

# Estrelas de nêutrons e seus múltiplos mensageiros

Raissa F. P. Mendes

Universidade Federal Fluminense

---

## Resumo

Estrelas de nêutrons são astros absolutamente fascinantes. Em seu interior, a matéria está sujeita a condições extremas, manifestando-se em formas muito diversas daquelas encontradas em nosso planeta, ou mesmo acessíveis experimentalmente; assim, sua observação abre uma janela para uma maior compreensão das interações nucleares. São abarcadas por intensos campos gravitacionais, permitindo que comportamentos intrigantes da gravitação se manifestem. Cumprem um papel importantíssimo na evolução química das galáxias, com seu nascimento e fusão estando ligados à produção de vários elementos químicos que encontramos no nosso dia a dia. Estrelas de nêutrons são hoje observadas em todas as faixas do espectro eletromagnético e também em ondas gravitacionais. A combinação da plethora de informações carregadas por esses mensageiros tem ajudado a compor uma imagem cada vez mais nítida e coerente da física que envolve esses astros, oferecendo chaves para o aprofundamento do nosso conhecimento sobre a natureza.

## Abstract

Neutron stars are fascinating objects. In their interior, matter is subject to extreme conditions, manifesting itself in forms unlike those found on our planet, or even accessible by experiments; thus, their observation opens a window to a better understanding of nuclear interactions. Neutron stars are embraced by strong gravitational fields, allowing the manifestation of intriguing properties of gravity. They play an important role in the chemical evolution of galaxies, with their birth and merger being linked to the production of various chemical elements found in our daily lives. Neutron stars are now observed in all bands of the electromagnetic spectrum and also in gravitational waves. The combination of the plethora of information carried by these messengers has helped us to compose an increasingly clearer and more coherent image of the physics surrounding these stars, offering us keys to deepen our knowledge about nature.

---

**Palavras-chave:** estrelas de nêutrons, ondas gravitacionais.

**Keywords:** neutron stars, gravitational waves.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35937](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35937)

## 1 Introdução

“No primeiro ano do período *Chih-ho* [1054 d. C.], durante a quinta lua, no dia de *chi-ch'ou* [4 de julho], [uma estrela visitante] apareceu algumas polegadas a sudeste de *T'ien-kuan* [Zeta Tauri]. Depois de mais de um ano, gradualmente tornou-se invisível.”<sup>1</sup> Uma nova “estrela” visitava o céu noturno, brilhante como Vênus ou Júpiter, visível, inicialmente, inclusive à luz do dia. De 4 de julho de 1054 a 6 de abril de 1056, astrônomos orientais – chineses, japoneses e árabes – acompanharam o novo astro, tentando esmiuçar suas implicações astrológicas. O evento cataclísmico,

conhecido hoje como supernova, deixou para trás um objeto singular: nascia uma estrela de nêutrons.

Foram Walter Baade e Fritz Zwicky que pela primeira vez conjecturaram a existência de uma estrela compacta, composta predominantemente de nêutrons, como um mecanismo unificador por trás dos fenômenos de supernovas e raios cósmicos [2]. A proposta foi feita em 1934, apenas dois anos após a descoberta do nêutron por James Chadwick [3]. No entanto, foi apenas no fim da década de 1960 que o estudo desses objetos exóticos e suas propriedades passou de um problema acadêmico para um tema central em astrofísica. A descoberta dos pulsares por Jocelyn Bell e Anthony Hewish foi o marco que ocasionou essa

---

<sup>1</sup>Texto original no *Sung-shih* (História da Dinastia Sung) de T'o-t'o, como citado por J. J. L. Duyvendak [1].

transição.

Em 1967 Jocelyn Bell encontrou um sinal inesperado nos dados que coletava com o radiotelescópio que ajudara a construir em Cambridge, como parte do seu doutorado: um sinal periódico de rádio, extremamente estável, com período de 1,337 segundos [4]. Naturalmente, a hipótese inicial foi que o sinal tivesse origem artificial, pois nenhuma fonte astrofísica conhecida até então exibia tamanha regularidade, variando num intervalo de tempo tão curto. No entanto, análise detalhada demonstrou tratar-se de uma fonte externa ao sistema solar; a ela deu-se o nome de *pulsar*.

Antes da descoberta dos pulsares, não era óbvio se estrelas de nêutrons de fato existiam e como seria possível observá-las. Um canal promissor parecia ser a emissão de radiação térmica emitida no processo de esfriamento dessas estrelas, ou de acreção de material de uma estrela companheira. De fato, medidas desse tipo pouco a pouco se tornariam factíveis com os avanços na astronomia de raios-X a partir da década de 1960. No entanto, a descoberta de pulsares revelou um canal inesperado, direto e poderoso, para a observação desses astros.

No ano que se seguiu à publicação do trabalho de Bell e Hewish, fervilhou intenso debate sobre a natureza do sinal. Eventualmente, se consolidou a ideia de que pulsares são estrelas de nêutrons magnetizadas, girando rapidamente [5,6]. A partir dos polos magnéticos da estrela se origina um feixe de radiação que se propaga pelo meio interestelar, radiação esta produzida por partículas carregadas aceleradas pelo campo magnético. Como navegantes em alto-mar atentos ao sinal de um farol, observamos a radiação sempre que esse feixe aponta na direção da Terra, o que ocorre a cada volta completa da estrela em torno do próprio eixo. A descoberta de pulsares com períodos ainda mais curtos do que o detectado inicialmente por Bell corroborou essa hipótese, desfavorecendo outras, como a associação com oscilações de anãs brancas. Um desses pulsares, descoberto em 1968, possui um período curtíssimo, de 33,09112 milissegundos [7]. É o pulsar do Caranguejo, a estrela de nêutrons formada no coração da supernova observada no milênio anterior por astrônomos no Oriente.

Atualmente, vivemos um momento riquíssimo para o estudo desses astros e da física que os envolve. Estrelas de nêutrons são hoje observadas

em todas as faixas do espectro eletromagnético – no rádio, infravermelho, óptico, ultravioleta, raios-X e raios gama –, tanto em nossa galáxia quanto em galáxias próximas. Por vezes, podemos também detectar sinais da abundante emissão de neutrinos no momento de sua formação. E mais! Recentemente, a humanidade se tornou sensível a mais um mensageiro desses astros. Com o advento da astronomia de ondas gravitacionais, ganhamos acesso a eventos cataclísmicos envolvendo a fusão de estrelas de nêutrons. Com isso, temos novas chaves para solucionar questões antigas e material para formular questões novas.

Este artigo tem como objetivo examinar alguns dos aspectos relevantes da física e da astrofísica desses astros singulares, de uma forma relativamente acessível ao público em geral. Na Seção 2, visitamos brevemente o momento de sua formação, passando, na Seção 3, a descrever algumas das suas propriedades extremas. Ali veremos que o entendimento dessas propriedades permite aprofundar nosso conhecimento sobre as interações fundamentais da natureza, desde as forças nucleares, que se revelam em escalas microscópicas (aproximadamente  $10^{-15}$  metros), até a força gravitacional, que domina nas maiores escalas do universo. Em seguida, passamos a descrever alguns dos vários canais pelos quais estrelas de nêutrons são observáveis, dando ênfase à observação de pulsares (Seção 4) e ondas gravitacionais (Seção 5). Concluimos na Seção 6 enfatizando a riqueza de informações que sua observação nos oferece.

