\chi$ . As regiões em verde e rosa representam os intervalos de confiança de 95% para as massas e raios dos eventos PSR J0030+0451 e PSR J0740+6620 medidos pelo NICER (RILEY *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2021; RILEY *et al.*, 2021). As linhas horizontais pretas incluem todas as massas observadas, incluindo os pulsares PSR J1614-2230, PSR J0348+0432 e PSR J0740+6620 (DEMOREST *et al.*, 2010; ANTONIADIS *et al.*, 2013; CROMARTIE *et al.*, 2019)

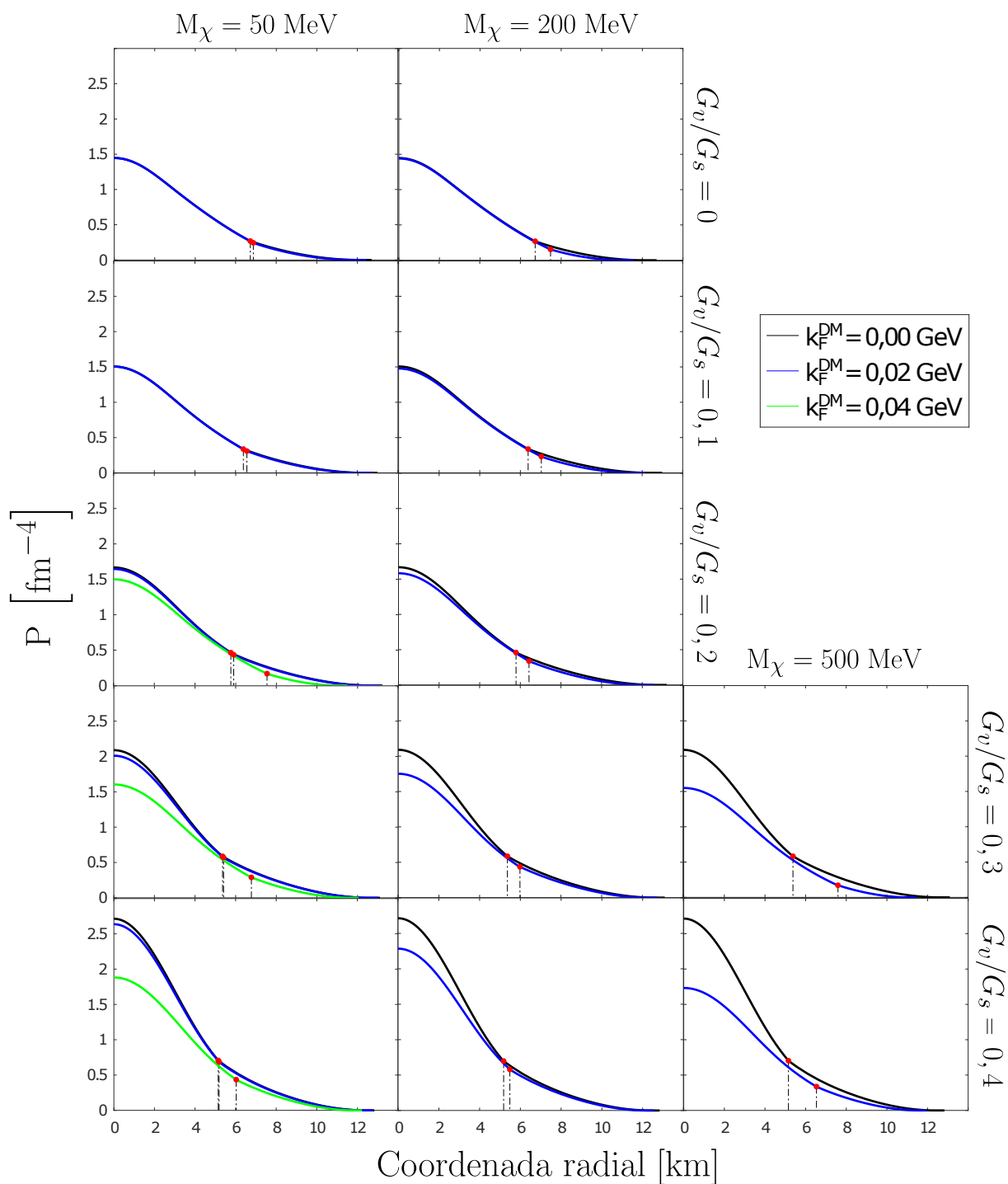


FIGURA 3.6 – Perfil que mostra como varia a pressão interna  $P$  da última estrela estável de cada parametrização, em termos da coordenada radial  $r$ . O ponto em vermelho marca a posição onde encontra-se a interface hádron-quark no interior das estrelas.

### 3.4 O Parâmetro de Deformabilidade

Uma importante restrição astrofísica provém do evento GW170817, detectado pelos observatórios de ondas gravitacionais LIGO/Virgo (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017a). Esse evento, além de iniciar os estudos na astronomia multimensageira<sup>10</sup>, forneceu limites observacionais ao parâmetro adimensional conhecido como deformabilidade de maré, muito comum em sistemas binários de objetos muito compactos como estrelas de nêutrons. À medida que se aproximam, a intensa atração gravitacional entre elas produz deformações mútuas, e essas deformações, associadas ao movimento orbital, geram ondas gravitacionais, que por sua vez levam à perda de energia e momento angular, fazendo com que a órbita encolha ainda mais. Quanto menos compacto o fluido da estrela, maior sua medida de deformabilidade e, vice-versa. Desta forma, uma vez detectadas, as ondas gravitacionais oriundas de um sistema binário de ENs, podem trazer bons *insights* sobre sua microestrutura.

Matematicamente, o parâmetro de deformabilidade de maré pode ser descrito pela seguinte fração:

$$\lambda = \frac{-Q_{ij}}{\epsilon_{ij}}, \quad (3.11)$$

onde  $Q_{ij}$  representa o momento de quadrupolo da estrela que, por sua vez, é influenciado pelo campo gravitacional externo de sua companheira  $\epsilon_{ij}$  (DAMOUR; NAGAR, 2009; FLANAGAN; HINDERER, 2008; HINDERER *et al.*, 2010). O parâmetro de deformabilidade  $\lambda$  pode ser escrito em termos número de *Love*  $k_2$ , como se segue:

$$\lambda = \frac{2}{3}k_2R^5, \quad (3.12)$$

onde  $R$  representa o raio da estrela, enquanto  $k_2$  é dado por:

$$\begin{aligned} k_2 = & \frac{8C^5}{5}(1 - 2C)^2[2 + C(y_R - 1) - y_R] \times \{2C[6 - 3y_R + 3C(5y_R - 8)] + \\ & 4C^3[13 - 11y_R + C(3y_R - 2) + 2C^2(1 + y_R)] + 3(1 - 2C^2) \\ & \times [2 - y_R + 2(y_R - 1)] \times \ln(1 - 2C)\}^{-1}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

sendo  $C = M/R$  a compacticidade da estrela e  $y_R = y(R)$ , é um parâmetro adimensional que surge como solução da equação diferencial de *Riccati* (POLYANIN; ZAITSEV, 2003; BENDER; ORSZAG, 1999) na superfície da estrela.

$$r \frac{dy(r)}{dr} + y(r)^2 + y(r)F(r) + r^2Q(r) = 0, \quad (3.14)$$

---

<sup>10</sup>Astronomia multimensageira foi o nome cunhado à astronomia observacional, cujo mesmo evento seja observado por sinal de naturezas distintas, como ocorreu no caso do GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017a).

onde as funções  $F(r)$  e  $Q(r)$  são dadas por,

$$F(r) = \frac{1 - 4\pi r^2 [\varepsilon(r) - P(r)]}{g(r)}, \quad (3.15)$$

$$Q(r) = \frac{4\pi}{g(r)} \left[ 5\varepsilon(r) + 9P(r) + \frac{\varepsilon(r) + P(r)}{v_s^2(r)} - \frac{6}{4\pi r^2} \right] - 4 \left[ \frac{m(r) + 4\pi r^3 P(r)}{r^2 g(r)} \right]^2, \quad (3.16)$$

que, como pode-se observar, dependem das propriedades do fluido estelar, massa e coordenada radial, valores que são obtidos através da integração das equações de TOV. Como já mencionado, a quantidade  $v_s$  representa a velocidade do som no interior da estrela.

A Eq.(3.14) deve ser resolvida em conjunção com as Eqs. (3.5) e (3.6), tomada a condição de contorno  $y(0) = 2$ . Uma vez resolvido o sistema para  $y_R$  e calculado o número de *Love*  $k_2$ , determina-se o parâmetro de deformabilidade em sua forma adimensional:

$$\Lambda = \frac{2 k_2}{3 C^5}. \quad (3.17)$$

Com isso, torna-se possível calcular os parâmetros de deformabilidade para os modelos de EdEs propostos na presente dissertação, contanto que leve-se em consideração a descontinuidades que existe na densidade de energia devido a transição de fase de primeira ordem, que recorre em uma singularidade na Eq. (3.14), no termo

$$\propto \frac{\varepsilon + p}{v_s^2},$$

já que  $v_s = dp/d\varepsilon = 0$ . Este problema foi inicialmente discutido no sentido de contornar possíveis descontuidades entre o vácuo externo e a superfície de estrelas incompressíveis (DAMOUR; NAGAR, 2009). Em seguida, essa abordagem foi estendida para o contexto de possíveis transições de primeira ordem no interior das estrelas e uma condição de junção foi derivada (POSTNIKOV *et al.*, 2010), a qual foi corrigida mais recentemente (TAKÁTSY; KOVÁCS, 2020; ZHANG *et al.*, 2020). Em resumo, para contornar problemas devido a descontinuidades na densidade de energia deve-se impor a seguinte condição de junção para a função  $y(r)$ :

$$y(r_d + \epsilon) = y(r_d - \epsilon) - \frac{\Delta\varepsilon}{\tilde{\varepsilon}/3 + p(r_d)},$$

onde  $r_d$  representa a coordenada radial onde ocorre a transição de fase no interior da estrela,  $\tilde{\varepsilon} = m(r_d)/(4\pi r_d^3/3)$  e  $\Delta\varepsilon = \varepsilon(r_d + \epsilon) - \varepsilon(r_d - \epsilon)$ .

Desta forma foi possível calcular o parâmetro de deformabilidade para todo o conjunto

de parametrizações, as quais os cruzamentos ocorreram, como pode ser observado na Fig. (3.7), que apresenta o parâmetro de deformabilidade adimensional em termos da massa das estrelas. Mantendo o padrão dos gráficos anteriores, as curvas de linha cheia representam o setor hadrônico e as curvas com linha pontilhada o setor híbrido. Cada um dos quadros apresenta resultados para diferentes valores de massa do neutralino  $M_\chi$ , e constante de acoplamento vetorial  $G_v$ , enquanto diferentes cores representam diferentes valores para o momento de Fermi  $k_F^{DM}$ . A linha vertical lilás representa o intervalo observacional referente ao evento GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017a). Como pode-se observar, um aumento de  $k_F^{DM}$  diminui  $\Lambda$  para os mesmos valores de massa, conduzindo o setor híbrido ao intervalo observacional, em contrapartida a uma diminuição da massa, como pode ser visto na Fig. (3.5).

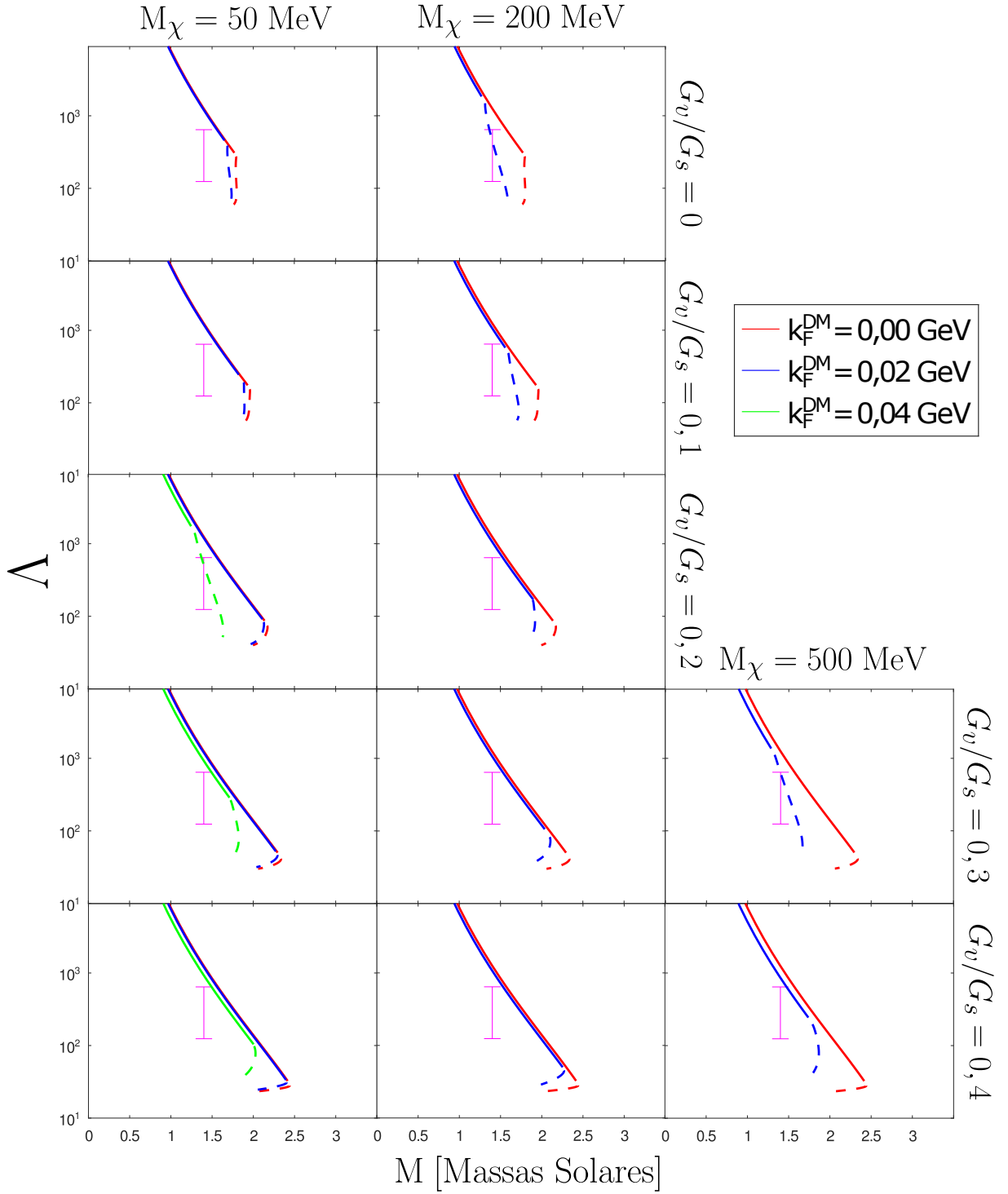


FIGURA 3.7 – Parâmetro de deformabilidade adimensional  $\Lambda$  em termos da massa  $M$ . As curvas de linha cheia representam o setor hadrônico e as curvas com linha pontilhada o setor híbrido. Cada um dos quadros apresentam resultados para diferentes valores de massa do neutralino  $M_\chi$ , e constante de acoplamento vetorial  $G_v$ , enquanto diferentes cores representam diferentes valores para o momento de Fermi  $k_F^{\text{DM}}$ . A linha vertical rosa representa o intervalo observacional referente ao evento GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017a), com valor de  $\Lambda_{1,4} = 222,89^{+420,33}_{-98,85}$  (HUANG, 2025).