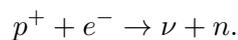
## 2 Nascimento

Como em um cabo de guerra bem equilibrado, estrelas apresentam um balanço delicado entre a força atrativa da gravidade e pressões repulsivas que tendem a afastar ou dissipar a matéria. Em uma estrela comum, como o Sol, as pressões internas possuem origem térmica e são sustentadas pelas reações nucleares que ocorrem em seu interior. A reação mais básica envolve a formação de um núcleo de hélio  ${}^4\text{He}$  a partir de quatro átomos de hidrogênio  ${}^1\text{H}$ . A massa do núcleo de hélio é menor do que a soma das massas dos quatro hidrogênios, sendo a diferença – sua energia de ligação – liberada na reação nuclear.

Após a queima dos núcleos mais leves, a estrela passa a fundir núcleos sucessivamente mais

pesados. A energia de ligação (por núcleon) tipicamente aumenta com a massa do elemento químico formado, alcançando um máximo no ferro  $^{56}\text{Fe}$ , e daí passa a diminuir. Sendo assim, a formação de núcleos mais pesados do que o ferro não libera, mas sim absorve energia. Nesse ponto, a fusão deixa de sustentar a temperatura da estrela e a gravidade sobrepuja as pressões internas. A estrela então evolui seguindo rotas diferentes dependendo de sua massa. Tipicamente, estrelas com massas entre 8 e 40 vezes a massa do Sol são as progenitoras de estrelas de nêutrons. As menos massivas em geral se recolhem como anãs brancas, depois de ejetar suas camadas mais externas, e as mais massivas colapsam totalmente, formando buracos negros [8].

O colapso do núcleo da estrela progenitora em uma estrela de nêutrons é extremamente rápido, ocorrendo em menos de 1 segundo. A forte compressão provocada pela força gravitacional favorece o processo conhecido como decaimento beta inverso, em que um próton ( $p^+$ ) e um elétron ( $e^-$ ) se combinam formando um nêutron ( $n$ ) e um neutrino ( $\nu$ ):



Com isso, a matéria, que tipicamente tem uma quantidade comparável de prótons e nêutrons, se “neutroniza”; como contrapartida, uma quantidade incrível de neutrinos é liberada. Essas partículas subatômicas, que interagem muito fracamente com a matéria, são emitidas em tamanha quantidade que aquecem as camadas mais externas da estrela, começando a ejetá-las. Serão os primeiros mensageiros observados na Terra da estrela de nêutrons nascente.<sup>2</sup> Nas horas, dias e semanas seguintes à formação da estrela de nêutrons, ondas eletromagnéticas em diversas faixas do espectro iluminarão nossos telescópios (e, por vezes, nossos olhos) refletindo a dinâmica complexa do material que colide com a superfície rígida da estrela de nêutrons, rebate e se difunde pelo espaço.<sup>3</sup> A supernova é lançada.

<sup>2</sup>Neutrinos são de difícil detecção. Foram observados pela primeira (e, por enquanto, única) vez, associados com uma supernova, no caso do evento SN1987A. Algumas dezenas de neutrinos viajaram do coração da supernova, na Grande Nuvem de Magalhães – uma pequena galáxia que orbita a Via Láctea – colidindo com detectores como Kamiokande e IMB, em 1987 [9, 10].

<sup>3</sup>Se suficientemente assimétrico, o colapso também pode provocar a emissão de ondas gravitacionais; no entanto, estas até hoje não foram detectadas em conexão

A física de supernovas é riquíssima, com implicações inclusive para a vida no nosso planeta (veja, por exemplo, a Ref. [11] para uma descrição abrangente do fenômeno). No entanto, nosso foco vai para o coração do evento: a estrela de nêutrons recém-formada.<sup>4</sup>

### 3 Objetos extremos

Estrelas de nêutrons são objetos extremos. Vamos contemplá-las sob dois aspectos, um macroscópico, outro microscópico.

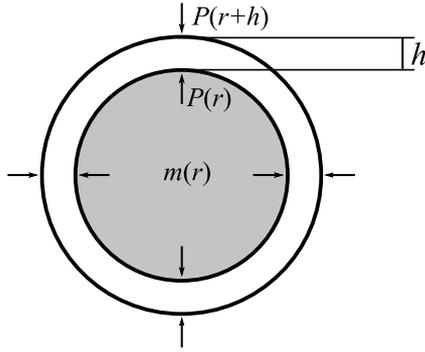
#### 3.1 Olhar macroscópico

Já nos deparamos com uma propriedade macroscópica importante dessas estrelas: sua rápida rotação, que está por trás dos curtos intervalos entre os pulsos recebidos de pulsares. Seu período é da ordem de segundos ou milissegundos, em contraste gritante com a Terra ou o Sol, que demoram 24 horas ou cerca de um mês, respectivamente, para dar uma volta completa em torno de seus eixos. A análise do sinal emitido por pulsares também nos permite estimar a magnitude dos campos magnéticos que aceleram as partículas responsáveis pela emissão. São tipicamente da ordem de  $10^{11}$  a  $10^{13}$  G; ao passo que o campo magnético da Terra é inferior a 1 G.

Estrelas de nêutrons são objetos extremamente compactos. Sua massa é da mesma ordem da massa solar, variando entre uma e duas ou três vezes a massa do Sol ( $M_{\odot}$ ). No entanto, em contraste com o Sol, no qual essa massa encontra-se distribuída em uma região de centenas de milhares de quilômetros, estrelas de nêutrons possuem raios na faixa de 10 a 15 km! Veremos à frente como é possível ter acesso a essas informações. É conveniente mensurarmos a compactidade ( $C$ ) de um astro pela razão entre sua massa ( $M$ ) e tamanho ( $R$ ) característicos, multiplicada por cons-

com uma supernova.

<sup>4</sup>O mecanismo que pincelamos acima é conhecido como supernova de tipo II. Há outros mecanismos possíveis para a formação de estrelas de nêutrons. Um deles, conhecido como supernova de tipo IA, envolve o colapso de uma anã branca, que, devido à contínua acreção de matéria – geralmente de uma companheira com a qual forma um sistema binário – supera o limite máximo de massa possível para essas estrelas, cerca de  $1,4M_{\odot}$ . O núcleo colapsa em uma estrela de nêutrons, em uma explosão violenta, visível a grandes distâncias.



**Figura 1:** Esquema de equilíbrio newtoniano.

tantes fundamentais que a tornem adimensional,

$$C = \frac{GM}{Rc^2},$$

onde  $G$  é a constante da gravitação universal e  $c$  é a velocidade da luz no vácuo. Com isso, vemos que  $C_{\text{EN}} \approx 0,1$  para estrelas de nêutrons, o que é ordens de grandeza maior que a compacidade do Sol,  $C_{\odot} \approx 10^{-6}$ , e apenas um pouco inferior à compacidade de um buraco negro,  $C_{\text{BN}} = 0,5$ .