# 4 Considerações finais

## 4.1 Compilação dos resultados

A presente dissertação faz um estudo sobre a contribuição da matéria escura sob os parâmetros astrofísicos observáveis típicos de estrelas compactas (massa  $M$ , raio  $R$  e deformabilidade de maré  $\Lambda$ ) para diferentes parametrizações de estrelas híbridas, considerando diferentes valores para o momento de Fermi  $k_F^{DM}$  e massa  $M_\chi$  da matéria escura, além do acoplamento vetorial característico do modelo NJL(SU3) utilizado para representar a fase de quarks (BUBALLA, 2005; MASUDA *et al.*, 2013; LENZI *et al.*, 2023b). Já para a fase hadrônica foi utilizado o modelo NL3\* (LALAZISSIS *et al.*, 2009).

Na presente dissertação optou-se por uma abordagem onde a contribuição da matéria escura é dada pela soma de um termo cinético diretamente nas EdEs das duas fases, como apresentado nas Eqs. (2.19) e (2.20). A contribuição da matéria escura sobre cada uma das equações de estado podem ser encontradas nos gráficos das Figs. (2.1) e (2.3), que deixa evidente que o aumento, seja do momento de Fermi ou da massa do Neutralino, torna as EdEs mais suaves, ou seja, menor valores de pressão ( $P$ ) para a mesma densidade de energia ( $\varepsilon$ ).

O efeito dos parâmetros da matéria escura nas EdEs nas duas fases, têm implicação direta na transição de fase hádron-quark, as quais foram constituídas tomando como base a construção de Maxwell para o estabelecimento de transições de fase de primeira ordem. A Fig. (3.2) mostra o diagrama  $P \times \mu$ , onde fica evidente a mudança no ponto de cruzamento entre as fases, devido a contribuição da matéria escura. Em casos mais extremos para os valores de  $k_F^{DM}$  e  $M_\chi$ , os cruzamentos não chegaram a acontecer. Os valores da pressão e potencial químico de transição ( $P_{trans}$ ,  $\mu_{trans}$ ) podem ser vistos na Tabela 3.1, onde fica evidente o aumento destes valores com o aumento de  $k_F^{DM}$ ,  $M_\chi$  e também com a constante de acoplamento vetorial  $G_v$ . Ainda sobre a transição de fase, a Fig. (3.3) mostra a descontinuidade da densidade de energia  $\Delta\varepsilon$  que, assim como  $P_{trans}$  e  $\mu_{trans}$ , diminui sua amplitude com o aumento dos parâmetros relativos à matéria escura.

A determinação dos parâmetros astrofísicos foram realizados à luz do cálculo das autofrequências  $\omega_0$  da oscilação radial destas estrelas, o que possibilitou a determinação da

última estrela estável ( $\omega_0^2 = 0$ ) em cada caso, considerando o caso de transições de fase hádron-quark lentas. Tal consideração implicou no surgimento de estrelas estáveis após a massa máxima em praticamente todos os casos, como pode ser visto nos gráficos da Fig. (3.5), onde as linhas cheias representam o setor hadrônico e as linhas pontilhadas o setor híbrido. O ponto preto em cada uma das configurações mostra a última estrela estável. Como esperado, o aumento dos parâmetros relativos a matéria escura diminuem a massa das estrelas para o mesmo raio. Em contrapartida, o aumento de  $k_F^{DM}$  e  $M_\chi$  aumenta o “range” do setor híbrido, favorecendo o surgimento da massa máxima neste trecho. Ainda sobre estes gráficos, pode-se observar que a contribuição da constante de acoplamento vetorial da fase de quarks  $G_v$  contribui para a diminuição da massa, conduzindo as configurações às regiões observacionais (RILEY *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2019; MILLER *et al.*, 2021; RILEY *et al.*, 2021; DEMOREST *et al.*, 2010; ANTONIADIS *et al.*, 2013; CROMARTIE *et al.*, 2019).

Uma característica interessante quando consideradas transições lentas no cálculo destas configurações, é o surgimento de estrelas gêmeas, ou seja, estrelas com mesma massa, porém raios e densidades de energia diferentes (ver Tabela 4.1). O surgimento desta nova família de estrelas estáveis, após a massa máxima, lança uma luz na possibilidade de detecção de estrelas híbridas, visto que ocorrem em regiões de massas mais altas.

Outro aspecto interessante analisado na dissertação é o tamanho do núcleo de quarks, aspecto mostrado nos diagramas ( $P \times r$ ) na Fig. (3.6), que mostram como varia a pressão no interior da última estrela estável. Os pontos vermelhos indicam a posição da interface hádron-quark em cada caso no interior da estrela. Como é evidente, pode-se observar um favorecimento a núcleo de quarks maiores a medida que se aumentam os parâmetros relativos à matéria escura.

Por fim, o cálculo do parâmetro de deformabilidade adimensional é feito para cada caso estudado. Como pode ser visto nos gráficos da Fig. (3.7), EdEs mais suaves, portanto com valores de  $k_F^{DM}$  e  $M_\chi$  maiores, diminuem o  $\Lambda$  para a mesma massa, o que favorece o surgimento destas configurações sob “range” observacional relativo ao evento GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017a), representados pela reta vertical rosa nos gráficos.

Uma compilação de todos os resultados relativos a última estrela estável e os valores máximos de massa em cada configuração para cada um dos parâmetros considerados no correr da presente dissertação, podem ser encontrados nas tabelas 4.1 e 4.2.

$G_v/G_s$	$k_F^{DM}$	$M_\chi$	$R_{last}$	$M_{last}$	$\Lambda_{last}$	$\varepsilon_0^{last}$	$R_{last}^q$	$M_{last}^q$	$R_{twin}$	$\varepsilon_0^{twin}$
0,0	0,00	x	12,703	1,763	59,886	8,214	6,675	0,833	15,223	2,586
0,0	0,02	50	12,438	1,713	61,303	8,215	6,870	0,875	14,198	3,346
0,0	0,02	200	11,603	1,580	59,246	8,216	7,461	1,047	–	–
0,1	0,00	x	12,997	1,872	51,110	8,072	6,347	0,749	15,189	1,673
0,1	0,02	50	12,805	1,832	53,048	7,974	6,495	0,791	15,029	2,559
0,1	0,02	200	12,143	1,703	57,118	7,976	7,036	0,918	13,421	3,643
0,2	0,00	x	13,212	1,996	39,875	8,353	5,767	0,625	15,088	1,806
0,2	0,02	50	13,085	1,969	41,291	7,602	5,853	0,655	14,968	1,806
0,2	0,02	200	12,568	1,842	48,298	8,056	6,396	0,773	14,645	2,560
0,2	0,04	50	11,495	1,629	51,526	8,286	7,566	1,060	–	–
0,3	0,00	x	13,100	2,059	30,108	9,450	5,305	0,599	15,050	1,853
0,3	0,02	50	13,023	2,038	31,642	9,205	5,392	0,600	14,937	1,853
0,3	0,02	200	12,725	1,942	38,714	8,343	5,857	0,688	14,607	1,854
0,3	0,02	500	11,437	1,654	47,918	7,794	7,492	1,075	–	–
0,3	0,04	50	12,050	1,773	47,338	7,977	6,714	0,864	13,970	2,844
0,4	0,00	x	12,834	2,074	23,518	10,819	5,100	0,622	15,052	1,847
0,4	0,02	50	12,759	2,054	24,593	10,715	5,169	0,624	14,909	1,900
0,4	0,02	200	12,552	1,990	28,836	9,664	5,435	0,656	14,587	1,901
0,4	0,02	500	11,922	1,796	42,045	8,247	6,523	0,829	13,976	1,850
0,4	0,04	50	12,239	1,882	37,311	8,561	6,008	0,729	14,188	1,902

TABELA 4.1 – Esta tabela mostra alguns dos dados relativos à última estrela estável para cada uma das parametrizações. No primeiro quadro, os parâmetros que distinguem cada EdE, acoplamento vetorial  $G_v$ , momento de Fermi  $k_F^{DM}$  [GeV] e massa do neutralino  $M_\chi$  [MeV]. Na sequência encontram-se os resultados relativos a última estrela estável, o raio  $R_{last}$  [km], a Massa  $M_{last}$  [ $M_\odot$ ], o parâmetro de deformabilidade  $\Lambda_{last}$  e densidade de energia central  $\varepsilon_0^{last}$  [MeV.fm<sup>-3</sup>]. Na sequência, também encontram-se os dados do raio  $R_{last}^q$  [km] e massa  $M_{last}^q$  [ $M_\odot$ ] do núcleo de quarks da última estrela híbrida estável. Por fim, o raio da estrela gêmea da última estrela estável  $R_{twin}$  [km] e sua densidade central  $\varepsilon_{twin}$  [MeV.fm<sup>-3</sup>] encontram-se nas duas últimas colunas.

$G_v/G_s$	$k_F^{DM}$	$M_\chi$	$\varepsilon_0^{\text{máx}}$	$M_{\text{máx}}$	$R_{\text{máx}}$
0,0	0,00	x	4,563	1,812	13,535
0,0	0,02	50	5,172	1,749	13,027
0,0	0,02	200	6,390	1,597	11,873
0,1	0,00	x	2,165	1,978	15,016
0,1	0,02	50	3,937	1,911	13,974
0,1	0,02	200	5,219	1,741	12,744
0,2	0,00	x	2,107	2,193	14,884
0,2	0,02	50	2,107	2,145	14,790
0,2	0,02	200	3,915	1,934	13,785
0,2	0,04	50	5,951	1,652	11,899
0,3	0,00	x	2,223	2,352	14,786
0,3	0,02	50	2,903	2,312	14,695
0,3	0,02	200	3,275	2,120	14,392
0,3	0,02	500	5,814	1,677	11,900
0,3	0,04	50	4,576	1,836	13,015
0,4	0,00	x	3,958	2,456	14,657
0,4	0,02	50	3,431	2,421	14,586
0,4	0,02	200	2,270	2,284	14,385
0,4	0,02	500	4,229	1,882	13,145
0,4	0,04	50	3,435	2,043	13,936

TABELA 4.2 – Esta tabela apresenta alguns dos valores relativos a estrela de massa máxima de cada uma das configurações. No primeiro quadro, os parâmetros que distinguem cada EdE, acoplamento vetorial  $G_v$ , momento de Fermi  $k_F^{DM}$  [GeV] e massa do neutralino  $M_\chi$  [MeV]. Na sequência encontram-se a densidade central da massa máxima  $\varepsilon_0^{\text{máx}}$  [MeV.fm<sup>-3</sup>], a massa  $M_{\text{last}}$  [ $M_\odot$ ] e o raio  $R_{\text{max}}$  [km].

### 4.1.1 Conclusões e Perspectivas

Foi mostrado neste trabalho que achar um conjunto de parâmetros adequados, relativos à matéria escura e o acoplamento vetorial da fase de quarks, que resulte em uma configuração estelar que contemple todos os dados observacionais, não é simples, pois requer cada vez mais refinamento em torno dos valores mais promissores. Neste sentido, os resultados apontam que a melhor otimização de parâmetros para que se encontrem estrelas híbridas estáveis compatíveis com todos os dados observacionais devem encontrar-se no entorno dos seguintes valores:  $G_v/G_s = 0,3$ ;  $k_F^{DM} = 0,04$  GeV e  $M_\chi = 50$  MeV. Contudo, um melhor refinamento dessas possibilidades deve ser feito para que se encontre a melhor combinação de parâmetros. Neste sentido, algumas perspectivas de trabalhos futuros se acendem:

1. Utilização de métodos de regressão/otimização, como análise Bayesiana ou redes neurais, para melhor estimativa das parametrizações relativas a matéria escura, que se adéquem aos dados observacionais.
2. Considerar a utilização de diversas EdEs hadrônicas e, neste sentido, utilizar as mesmas técnicas de regressão/otimização, para definir os parâmetros com melhor correspondência aos dados observacionais.
3. Analisar o efeito da matéria escura no cálculo dos modos-g de oscilações não-radiais, já que estes são modos favorecidos em estrelas com transições de fase de primeira-ordem (MINIUTTI *et al.*, 2003; ZHAO; LATTIMER, 2022; REISENEGGER; GOLDREICH, 1999).
4. Aplicar o formalismo de dois fluídos, como realizado em (RODRIGUES, 2024), e comparar com os resultados obtidos com o formalismo aplicado na presente dissertação.

Como pode-se perceber, o tema abordado na tese é extremamente amplo, e o que foi apresentado nesta dissertação é um recorte dentre diversas possibilidades que podem emergir deste trabalho. Foram muitos os temas abordados em pouquíssimo tempo: um pouco sobre matéria escura, modelo padrão de partículas e seus modelos efetivos, transição de fase hádron-quark. Tudo isso somente para construção de um conjunto de EdEs híbridas. O trabalho também exigiu bom conhecimento em relatividade geral, requisito mínimo para o entendimento das equações de TOV e as equações de oscilações radiais, necessárias para a análise da estabilidade da configuração de estrelas híbridas. Além do cálculo do parâmetro de deformabilidade. Tudo isso para validação das parametrizações das EdE. Alias, foram quase 100 EdEs analisadas no correr deste trabalho, sendo apresentado na dissertação uma compilação dos melhores resultados. Por fim, foi um trabalho longo, que exigiu muito esforço e aprendizado.

# Referências

ABBOTT, B. *et al.* Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: Gw170817 and grb 170817a. **Astrophysical Journal**, v. 848, p. L13, 2017.

ABBOTT, B. P. *et al.* Gw170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 119, p. 161101, Oct 2017. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101>.

AGBEMAVA, S. E.; AFANASJEV, A. V.; RAY, D.; RING, P. Global performance of covariant energy density functionals: ground state observables of even-even nuclei and the estimate of theoretical uncertainties. **Physical Review C**, v. 89, n. 5, p. 054320, 2014. Available at: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.054320>.