Com a informação sobre a massa e o raio típicos de estrelas de nêutrons, podemos também estimar a aceleração da gravidade na superfície como

$$g_{\text{EN}} = \frac{GM_{\text{EN}}}{R_{\text{EN}}^2} \approx 10^{12} \text{ m/s}^2,$$

cem bilhões de vezes aquela encontrada na superfície terrestre! A intensa gravitação gerada por estrelas de nêutrons implica que sua estrutura não pode ser bem descrita por meio dos conceitos newtonianos que bastam para o estudo de estrelas comuns.

Se considerarmos uma casca de fluido, de massa  $\Delta m$ , raio  $r$  e espessura pequena  $h$ , em uma estrela newtoniana em equilíbrio, a força gravitacional que a massa interna à casca,  $m(r)$ , exerce sobre ela deve ser balanceada pela força associada à diferença de pressões  $\Delta P = P(r+h) - P(r)$  sobre a interface externa e a interna (Figura 1). Temos  $(\Delta P)S = -Gm(r)\Delta m/r^2$ , onde  $S = 4\pi r^2$  é a área da esfera de raio  $r$ . Por outro lado, se  $\rho$  é a densidade do fluido, temos que  $\Delta m = \rho(r)Sh$ . Portanto,  $\Delta P = -Gm(r)\rho(r)h/r^2$ , ou, tomando o limite em que  $h \rightarrow 0$ ,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (1)$$

A relatividade geral modifica a equação (1) da seguinte forma [12]:

- i. Substituímos  $\rho(r) \rightarrow \rho(r) + [\varepsilon(r) + P(r)]/c^2$ , onde  $\varepsilon(r)$  é a densidade de energia interna. Isso reflete o fato de que a inércia de um fluido, antes medida por sua massa de repouso, depende agora também do conteúdo interno de energia e pressão.
- ii. Substituímos  $m(r) \rightarrow m(r) + 4\pi r^3 P(r)/c^2$ , que pode ser entendida como a massa gravitacional ativa,<sup>5</sup> e a mudança reflete o fato de que, em relatividade geral, a densidade de energia interna e as pressões também gravitam.<sup>6</sup>
- iii. Substituímos  $r^2 \rightarrow r^2(1 - 2Gm(r)/rc^2)$ , o que está relacionado à curvatura espacial e ao fato de que a distância física medida entre pontos com coordenadas  $r$  e  $r + \Delta r$  não é apenas  $\Delta r$ , mas aumenta à medida que  $r$  diminui.

O resultado dessas substituições é a equação de Tolman-Oppenheimer-Volkov,

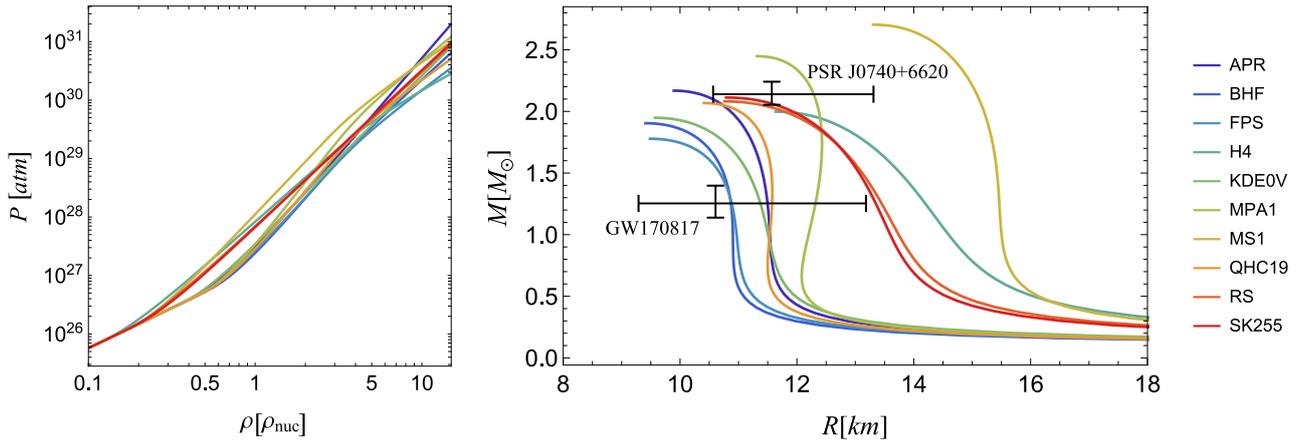
$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{(m + 4\pi r^3 P/c^2)[\rho + (\varepsilon + P)/c^2]}{r^2(1 - 2Gm/(rc^2))}, \quad (2)$$

que pode ser obtida de forma mais rigorosa a partir das equações de Einstein.

A nova equação de equilíbrio hidrostático, Eq. (2), tem consequências marcantes. Por exemplo, em contraste com estrelas newtonianas, que podem existir em uma faixa arbitrária de massas, a relatividade geral implica a existência de uma massa máxima para estrelas de nêutrons. No entanto, para compreendemos a estrutura desses astros, falta um ingrediente, que deve se combinar à Eq. (2): uma *equação de estado*,  $P = P(\rho)$ , que determina como a pressão aumenta à medida que a matéria se torna mais densa. Esse ingrediente tem origem microscópica.

<sup>5</sup>Embora usemos a mesma notação, a função  $m(r)$  tem um significado um pouco diferente no contexto relativístico, obedecendo  $dm/dr = 4\pi r^2(\rho + \varepsilon/c^2)$ .

<sup>6</sup>Esse fato tem consequências dramáticas. À medida que consideramos estrelas mais e mais densas, o campo gravitacional aumenta, exigindo um aumento correspondente na pressão. No entanto, na relatividade geral, a própria pressão é fonte de gravitação, o que, para estrelas suficientemente compactas, pode impedir que o equilíbrio exista, não importa quão potentes sejam as forças internas! Estrelas com  $C \gtrsim 0,44$  necessariamente implodem sob a ação da gravidade [13].



**Figura 2:** (*Esquerda*) Pressão em função da densidade, como previsto por várias equações de estado, listadas à direita (a pressão está em “atm” para compararmos com a nossa experiência na Terra!). (*Direita*) Massas e raios previstos por cada equação de estado. Sobrepostas ao gráfico, mostramos também barras de erro que indicam, aproximadamente, o intervalo medido para a massa [14] e o raio [15] do pulsar PSR J0740+6620, bem como para uma das componentes do sistema binário que deu origem ao evento GW170817 [16].

### 3.2 Olhar microscópico

Naturalmente, as impressionantes propriedades macroscópicas de estrelas de nêutrons refletem as condições extremas à qual a matéria está submetida em seu interior. Estimando a densidade média desses astros como a razão entre sua massa ( $M$ ) e volume ( $V = 4\pi R^3/3$ ), encontramos um valor superior ao da densidade nuclear,  $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14} \text{g/cm}^3$ . Se, com um conta-gotas, tirássemos apenas um mililitro da matéria dessas estrelas, nossa amostra conteria centenas de milhões de toneladas! Quatro colheres de chá conteriam a massa da Lua! Estrelas de nêutrons são os objetos materiais mais densos que existem na natureza.