ALFORD, M.; BURGIO, G.; HAN, S.; TARANTO, G.; ZAPPALÀ, D. Constraining and applying a generic high-density equation of state. **Physical Review D**, v. 92, p. 083002, 2015.

ALFORD, M.; HAN, S.; PRAKASH, M. Generic conditions for stable hybrid stars. **Physical Review D**, v. 88, p. 083013, 2013.

ALFORD, M.; SEDRAKIAN, A. Compact stars with sequential qcd phase transitions. **Physical Review Letters**, v. 119, p. 161104, 2017.

ANTONIADIS, J.; FREIRE, P.; WEX, N.; TAURIS, T.; LYNCH, R.; KERKWIJK, M. van; KRAMER, M.; BASSA, C.; DHILLON, V.; DRIEBE, T. *et al.* A massive pulsar in a compact relativistic binary. **Science**, v. 340, p. 6131, 2013.

ARCADI, G.; DJOUADI, A.; RAIDAL, M. Dark matter through the higgs portal. **Physics Reports**, v. 842, p. 1–180, dark Matter through the Higgs portal, 2020. ISSN 0370-1573. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157319304004>.

ATNF Pulsar Catalogue. **The ATNF Pulsar Catalogue**. 2025. Acesso em: 15 out. 2025. Available at: <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>.

BAADE, W.; ZWICKY, F. On super-novae. **Physical Review**, v. 45, n. 2, p. 138–138, 1934.

BAUSWEIN, A. *et al.* Identifying a first-order phase transition in neutron star mergers through gravitational waves. **Physical Review Letters**, v. 122, p. 061102, 2019.

- BAYM, G.; HATSUDA, T.; KOJO, T.; POWELL, P.; SONG, Y.; TAKATSUKA, T. From hadrons to quarks in neutron stars: a review. **Reports on Progress in Physics**, v. 81, p. 056902, 2018.
- BECKER, W.; TRÜMPER, J. A search for x-ray counterparts of radio pulsars. **Astronomy & Astrophysics**, v. 326, p. 682–691, 1997.
- BENDER, C.; ORSZAG, S. **Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers: Asymptotic Methods and Perturbation Theory**. New York: Springer, 1999.
- BENIC, S.; BLASCHKE, D.; ALVAREZ-CASTILLO, D.; FISCHER, T.; TYPEL, S. A new quark-hadron hybrid equation of state for astrophysics — i. high-mass twin compact stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 577, p. A40, 2015.
- BOEHM, C.; SILK, J.; ENSSLIN, T. A. Light and heavy neutralino dark matter. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 40, n. 10, p. 105202, 2013.
- BOSMA, A. 21-cm line studies of spiral galaxies. i. observations of the galaxies ngc 3198 and ngc 2403. **Astronomical Journal**, v. 86, p. 1825–1846, 1981.
- BOYARSKY, A.; DREWES, M.; LASSERRE, T.; MERTENS, S.; RUCHAYSKIY, O. Sterile neutrino dark matter. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 104, p. 1–45, 2019. ISSN 0146-6410. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641018300711>.
- BUBALLA, M. Njl-model analysis of dense quark matter. **Physics Reports**, Elsevier BV, v. 407, n. 4–6, p. 205–376, fev. 2005. ISSN 0370-1573. Available at: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2004.11.004><http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2004.11.004>.
- BUBALLA, M. *et al.* Emmi rapid reaction task force meeting on quark matter in compact stars. **Journal of Physics G**, v. 41, p. 123001, 2014.
- CAMENZIND, M. **Compact objects in astrophysics : white dwarfs, neutron stars, and black holes**. [*S.l.*: *s.n.*], 2007.
- CARLSON, B. V.; DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; MARGUERON, J. Low-energy nuclear physics and global neutron star properties. **Phys. Rev. C**, American Physical Society, v. 107, n. 3, p. 035805, mar 2023. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.107.035805>.
- CERDA-DURAN, P.; ELIAS-ROSA, N. Neutron stars formation and core collapse supernovae. *In*: REZZOLLA, L.; PIZZOCHERO, P.; JONES, D. I.; REA, N.; VIDANÍA, I. (Ed.). **The Physics and Astrophysics of Neutron Stars**. Cham, Switzerland: Springer, 2018. v. 457, p. 1–56. Available at: [https://doi.org/10.1007/978-3-319-97616-7\\_1](https://doi.org/10.1007/978-3-319-97616-7_1).
- CERDEÑO, D. G.; PEIRÓ, M.; ROBLES, S. Low-mass right-handed sneutrino dark matter: Supercdms and lux constraints and the galactic centre gamma-ray excess. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2014, n. 08, p. 005, 2014.
- CHADWICK, J. The existence of a neutron. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society, v. 136, n. 830, p. 692–708, 1932. Available at: <https://doi.org/10.1098/rspa.1932.0112>.

- CHANDRASEKHAR, S. The maximum mass of ideal white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 74, p. 81–82, 1931.
- CHANDRASEKHAR, S. The Dynamical Instability of Gaseous Masses Approaching the Schwarzschild Limit in General Relativity. **The Astrophysical Journal**, v. 140, p. 417, ago. 1964.
- CHRISTIAN, J.-E.; ZACCHI, A.; SCHAFFNER-BIELICH, J. Classifications of twin star solutions for a constant speed of sound parameterized equation of state. **European Physical Journal A**, v. 54, p. 28, 2018.
- CLAYTON, D. D. **Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis**. New York: McGraw-Hill, 1968. Chapters 6–8 discuss helium, carbon, oxygen, and silicon burning stages.
- COLLABORATION, P.; AGHANIM, N.; AKRAMI, Y.; AL., M. A. et. Planck 2018 results. vi. cosmological parameters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 641, p. A6, 2020.
- CROMARTIE, H. *et al.* Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar. **Nature Astronomy**, v. 4, n. 1, p. 72, 2019.
- DAMOUR, T.; NAGAR, A. Relativistic tidal properties of neutron stars. **Physical Review D**, v. 80, p. 084035, 2009.
- DAS, A.; MALIK, T.; NAYAK, A. C. Dark matter admixed neutron star properties in light of gravitational wave observations: A two fluid approach. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 105, p. 123034, Jun 2022. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.123034>.
- DAS, H. C.; KUMAR, A.; KUMAR, B.; PATRA, S. K. Dark matter effects on the compact star properties. **Galaxies**, v. 10, n. 1, 2022. ISSN 2075-4434. Available at: <https://www.mdpi.com/2075-4434/10/1/14>.
- DAS, H. C.; KUMAR, A.; PATRA, S. K. Dark matter admixed neutron star as a possible compact component in the gw190814 merger event. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 104, p. 063028, Sep 2021. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.104.063028>.
- DEMOREST, P.; PENNUCCI, T.; RANSOM, S.; ROBERTS, M.; HESSELS, J. Shapiro delay measurement of a two solar mass neutron star. **Nature**, v. 467, p. 1081, 2010.
- DRAGO, A.; PAGLIARA, G. Why can hadronic stars convert into strange quark stars with larger radii. **Physical Review D**, v. 102, p. 063003, 2020.
- DUTRA, M.; LENZI, C. H.; LOURENÇO, O. Dark particle mass effects on neutron star properties from a short-range correlated hadronic model. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 517, n. 3, p. 4265–4274, 10 2022. ISSN 0035-8711.
- DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; MENEZES, D. P. Surface and curvature tensions of relativistic models. **arXiv:2406.09284**, 2024. Available at: <https://arxiv.org/abs/2406.09284>.

- EINASTO, J.; KAASIK, A.; SAAR, E. Dynamic evidence on massive coronas of galaxies. **Nature**, v. 250, p. 309–310, 1974.
- ELLIS, J. R.; FALK, T.; OLIVE, K. A.; SREDNICKI, M. Calculations of neutralino-stau coannihilation channels and the cosmologically relevant region of mssm parameter space. **Astroparticle Physics**, v. 13, n. 2-3, p. 181–213, 2000.
- FARHI, E.; JAFFE, R. L. Strange matter. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 30, p. 2379–2390, Dec 1984. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.30.2379>.
- FAUCHER-GIGUÈRE, C.-A.; KASPI, V. M. Birth and Evolution of Isolated Radio Pulsars. **The Astrophysical Journal**, v. 643, n. 1, p. 332–355, may 2006.
- FLANAGAN Éanna ; HINDERER, T. Constraining neutron star tidal love numbers with gravitational wave detectors. **Physical Review D**, v. 77, n. 2, p. 021502, 2008.
- FLORES, C. V.; LENZI, C.; LUGONES, G. Radial pulsations of hybrid neutron stars. **International Journal of Modern Physics: Conference Series**, v. 18, p. 105, 2012.
- FLORES, C. V.; LUGONES, G. Radial oscillations of color superconducting self-bound quark stars. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 82, p. 063006, Sep 2010. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.82.063006>.
- FODOR, Z.; KATZ, S. D. Critical point of qcd at finite  $T$  and  $\mu$ , lattice results for physical quark masses. **Journal of High Energy Physics**, v. 2004, n. 04, p. 050, 2004.
- FUKUSHIMA, K.; HATSUDA, T. The phase diagram of dense qcd. **Reports on Progress in Physics**, IOP Publishing, v. 74, n. 1, p. 014001, dec 2010. ISSN 1361-6633. Available at: <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/74/1/014001><http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/74/1/014001>.
- GERLACH, U. Equation of state at supranuclear densities and the existence of a third family of superdense stars. **Physical Review**, v. 172, p. 1325, 1968.
- GLENDENNING, N.; KETTNER, C. Nonidentical neutron star twins. **Astronomy and Astrophysics**, v. 353, p. L9, 2000.
- GLENDENNING, N. K. First-order phase transitions with more than one conserved charge: Consequences for neutron stars. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 46, p. 1274–1287, Aug 1992. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.46.1274>.
- GLENDENNING, N. K. **Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity**. 2nd. ed. [*S.L.*]: Springer, 1997.
- GOLD, T. Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources. **Nature**, v. 218, p. 731–732, 1968.
- GOLDMAN, I.; NUSSINOV, S. Weakly interacting massive particles and neutron stars. **Physical Review D**, v. 40, n. 10, p. 3221–3230, 1989.

GRIEST, K.; KAMIONKOWSKI, M. Supersymmetric dark matter. **Physics Reports**, v. 333–334, p. 167–182, 2000.

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to Elementary Particles**. 2nd. ed. [S.l.]: Wiley-VCH, 2008. ISBN 978-3-527-40601-2.

HAENSEL, P.; POTEKHIN, A. Y.; YAKOVLEV, D. G. **Neutron Stars 1: Equation of State and Structure**. [S.l.]: Springer, 2007. (Astrophysics and Space Science Library, v. 326).

HAENSEL, P.; ZDUNIK, J. L.; SCHAEFFER, R. Phase transitions in dense matter and radial pulsations of neutron stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 217, n. 1-2, p. 137–144, jun 1989.

HERTZSPRUNG, E. Über die verwendung photographischer effektiver wellenlängen zur bestimmung von farben und temperaturen der sterne. **Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam**, v. 63, p. 1–16, original work proposing the luminosity–temperature relationship that led to the Hertzsprung–Russell diagram, 1911.

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, 1968.

HIGGINS, E. R.; VINK, J. S. Massive star evolution: rotation, winds, and overshooting vectors in the mass-luminosity plane - i. a calibrated grid of rotating single star models\*. **Astronomy and Astrophysics**, v. 622, p. A50, 2019. Available at: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834123>.

HINDERER, T.; LACKEY, B. D.; LANG, R. N.; READ, J. S. Tidal deformability of neutron stars with realistic equations of state and their gravitational wave signatures in binary inspiral. **Physical Review D**, v. 81, n. 12, p. 123016, 2010.

HOSTI, B. P. **Evolução Estelar e Nucleossíntese Estelar**. jul 2021. Acessado em: 17 out. 2025. Available at: <https://www.espacotempo.com.br/evolucao-estelar-nucleossintese-estelar/>.

HUANG, C. Model-independent determination of the tidal deformability of a  $1.4 M_{\odot}$  neutron star from gravitational-wave measurements. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 985, n. 2, p. 216, may 2025. Available at: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/add5ef>.

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

JUNGMAN, G.; KAMIONKOWSKI, M.; GRIEST, K. Supersymmetric dark matter. **Physics Reports**, v. 267, n. 5-6, p. 195–373, 1996.

KALTENBORN, M.; BASTIAN, N.-U.; BLASCHKE, D. Quark-nuclear hybrid star equation of state with excluded volume effects. **Physical Review D**, v. 96, p. 056024, 2017.

KAMPFER, B. Phase transitions in nuclear matter and consequences for neutron stars. **Journal of Physics G**, v. 9, p. 1487, 1983.

KAZMIERCZAK, J. **Astronauts To Patch Up NASA's NICER Telescope**. abr. 2024. Disponível em: <https://science.nasa.gov/missions/station/iss-research/nicer/astronauts-to-patch-up-nasas-nicer-telescope/>. Acesso em: 14 out. 2025. Available at: <https://science.nasa.gov/missions/station/iss-research/nicer/astronauts-to-patch-up-nasas-nicer-telescope/>.

KIM, J. E.; CAROSI, G. Axions and the strong  $cp$  problem. **Rev. Mod. Phys.**, American Physical Society, v. 82, p. 557–601, Mar 2010. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.557>.

KIPPENHAHN, R.; WEIGERT, A.; WEISS, A. **Stellar Structure and Evolution**. 2nd. ed. Berlin: Springer-Verlag, 2012.

KOJO, T.; BAYM, G.; HATSUDA, T. Implications of nicer for neutron star matter: The qhc21 equation of state. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 934, n. 1, p. 46, jul 2022.

KOKKOTAS, K. D.; SCHMIDT, B. G. Quasi-normal modes of stars and black holes. **Living Reviews in Relativity**, v. 2, n. 2, p. 1–83, 1999. Available at: <https://doi.org/10.12942/lrr-1999-2>.

KUNIHIRO, T. Effects of the  $u_a(1)$  anomaly on the quark condensates and meson properties at finite temperature. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, v. 91, p. 284, 1987.

LALAZISSIS, G.; KARATZIKOS, S.; FOSSION, R.; ARTEAGA, D. P.; AFANASJEV, A.; RING, P. The effective force  $n_3$  revisited. **Physics Letters B**, v. 671, n. 1, p. 36–41, 2009. ISSN 0370-2693. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269308014500>.

LENZI, C. H.; DUTRA, M.; LOURENÇO, O.; LOPES, L. L.; MENEZES, D. P. Dark matter effects on hybrid star properties. **The European Physical Journal C**, Springer Science and Business Media LLC, v. 83, n. 3, mar. 2023. ISSN 1434-6052. Available at: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11416-y><http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11416-y>.