Como um astro tão denso consegue resistir à intensa atração gravitacional é uma pergunta que requer explicação quântica. Nêutrons, que são um componente predominante dessas estrelas, são férmions, partículas que se repelem fortemente quando confinadas a altas densidades – mecanismo associado ao princípio da exclusão de Pauli, também responsável por manter os elétrons em orbitais atômicos distintos. No entanto, embora explicações ao longo dessas linhas sejam suficientes para justificar qualitativamente a origem das pressões internas que sustentam uma estrela de nêutrons, falham quantitativamente. De fato, para densidades maiores do que cerca de quatro vezes a densidade nuclear,  $4\rho_0$ , o volume acessível a cada nêutron é menor do que  $2 \text{ fm}^3$ , e, portanto, menor que o tamanho típico de cada

nêutron!<sup>7</sup> Claramente, para densidades tão altas, não se pode tratar a matéria como composta de partículas não interagentes (um gás degenerado de férmions) e as forças entre os núcleons cumprem um papel crítico. Em condições terrestres, a força nuclear (forte) é atrativa, sendo fundamental para a coesão dos núcleos atômicos e contrabalançando a repulsão elétrica entre os prótons. No entanto, torna-se repulsiva no regime extremo de densidades encontrado em estrelas de nêutrons. Além disso, nesse regime, a constituição interna das partículas subatômicas pode se revelar de formas surpreendentes.

É bem sabido que prótons e nêutrons são, eles próprios, compostos de partículas ainda mais fundamentais: quarks e glúons. Quando sujeitas a altíssimas temperaturas e/ou densidades, essas partículas podem se transmutar e rearranjar, dando origem a uma variedade de combinações exóticas produzidas abundantemente em experimentos terrestres como o *Large Hadron Collider*. No entanto, a maioria dessas novas combinações de quarks e glúons não é estável sob as condições presentes na Terra e rapidamente decai, se desmembrando em componentes mais usuais. Por outro lado, sob as condições extremas presentes em estrelas de nêutrons, tais combinações exóticas podem ser estáveis. Com isso surge a possi-

<sup>7</sup>Podemos associar a uma partícula quântica como o nêutron um tamanho característico dado pelo seu comprimento Compton:  $\lambda_n = h/(m_n c)$ , onde  $h$  é a constante de Planck e  $m_n$  é a massa do nêutron. Temos  $\lambda_n \approx 1,3 \text{ fm}$  e a partícula ocupa um volume da ordem de  $\lambda_n^3 \approx 2,2 \text{ fm}^3$ .

bilidade do aparecimento de híperons (partículas com quarks estranhos), da condensação de píons e káons e, inclusive, de uma transição de fase para matéria pura de quarks [17]. Além disso, embora a temperatura em estrelas de nêutrons seja tipicamente alta (de milhões de graus ou mais!), a matéria tão densamente comprimida deve exibir propriedades impressionantes, como superfluidez e supercondutividade [18]; ambas associadas, em escalas de laboratório, a baixíssimas temperaturas.

Determinar o estado da matéria nuclear no núcleo de estrelas de nêutrons é um problema extremamente desafiador do ponto de vista teórico. Diferentes modelos, com hipóteses variadas sobre a sua constituição, dão origem, portanto, a diferentes equações de estado, como exemplifica a Figura 2 (à esquerda). Algumas das equações de estado utilizadas para a construção dessa figura, como APR ou MPA1, incluem apenas nêutrons, prótons, elétrons e múons na composição da estrela, enquanto outras incluem híperons (como H4) ou uma transição para matéria de quarks (como QHC19).<sup>8</sup> De posse dessas equações de estado, podemos voltar à equação de equilíbrio hidrostático (2) e resolvê-la, obtendo as previsões de cada modelo para propriedades macroscópicas da estrela, como sua massa e raio. A Figura 2, à direita, mostra tais previsões; fica clara a discrepância entre os vários modelos.

Estrelas de nêutrons são, portanto, ponto de contato direto entre a astrofísica e a física nuclear. Se, por um lado, modelos de física nuclear são necessários para prever as propriedades macroscópicas desses astros, por outro, a observação direta de tais propriedades pode ser usada para informar, excluir ou aprimorar tais modelos, ajudando na resolução de enigmas da física nuclear. No restante deste artigo, vamos discutir algumas dessas observações.

#### 4 Aos pares

Estima-se que cerca de duas supernovas explodem a cada século em nossa galáxia [20]. Se essa taxa se manteve constante ao longo da vida da Via Láctea – estimada em 10 bilhões de anos – chegamos à conclusão que ela deve conter centenas de milhões de estrelas de nêutrons! No en-

<sup>8</sup>Todas foram implementadas por meio de uma parametrização politrópica por partes [19].

tanto, observamos apenas uma pequena fração delas, da ordem de 2500. A maioria são pulsares isolados, como aquele observado por Bell e Hewish. Da população de pulsares, existem ainda alguns especiais: estrelas de nêutrons existem aos pares.

Após a descoberta de Bell e Hewish, radiotelescópios em todo o mundo passaram a perscrutar o céu em busca de mais e mais pulsares. Um deles era o telescópio norte-americano de Arecibo, localizado em Porto Rico. Com uma antena de mais de 300 metros de diâmetro, era na época o maior radiotelescópio do mundo. Em 1974, Russel Hulse e seu orientador de doutorado Joseph Taylor analisavam os dados coletados quando se depararam com algo inusitado. Ao contrário dos pulsares conhecidos até então, o intervalo entre pulsos de PSR 1913+16 (ou “pulsar de Hulse-Taylor”) não era regular, mas apresentava mudanças periódicas. O título do trabalho publicado em 1975, “Descoberta de um pulsar em um sistema binário” [21], deixava clara a conclusão: o pulsar não estava isolado, mas orbitava uma estrela companheira, também identificada como uma estrela de nêutrons, dando uma volta completa a cada 7h45min. O movimento orbital era a causa da modulação no período observado. Já no trabalho de divulgação da descoberta, Hulse e Taylor estimaram os parâmetros da órbita descrita pelos astros, como seu período e excentricidade, tomando como base do cálculo a mecânica newtoniana. Mas a verdadeira riqueza desse sistema se manifestaria com o passar do tempo.

Como o sinal de rádio emitido por pulsares é muito fraco, é necessário acumular medições para se formar uma imagem acurada do comportamento médio dos pulsos [22]. Por outro lado, medidas de pulsares monitorados por longos períodos de tempo se tornam progressivamente mais precisas; em muitos casos, sua precisão se torna comparável à dos melhores relógios atômicos produzidos pela humanidade. Para o sistema de Hulse-Taylor, esse aumento de precisão possibilitaria algo inédito: a determinação precisa das *massas* dos componentes. E mais: provaria que tais sistemas são verdadeiros laboratórios para testes da própria teoria da relatividade geral.

#### 4.1 Medindo as massas

As leis da mecânica newtoniana fornecem apenas uma descrição grosseira para o movimento

do pulsar e de sua companheira. Assim como na determinação da estrutura de uma estrela de nêutrons, os detalhes mais finos do movimento orbital só encontram explicação completa dentro do arcabouço teórico da relatividade geral. Com a observação continuada do pulsar de Hulse-Taylor e o conseqüente aumento na precisão das medidas, efeitos relativísticos se tornariam observáveis.

Um deles é o avanço do periastro da órbita. É bem sabido que, na relatividade geral, dois corpos que se movem devido à atração mútua não descrevem órbitas elípticas, fixas no espaço, mas trajetórias mais complicadas.<sup>9</sup> Em particular, duas passagens sucessivas pelo periastro não se dão após a varredura de um ângulo de  $2\pi$ , mas  $2\pi + \Delta\omega$ , com  $\Delta\omega = \dot{\omega}T$ , onde [23]

$$\dot{\omega} \approx \frac{3(2\pi)^{5/3}}{c^2(1-\epsilon^2)} \frac{[G(m_A + m_B)]^{2/3}}{T^{5/3}}. \quad (3)$$

Na expressão acima,  $\epsilon$  e  $T$  são a excentricidade e o período da órbita kepleriana que melhor ajusta o movimento, parâmetros esses acessíveis pela análise dos pulsos. Já  $m_A$  e  $m_B$ , as massas dos dois componentes do sistema binário, tipicamente não são elas próprias mensuráveis. Portanto, a medida de  $\dot{\omega}$  – que no caso de PSR 1913+16 é de 4,226598 graus por ano [24] – estabelece uma relação entre as massas, via a Eq. (3). Com a medição de mais um parâmetro relativístico, seria possível determiná-las.

No caso do sistema de Hulse-Taylor, outro parâmetro relativístico observável é o atraso temporal de Einstein ( $\gamma$ ), que traduz como o tempo próprio do pulsar é dilatado na perspectiva de um observador externo, tanto devido à sua velocidade relativa, quanto ao campo gravitacional da companheira [25]. Assim como  $\dot{\omega}$ ,  $\gamma$  depende das massas das estrelas e de parâmetros da órbita como período e excentricidade:  $\gamma = \gamma(m_1, m_2, T, \epsilon)$ , sendo medido nesse sistema como 4,2992 ms [24]. Isso é suficiente para determinar as massas do pulsar e da companheira; a precisão do resultado é impressionante:  $m_{\text{pulsar}} = 1,4398 M_\odot$  e  $m_{\text{comp}} = 1,3886 M_\odot$  [24], um erro (0,0002  $M_\odot$ ) de menos de uma parte por mil.

Hoje, cerca de 250 pulsares já foram localizados em sistemas binários.<sup>10</sup> Entre eles, o mais

<sup>9</sup>Esse é um efeito relativístico celebrado, sendo responsável por explicar a precessão anômala de 43 segundos de arco por século observada no periélio de Mercúrio.

<sup>10</sup>Note que apenas cerca de 10% dos pulsares observados

massivo é PSR J0740+6620, que orbita uma anã branca e tem massa estimada de  $2.14M_\odot$  [14]. Como pode-se ver na Fig. 2, cada equação de estado prevê uma massa máxima (distinta) para estrelas de nêutrons. O fato de que, para muitos modelos, a massa máxima é menor do que aquela medida para PSR J0740+6620 os desfavorece fortemente. A observação de pulsares massivos oferece vínculos importantes a serem satisfeitos por modelos microscópicos realistas.

## 4.2 Testando a relatividade geral

Com a informação sobre as massas e os parâmetros keplerianos (como período e excentricidade) da órbita, qualquer outro parâmetro relativístico fica completamente determinado pela relatividade geral. Assim, uma medição independente de parâmetros adicionais possibilita um teste da teoria. Em especial, um deles foi detectado pela primeira vez no sistema de Hulse-Taylor, oferecendo uma confirmação categórica da teoria da relatividade: a diminuição do período orbital devido à emissão de ondas gravitacionais.

Ondas gravitacionais são uma previsão-chave da teoria da relatividade geral. Da mesma forma que cargas elétricas aceleradas produzem ondas eletromagnéticas, a relatividade geral prevê que massas aceleradas, como as duas estrelas de nêutrons no sistema de Hulse-Taylor, também deveriam emitir ondas gravitacionais. A amplitude  $h_{ij}$  das ondas emitidas é proporcional, em ordem dominante, à segunda derivada temporal do momento de quadrupolo da fonte ( $Q_{ij}$ ):<sup>11</sup>

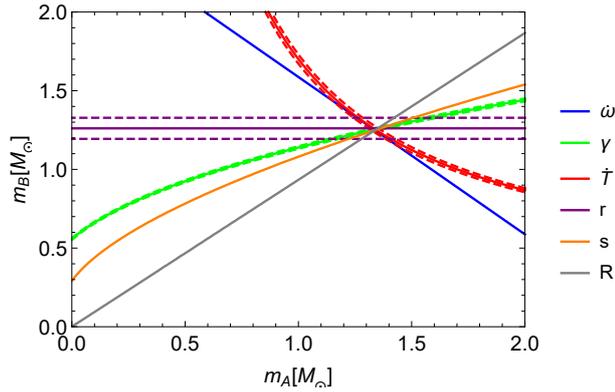
$$h_{ij} = \frac{2G}{rc^4} \frac{\partial^2 Q_{ij}}{\partial t^2}, \quad (4)$$

onde  $r$  é a distância da fonte ao observador.

Essas ondas gravitacionais carregam energia do sistema, fazendo com que a órbita do sistema binário diminua com o passar do tempo. As estrelas progressivamente se aproximam, em um movimento de translação cada vez mais rápido. Em 1978, Taylor e seus colaboradores mediram

se encontram em sistemas binários, ao passo que a maior parte das estrelas existe nessa configuração. Isso se deve ao fato de que um sistema binário pode não sobreviver à explosão de supernova que transforma um de seus componentes em uma estrela de nêutrons. Em uma supernova, a maior parte da massa da estrela progenitora é perdida, o que afeta a dinâmica do sistema binário.

<sup>11</sup>Ambos em uma escolha específica de coordenadas, conhecida como calibre transversal de traço nulo [23].



**Figura 3:** Diagrama massa-massa para o sistema J0737-3039. As linhas sólidas, com diversas cores, mostram quantidades medidas para esse sistema [27]: a taxa de avanço do periastro  $\dot{\omega}$ , o atraso temporal de Einstein  $\gamma$ , a taxa de variação do período orbital  $\dot{T}$ , os parâmetros  $r$  e  $s$  do atraso temporal de Shapiro e a razão entre as massas,  $R = m_B/m_A$ , medida nesse sistema devido ao fato de ambas estrelas serem pulsares. Linhas tracejadas indicam as barras de erro para os vários parâmetros. O fato de que todas as curvas convergem em um mesmo ponto é uma verificação importante da relatividade geral.

pela primeira vez o efeito da emissão das ondas gravitacionais sobre o movimento do pulsar PSR 1913+16 – uma taxa de  $\dot{T} = -2,423 \times 10^{-12}$  – demonstrando seu acordo com a previsão da relatividade geral [26].