LENZI, C. H.; LUGONES, G.; VASQUEZ, C. Hybrid stars with reactive interfaces: Analysis within the nambu–jona-lasinio model. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 107, p. 083025, Apr 2023. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.107.083025>.

LIGO Scientific Collaboration. **LIGO: Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory**. 2025. Acesso em: 14 out. 2025. Available at: <https://www.ligo.caltech.edu/>.

LOPEZ-HONOREZ, L.; SCHWETZ, T.; ZUPAN, J. Higgs portal, fermionic dark matter, and a standard model like higgs at 125 gev. **Physics Letters B**, v. 716, n. 1, p. 179–185, 2012. ISSN 0370-2693. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312007575>.

- LOURENÇO, O.; FREDERICO, T.; DUTRA, M. Dark matter component in hadronic models with short-range correlations. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 105, n. 2, p. 023008, jan. 2022. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.023008>.
- MACIEL, W. **Introdução à Estrutura e Evolução Estelar Vol. 24**. EDUSP, 1999. (Acadêmica, n.24). ISBN 9788531405204. Available at: [https://books.google.com.br/books?id=ZtMJ\\_kYoK2gC](https://books.google.com.br/books?id=ZtMJ_kYoK2gC).
- MARUYAMA, T.; CHIBA, S.; SCHULZE, H.-J.; TATSUMI, T. Hadron–quark mixed phase in hyperon stars. **Physical Review D**, v. 76, p. 123015, 2007.
- MASUDA, K.; HATSUDA, T.; TAKATSUKA, T. Hadron–quark crossover and massive hybrid stars. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, v. 2013, n. 7, p. 073D01, 07 2013. ISSN 2050-3911. Available at: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptt045>.
- MIAO, Z.; ZHU, Y.; LI, A.; HUANG, F. Dark matter admixed neutron star properties in the light of x-ray pulse profile observations. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 936, n. 1, p. 69, aug 2022. Available at: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8544>.
- MILLER, M.; LAMB, F.; DITTMANN, A.; BOGDANOV, S.; ARZOUMANIAN, Z.; GENDREAU, K.; GUILLOT, S.; HARDING, A.; HO, W.; LATTIMER, J. *et al.* Psr j0030+0451 mass and radius from data and implications for the properties of neutron star matter. **Astrophysical Journal Letters**, v. 887, n. 1, p. L24, 2019.
- MILLER, M.; LAMB, F.; DITTMANN, A.; BOGDANOV, S.; ARZOUMANIAN, Z.; GENDREAU, K.; GUILLOT, S.; HO, W.; LATTIMER, J. *et al.* The radius of psr j0740+6620 from nicer and xmm-newton data. **Astrophysical Journal Letters**, v. 918, n. 2, p. L28, 2021.
- MINIUTTI, G.; PONS, J. A.; BERTI, E.; GUALTIERI, L.; FERRARI, V. Non-radial oscillation modes as a probe of density discontinuities in neutron stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 338, n. 2, p. 389–400, 01 2003. ISSN 0035-8711. Available at: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06057.x>.
- MIZRAHI, S. S.; GALETTI, D. **Física Nuclear e de Partículas: uma introdução**. 1. ed. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2009. ISBN 9788578610295.
- MOST, E. *et al.* Signatures of quark-hadron phase transitions in general-relativistic neutron-star mergers. **Physical Review Letters**, v. 122, p. 061101, 2019.
- NAMBU, Y.; JONA-LASINIO, G. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. i. **Physical Review**, v. 122, p. 345–358, 1961.
- NAMBU, Y.; JONA-LASINIO, G. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. ii. **Physical Review**, v. 124, p. 246–254, 1961.
- OBSERVATORY, N. C. X. ray. **Stellar Evolution Illustrations**. 2005. [https://chandra.harvard.edu/resources/illustrations/stellar\\_evolution.html](https://chandra.harvard.edu/resources/illustrations/stellar_evolution.html). Image credit: NASA / CXC / M. Weiss. Accessed: 2025-10-17. Available at: [https://chandra.harvard.edu/resources/illustrations/stellar\\_evolution.html](https://chandra.harvard.edu/resources/illustrations/stellar_evolution.html).

- OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M. On massive neutron cores. **Physical Review**, v. 55, n. 4, p. 374–381, 1939.
- OTTO, K.; OERTEL, M.; SCHAEFER, B.-J. Hybrid and quark star matter based on a nonperturbative equation of state. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 101, p. 103021, May 2020.
- PANOTOPOULOS, G.; LOPES, I. Dark matter effect on realistic equation of state in neutron stars. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 96, p. 083004, Oct 2017. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.083004>.
- PARISI, A.; FLORES, C. V.; LENZI, C. H.; CHEN, C.-S.; LUGONES, G. Hybrid stars in the light of the merging event gw170817. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2021, n. 06, p. 042, jun 2021.
- PARK, T.-S.; MIN, D.-P.; RHO, M. Chiral lagrangian approach to exchange vector currents in nuclei. **Nuclear Physics A**, v. 596, n. 3, p. 515–552, 1996. ISSN 0375-9474. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947495004068>.
- PEREIRA, J.; FLORES, C.; LUGONES, G. Phase transition effects on the dynamical stability of hybrid neutron stars. **Astrophysical Journal**, v. 860, p. 12, 2018.
- POLYANIN, A.; ZAITSEV, V. **Handbook of Exact Solutions for Ordinary Differential Equations**. 2. ed. Boca Raton: Chapman & Hall/CRC Press, 2003.
- POSTNIKOV, S.; PRAKASH, M.; LATTIMER, J. Tidal love numbers of neutron and self-bound quark stars. **Physical Review D**, v. 82, p. 024016, 2010.
- RANEA-SANDOVAL, I.; HAN, S.; ORSARIA, M.; CONTRERA, G.; WEBER, F.; ALFORD, M. Constant-sound-speed parametrization for nambu-jona-lasinio models of quark matter in hybrid stars. **Physical Review C**, v. 93, p. 045812, 2016.
- REISENEGGER, A.; GOLDREICH, P. A New Class of g-Modes in Neutron Stars. **The Astrophysical Journal**, v. 395, p. 240, aug 1999.
- RILEY, T.; WATTS, A.; RAY, P.; BOGDANOV, S.; GUILLOT, S.; MORSINK, S.; BILOUS, A.; ARZOUMANIAN, Z.; CHOUDHURY, D.; DENEVA, J. *et al.* A nicer view of the massive pulsar psr j0740+6620 informed by radio timing and xmm-newton spectroscopy. **Astrophysical Journal Letters**, v. 918, n. 2, p. L27, 2021.
- RILEY, T. E.; WATTS, A. L.; BOGDANOV, S.; RAY, P. S.; LUDLAM, R. M.; GUILLOT, S.; ARZOUMANIAN, Z.; BAKER, C. L.; BILOUS, A. V.; CHAKRABARTY, D.; GENDREAU, K. C.; HARDING, A. K.; HO, W. C. G.; LATTIMER, J. M.; MORSINK, S. M.; STROHMAYER, T. E. A nicer view of psr j0030+0451: Millisecond pulsar parameter estimation. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 887, n. 1, p. L21, dec 2019. Available at: <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab481c>.
- RODRIGUES, E. H. **Effects of dark matter and short-range correlations in neutron stars**. 94 p. Thesis (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2024. Thesis of Doctor of Science – Course of Physics, Area of Nuclear Physics. Advisor: Prof. Dr. Odilon Lourenço da Silva Filho.