A Figura 3 mostra a surpreendente adequação da relatividade geral para a descrição do movimento de pulsares. Nela, ilustramos o caso do pulsar duplo, J0737-3039, um sistema binário em que as duas estrelas são pulsares, em um movimento orbital veloz com período curto, de 2,5 horas [27]. Nesse sistema, não só  $\dot{\omega}$  e  $\gamma$  são observáveis, mas um total de cinco parâmetros relativísticos, entre eles a taxa de variação do período orbital ( $\dot{T}$ ) e o atraso temporal de Shapiro, caracterizado pelos parâmetros  $r$  e  $s$ , e que traduz o efeito do campo gravitacional da estrela companheira sobre a propagação da radiação emitida pelo pulsar. O fato de que as curvas previstas pela relatividade geral para cada um desses parâmetros, como função das massas, se interceptam em um mesmo ponto é uma verificação contundente da própria teoria de Einstein.

## 5 Ondas gravitacionais e a astronomia multimensageiro

A detecção indireta de ondas gravitacionais no sistema de Hulse-Taylor, por meio de seus efei-

tos sobre o período orbital do pulsar, nutriram a confiança da comunidade científica nessa previsão da relatividade geral. Na década de 80, equipes nos Estados Unidos e na Europa redobram esforços para a construção de protótipos de detectores interferométricos, sensíveis à passagem dessas ondas. Décadas de trabalho experimental e teórico culminariam na configuração atual dos detectores gêmeos do *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO), localizados em Hanford e Livingston, nos Estados Unidos, e do observatório Virgo, em Cascina, Itália. Esses equipamentos extremamente precisos possibilitaram, em 2015, a primeira detecção direta de ondas gravitacionais, o evento GW150914, interpretado como devido à fusão de dois buracos negros [28].

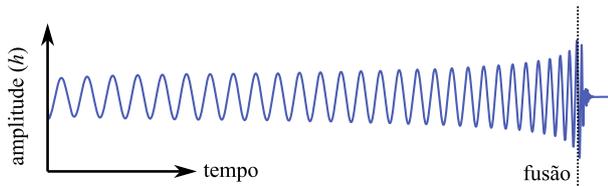
Uma vez que já se verificou (indiretamente) a emissão de ondas gravitacionais pelo sistema de Hulse-Taylor, poderíamos nos perguntar quão difícil seria observar diretamente essa radiação. Podemos estimar a amplitude das ondas emitidas por um sistema binário, partindo da Eq. (4), como

$$h \sim \frac{GMv^2}{rc^4}, \quad (5)$$

onde  $v$  é a velocidade típica de translação. Para o pulsar de Hulse-Taylor, com uma velocidade de cerca de 300 km/s, a uma distância de 5 kpc de nós, encontramos  $h \sim 10^{-23}$ . A frequência das ondas gravitacionais emitidas é duas vezes a frequência de rotação, ou seja,  $2T^{-1} \approx 10^{-4}$  Hz. Por outro lado, os detectores modernos são capazes de medir amplitudes  $h \gtrsim 10^{-22}$  com frequências entre  $1 - 10^3$  Hz, sendo, portanto, insensíveis à emissão desse sistema.

No entanto, quando, daqui a centenas de milhões de anos, as duas estrelas de nêutrons do sistema de Hulse-Taylor estiverem a ponto de se fundirem, alcançando velocidades da ordem da velocidade da luz, inundarão nosso sistema solar com ondas gravitacionais de amplitude altíssima (da ordem de  $h \sim 10^{-19}$ ), justamente na faixa de dezenas a milhares de hertz. A coalescência e fusão de estrelas de nêutrons é, portanto, uma fonte promissora para a geração de ondas gravitacionais observáveis na Terra.

Já vimos que a taxa de nascimento de estrelas de nêutrons na nossa galáxia é pequena quando comparada ao nosso tempo de vida; portanto, claramente a probabilidade de um evento de fusão dessas estrelas na Via Láctea é ainda menor:



**Figura 4:** Sinal típico da coalescência de objetos compactos, sendo a amplitude máxima alcançada no momento da fusão.

estima-se que aconteça a cada 10 mil anos [29]. Por outro lado, detectores como LIGO e Virgo são capazes de captar os sinais de tais eventos até uma distância de cerca de 100 Mpc, que abarca dezenas de milhões de galáxias. De fato, desde o início da sua operação, em 2015, as colaborações LIGO e Virgo detectaram uma dezena de sinais associados a fusão de buracos negros e dois sinais, GW170817 [30] e GW190425 [31], associados à fusão de estrelas de nêutrons. O primeiro deles é especialmente interessante para nossa discussão.

### 5.1 GW170817

Em 17 de agosto de 2017, a colaboração LIGO/Virgo detectou pela primeira vez um sinal vindo da fusão de duas estrelas de nêutrons [30]. Por quase dois minutos, os detectores observaram o sinal característico da coalescência de objetos compactos: um sinal periódico, cuja amplitude e frequência aumentam com o passar do tempo, alcançando um máximo no momento da fusão (ver a Figura 4). Cerca de 3000 ciclos foram observados até o sinal desaparecer sob o ruído do detector.

Menos de 2 segundos após o instante estimado para a fusão, o telescópio Fermi detectou um pico de raios gama, um evento que recebeu o nome de GRB 170817A. Seguiu-se uma campanha de busca por vestígios remanescentes da fusão, que finalmente encontrou uma contrapartida perto da galáxia NGC 9443, localizada a cerca de 40 Mpc da Terra. Nos dias e semanas posteriores à observação dos eventos GW170817 e GRB 170817A, dezenas de observatórios nos sete continentes detectaram sinais associados ao mesmo evento em diversas faixas do espectro eletromagnético. Com isso, deu-se início à era da astronomia multimensageiro, na qual um mesmo evento é observado em diferentes canais – no caso, por sua emissão eletromagnética e gravitacional – possibilitando a combinação da informação extraída das várias

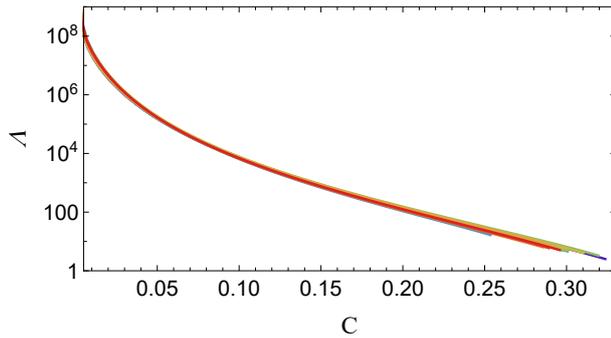
fontes em uma imagem mais rica, completa e coesa do fenômeno.

#### 5.1.1 Vínculos sobre a equação de estado

É bem sabido, mesmo dentro do arcabouço newtoniano, que o movimento de um sistema de dois corpos é determinado majoritariamente pela massa dos componentes. Detalhes relacionados ao tamanho dos corpos ou à sua constituição interna influenciam muito fracamente a dinâmica orbital. Algo semelhante ocorre em relatividade geral, fazendo com que o sinal típico das fases iniciais da coalescência (veja Figura 4) seja pouco sensível à estrutura interna dos componentes do sistema binário.<sup>12</sup>

Por outro lado, as últimas fases da coalescência – em que a distância orbital é da ordem do tamanho dos corpos – guardam informações importantes sobre a natureza dos astros. Estrelas de nêutrons são, tipicamente, objetos com uma simetria esférica quase perfeita. Porém, quando estão prestes a se chocar, elas se deformam sob a ação do campo gravitacional da companheira. O fenômeno é análogo à deformação dos oceanos terrestres em resposta à força gravitacional da Lua e do Sol, e recebe o mesmo nome: estrelas de nêutrons sofrem forças de maré. Como resultado, forma-se um bojo nas estrelas, que é matematicamente descrito pelo seu momento de quadrupolo,  $Q_{ij}$ . Da mesma forma que a polarização adquirida por um meio dielétrico é proporcional ao campo elétrico aplicado, estando a constante de proporcionalidade (a suscetibilidade elétrica) relacionada às propriedades específicas do meio, o momento de quadrupolo adquirido pela estrela é proporcional ao campo de maré ( $\mathcal{E}_{ij}$ ):  $Q_{ij} = -\lambda \mathcal{E}_{ij}$ . A constante de proporcionalidade ( $\lambda$ ) é chamada de deformabilidade sob forças de maré, e é um observável que impacta os ciclos imediatamente anteriores à fusão no sinal de ondas gravitacionais emitido pelo sistema binário de estrelas de nêutrons. De fato, a colaboração LIGO/Virgo foi capaz de estimar esse observável

<sup>12</sup>É difícil, portanto, discernir entre um sistema binário de estrelas de nêutrons e um composto de buracos negros com base apenas na componente inicial do sinal. No caso de GW170817, a contrapartida eletromagnética claramente indica a presença de matéria; além disso, o fato de que a massa do sistema é menor do que a do buraco negro mais leve observado em outros canais também favorece a hipótese de que se trata de um sistema de duas estrelas de nêutrons.



**Figura 5:** Deformabilidade adimensional  $\Lambda = \lambda c^{10} G^{-4} M^{-5}$  em função da compactidade  $C$  para o mesmo conjunto de equações de estado mostrado na Figura 2. A relação entre  $\Lambda$  e  $C$  é praticamente insensível à equação de estado.

a partir dos dados de GW170817 [16, 30].

O quanto a estrela se deforma e, portanto, o valor de  $\lambda$ , dependem, é claro, da constituição interna da mesma: uma estrela pouco compacta tem as camadas externas menos ligadas gravitacionalmente e se deforma mais, ao passo que uma estrela mais compacta se deforma menos. De fato, a deformabilidade está intimamente associada à compactidade da estrela: ao contrário das relações entre massa e raio, existe uma relação entre a deformabilidade e a compactidade que é pouco sensível à equação de estado específica, como ilustra a Figura 5. Isso permite a tradução direta de uma medida desse observável, combinada à estimativa das massas dos componentes, em uma medida do raio das estrelas [32]. Com isso, o evento GW170817 possibilitou o primeiro vínculo sobre o raio de estrelas de nêutrons e, conseqüentemente, sobre sua equação de estado a partir da observação de ondas gravitacionais [16]. A Figura 2 mostra, sobrepostas ao diagrama massa-raio, barras de erro aproximadas correspondentes à massa e ao raio de um dos componentes do sistema binário que deu origem ao evento GW170817. Ondas gravitacionais podem, portanto, oferecer vínculos competitivos e complementares àqueles obtidos a partir de observações em rádio ou raios-X.

Antes de comentarmos sobre outras informações adquiridas a partir do evento GW170817 e suas contrapartidas eletromagnéticas, vale notar que a deformabilidade por forças de maré não é a única quantidade sensível à estrutura interna que pode, em princípio, ser obtida a partir de sinais de ondas gravitacionais. Como um sino que reverbera, ao ser perturbado, emitindo som em uma

série de notas características, estrelas de nêutrons e buracos negros possuem um espectro próprio, intimamente ligado à sua estrutura interna. No caso de buracos negros, o evento GW150914 gerou um sinal suficientemente forte que permitiu a medida do primeiro desses modos de oscilação, com frequência da ordem de 250 Hz [33]. Para estrelas de nêutrons, a tarefa é um pouco mais desafiadora, já que a frequência desses modos é da ordem de kHz, em que os detectores atuais são menos sensíveis. Em todo caso, a detecção futura dessas pulsações estelares pode oferecer um canal adicional para se entender a estrutura interna desses astros.

### 5.1.2 Alquimia de elementos pesados

A observação conjunta, em ondas eletromagnéticas e gravitacionais, de um evento de fusão de estrelas de nêutrons tem um potencial riquíssimo. Possibilita a localização mais precisa da galáxia de ocorrência do evento – e, assim, uma medida complementar da distância até nós –, ajuda a discernir a natureza do objeto formado como resultado da fusão e permite um estudo detalhado das propriedades do material ejetado. Concomitantemente à publicação dos resultados da colaboração LIGO/Virgo, uma série de trabalhos foram divulgados detalhando os vários aspectos da radiação eletromagnética observada e suas conseqüências astrofísicas (ver as Refs. [34, 35] e referências aí contidas). Aqui, vamos focar apenas em um desses aspectos, que diz respeito à formação de elementos pesados na natureza.

A origem cósmica de elementos mais pesados do que o ferro – como ouro, platina ou urânio – é uma questão nada trivial. Como discutimos na Sec. 2, a formação desses elementos exige a injeção de energia e, portanto, ambientes bastante especiais. As observações eletromagnéticas associadas ao evento GW170817 mostraram que a fusão de estrelas de nêutrons pode ser o berço de grande parte dos elementos mais pesados que existem no universo.

No processo de fusão, as estrelas de nêutrons são esvaçadas, e um material abundante em nêutrons, originalmente contido em seu interior, é liberado no meio interestelar. Um ambiente tão rico em nêutrons favorece o chamado processo  $r$ , por meio do qual núcleos como o ferro capturam, rapidamente (daí “ $r$ ”), em escalas de tempo mais curtas do que aquelas associadas ao decaimento

radioativo, uma quantidade grande de nêutrons. O isótopo assim formado é instável e, subsequentemente, decai radioativamente, tipicamente por meio do decaimento  $\beta^-$ , que transforma um nêutron em um próton, juntamente à emissão de um elétron e um antineutrino. O decaimento progressivamente aumenta o número atômico do elemento, que assim galga a tabela periódica.