RUBIN, V. C.; FORD, W. K. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. **Astrophysical Journal**, v. 159, p. 379, 1970.

RUIVO, M.; SOUSA, C. de; PROVIDÊNCIA, C. Pseudoscalar mesons in asymmetric matter. **Nuclear Physics A**, v. 651, p. 59–70, 1999.

RUSSELL, H. N. Relations between the spectra and other characteristics of the stars. **Popular Astronomy**, v. 22, p. 275–294, paper presenting the modern form of the Hertzsprung–Russell diagram, 1914.

SCHUMANN, M. Direct detection of wimp dark matter: concepts and status. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 46, n. 10, p. 103003, 2019.

SCHWARZSCHILD, K. Über das gravitationsfeld eines massenpunktes nach der einsteinschen theorie. **Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften**, p. 189–196, first exact solution to Einstein’s field equations, introducing the Schwarzschild radius, 1916. Available at: <https://doi.org/10.1515/crll.1916.1916.189>.

SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects**. [S.l.]: Wiley-Interscience, 1983.

SOARES, D. **Notas de aula: Pulsares**. 2004.

<https://lilith.fisica.ufmg.br/~dsoares/extn/ogs/ogs-psr.htm>. Acesso em: 3 set. 2025.

TAKÁTSY, J.; KOVÁCS, P. Comment on “tidal love numbers of neutron and self-bound quark stars”. **Physical Review D**, v. 102, p. 028501, 2020.

TAYLOR, J. H.; WEISBERG, J. M. A new test of general relativity: Gravitational radiation and the binary pulsar psr 1913+16. **The Astrophysical Journal**, v. 253, p. 908–920, 1982. Available at: <https://doi.org/10.1086/159690>.

The Nobel Committee for Physics. **The Nobel Prize in Physics 1993 – Russell A. Hulse and Joseph H. Taylor Jr.** 1993. Acesso em: 15 out. 2025. Available at: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1993/summary/>.

TOLMAN, R. C. Static solutions of einstein’s field equations for spheres of fluid. **Physical Review**, v. 55, n. 4, p. 364–373, 1939.

VIRGO Collaboration. **VIRGO: Observatório de Ondas Gravitacionais**. 2025. Acesso em: 14 out. 2025. Available at: <https://www.virgo-gw.eu/>.

VOSKRESENSKY, D. N.; YASUHIRA, M.; TATSUMI, T. Charge screening at first-order phase transitions and hadron–quark mixed phase. **Nuclear Physics A**, v. 723, p. 291–339, 2003.

WEISBERG, J. M.; TAYLOR, J. H. The relativistic binary pulsar b1913+16: Thirty years of observations and analysis. In: RASIO, F. A.; STAIRS, I. H. (Ed.). **Binary Radio Pulsars: Proceedings of Aspen Conference, Aspen, July 2004. Proceedings** [...]. [S.l.]: San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2005. (ASP Conference Series). In press.

WITTEN, E. Cosmic separation of phases. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 30, p. 272–285, Jul 1984. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.30.272>.

XIANG, Q.-F.; JIANG, W.-Z.; ZHANG, D.-R.; YANG, R.-Y. Effects of fermionic dark matter on properties of neutron stars. **Phys. Rev. C**, American Physical Society, v. 89, p. 025803, Feb 2014. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.025803>.

YOUNG, E. D. Astrophysical constraints on the nature of dark matter. **The Astrophysical Journal**, v. 826, n. 2, p. 110, 2016.

ZHANG, K.; HUANG, G.-Z.; LIN, F.-L. **GW170817 and GW190425 as Hybrid Stars of Dark and Nuclear Matters**. 2020.

ZHAO, T.; LATTIMER, J. M. Universal relations for neutron star  $f$ -mode and  $g$ -mode oscillations. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 106, p. 123002, Dec 2022. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.106.123002>.

ZWICKY, F. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. **Helvetica Physica Acta**, v. 6, p. 110–127, 1933.

## FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

<sup>1</sup> . CLASSIFICAÇÃO/TIPO <p style="text-align: center;">DM</p>	<sup>2</sup> . DATA <p style="text-align: center;">15 de dezembro de 2025</p>	<sup>3</sup> . REGISTRO Nº <p style="text-align: center;">DCTA/ITA/DM-087/2025</p>	<sup>4</sup> . Nº DE PÁGINAS <p style="text-align: center;">67</p>
<sup>5</sup> . TÍTULO E SUBTÍTULO: <p>O Efeito da Matéria Escura na Estabilidade de Estrelas Híbridas Utilizando o Modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3)</p>			
<sup>6</sup> . AUTOR(ES): <p><b>Tainara Rafaela Cescate</b></p>			
<sup>7</sup> . INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): <p>Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA</p>			
<sup>8</sup> . PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR: <p>Estrelas de Nêutrons; Matéria Escura; Estabilidade de estrelas</p>			
<sup>9</sup> . PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: <p>Estrelas de nêutrons; Matéria escura; Estabilidade; Matéria de quark; Equações de estado; Astrofísica; Física nuclear.</p>			
<sup>10</sup> . APRESENTAÇÃO: <span style="float: right;"><input checked="" type="checkbox"/> Nacional    ( ) Internacional</span> <p>ITA, São José dos Campos. Curso de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Física. Área de Física Nuclear. Orientador: Prof. Dr. César Henrique Lenzi; coorientador: Prof. Dr. César Oswaldo Vásquez Flores. Defesa em 09/12/2025. Publicada em 2025.</p>			
<sup>11</sup> . RESUMO: <p>A presente dissertação apresenta um estudo detalhado sobre o efeito da matéria escura nas propriedades e estabilidade de estrelas híbridas. Para tal, optou-se por uma abordagem onde se mistura a contribuição de matéria escura tanto na matéria hadrônica quanto na matéria de quarks, assumindo que a interação ocorra por meio da troca de um bóson de Higgs. Para a construção de uma equação de estado híbrida, optou-se pela prescrição de Maxwell, onde o potencial químico e a pressão se mantêm contínuos na interface entre as duas fases, resultando em uma transição de fase de primeira ordem. Para a matéria hadrônica, foi utilizado o conjunto de parâmetros NL3*, enquanto que para a matéria de quarks, o modelo de Nambu-Jona-Lasinio (SU3) com acoplamento vetorial. Os resultados apontam que variações do momento de Fermi e da massa da matéria escura alteram os parâmetros da transição de fase, afetando sensivelmente as curvas no diagrama de massa-raio e, conseqüentemente, o parâmetro de deformabilidade. A estabilidade das configurações, outro aspecto abordado no trabalho por meio do cálculo das frequências de oscilação radial, mostrou que o aumento dos parâmetros relativos à matéria escura inibe o surgimento de famílias de estrelas híbridas estáveis após a massa máxima, diminuindo os valores de massa em cada configuração, afastando as curvas das regiões observáveis. Em contrapartida, a interação com a matéria escura favorece o aumento do núcleo de quarks em cada configuração e, conseqüentemente, o surgimento de estrelas híbridas na região observável relativa ao evento GW170817.</p>			
<sup>12</sup> . GRAU DE SIGILO: <p style="text-align: center;"><input checked="" type="checkbox"/> OSTENSIVO      ( ) RESERVADO      ( ) SECRETO</p>			