A radiação emitida pelo decaimento radioativo dos isótopos formados no processo  $r$  aquece a nuvem de material ejetado, mantendo-a a temperaturas altas por vários dias. Em decorrência do processo de resfriamento, espera-se observar um transiente no óptico e infravermelho, uma *kilonova*, com certas características espectrais específicas. Um transiente com essas propriedades foi justamente observado em conexão com o evento GW170817 [35]. Essas observações constituem a primeira demonstração clara de que a síntese de elementos pesados pelo processo  $r$  ocorre durante a fusão de estrelas de nêutrons. Além disso, análise detalhada dos dados sugere que a fusão dessas estrelas pode ser o ambiente dominante para tais processos [36].

A abundância de informações que as observações associadas ao evento GW170817 nos ofereceu é notável; aqui pincelamos apenas algumas. Por exemplo, o fato de ondas gravitacionais terem sido detectadas quase concomitantemente a ondas eletromagnéticas (o evento GRB 170817A) mostra que esses dois tipos de radiação, de naturezas completamente distintas, viajam à mesma velocidade, a velocidade da luz. Esse fato, por si só, desbancou diversas teorias que, na tentativa de explicar o fenômeno de energia escura, acabam prevendo que ondas gravitacionais não se propaguem à velocidade da luz [37–39]. De fato, as implicações desse evento se estendem em múltiplas direções.

## 6 Conclusão

Estrelas de nêutrons são um ponto de encontro de várias comunidades; de física nuclear e de partículas até gravitação e cosmologia. Atualmente, vivemos um momento especial para a pesquisa em torno desses astros, uma vez que as várias técnicas utilizadas para sua observação encontram-se em um estágio suficientemente maduro de desenvolvimento que permitem medidas precisas. Vale

destacar os avanços na astronomia de raios-X, com experimentos modernos, como NICER (*The Neutron Star Interior Composition Explorer Mission*), dedicados a coletar informações sobre a emissão dessas estrelas que possibilita a inferência do seu tamanho. Ondas gravitacionais geradas pela fusão de estrelas de nêutrons devem continuar a ser detectadas, com o acúmulo de medições permitindo a inferência de novas informações. Por fim, o contínuo monitoramento da emissão de rádio de pulsares e a detecção de novas estrelas de nêutrons por esse canal possibilitam não só o aumento da precisão das medidas, mas a utilização dos próprios pulsares como uma antena para a detecção de ondas gravitacionais de frequência baixíssima, da ordem de nanohertz, emitidas por fontes cósmicas ainda não observadas. Por si mesmas ou como instrumentos para enxergarmos além, estrelas de nêutrons guardam a promessa para uma maior compreensão do cosmos.

---

## Sobre a autora

Raissa Fernandes Pessoa Mendes ([rpfmendes@id.uff.br](mailto:rpfmendes@id.uff.br)) é professora do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense e mãe da Lis. Doutora em Física, sua área de pesquisa é astrofísica relativística, buscando investigar como observações presentes e futuras de objetos compactos como estrelas de nêutrons e buracos negros podem ser usados para testar os limites da relatividade geral e a presença de campos exóticos na natureza.

## Referências

- [1] J. J. L. Duyvendak, *The ancient oriental chronicles*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific **54**, 91 (1942).
- [2] W. Baade e F. Zwicky, *Cosmic rays from super-novae*, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **20**(5), 259 (1934).
- [3] J. Chadwick, *The existence of a neutron*, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **136**(830), 692 (1932).

- [4] A. Hewish, S. J. Bell et al., *Observation of a rapidly pulsating radio source*, *Nature* **217**, 709 (1968).
- [5] F. Pacini, *Energy emission from a neutron star*, *Nature* **216**(5115), 567 (1967).
- [6] T. Gold, *Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources*, *Nature* **218**(5143), 731 (1968).
- [7] J. M. Comella, H. D. Craft et al., *Crab nebula pulsar np 0532*, *Nature* **221**(5179), 453 (1969).
- [8] A. Heger, C. L. Fryer et al., *How massive single stars end their life*, *The Astrophysical Journal* **591**(1), 288 (2003).
- [9] K. Hirata, T. Kajita et al., *Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
- [10] R. M. Bionta, G. Blewitt et al., *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
- [11] A. Alsabti, *Handbook of supernovae* (Springer International Publishing, Basel, 2019).
- [12] B. Schutz, *Gravity from the Ground Up: An Introductory Guide to Gravity and General Relativity* (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).
- [13] H. A. Buchdahl, *General relativistic fluid spheres*, *Phys. Rev.* **116**, 1027 (1959).
- [14] H. T. Cromartie, E. Fonseca et al., *Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar*, *Nature Astronomy* **4**(1), 72 (2020).
- [15] M. C. Miller, F. K. Lamb et al., *PSR J0030+0451 mass and radius from NICER data and implications for the properties of neutron star matter*, *The Astrophysical Journal* **887**(1), L24 (2019).
- [16] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *GW170817: Measurements of neutron star radii and equation of state*, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 161101 (2018).
- [17] P. Haensel, *Neutron stars* (Springer, New York, 2007).
- [18] V. L. Ginzburg, *Superfluidity and superconductivity in the universe*, *Journal of Statistical Physics* **1**(1), 3 (1969).
- [19] M. F. O'Boyle, C. Markakis et al., *Parametrized equation of state for neutron star matter with continuous sound speed*, *Phys. Rev. D* **102**, 083027 (2020).
- [20] R. Diehl, H. Halloin et al., *Radioactive  $^{26}\text{Al}$  from massive stars in the Galaxy*, *Nature* **439**(7072), 45 (2006).
- [21] R. A. Hulse e J. H. Taylor, *Discovery of a pulsar in a binary system.*, *The Astrophys. J.* **195**, L51 (1975).
- [22] D. R. Lorimer, *Handbook of pulsar astronomy* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [23] E. Poisson e C. M. Will, *Gravity: Newtonian, Post-Newtonian, Relativistic* (Cambridge University Press, Cambridge, 2014).
- [24] J. M. Weisberg, D. J. Nice e J. H. Taylor, *Timing measurements of the relativistic binary pulsar PSR B1913+16*, *Astrophysical Journal* **722**(2), 1030 (2010).
- [25] R. Blandford e S. A. Teukolsky, *Arrival-time analysis for a pulsar in a binary system.*, *The Astrophys. J.* **205**, 580 (1976).
- [26] J. H. Taylor, L. A. Fowler e P. M. McCulloch, *Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar PSR1913+16*, *Nature* **277**(5696), 437 (1979).
- [27] A. G. Lyne, M. Burgay et al., *A double-pulsar system: A rare laboratory for relativistic gravity and plasma physics*, *Science* **303**(5661), 1153 (2004).
- [28] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
- [29] J. Abadie, B. P. Abbott et al., *Predictions for the rates of compact binary coalescences observable by ground-based gravitational-wave detectors*, *Classical and Quantum Gravity* **27**(17), 173001 (2010).

- [30] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *GW170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
- [31] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *GW190425: Observation of a compact binary coalescence with total mass  $\sim 3.4 M_{\odot}$* , *The Astrophysical Journal* **892**(1), L3 (2020).
- [32] A. Maselli, V. Cardoso et al., *Equation-of-state-independent relations in neutron stars*, *Phys. Rev. D* **88**, 023007 (2013).
- [33] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Tests of general relativity with GW150914*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 221101 (2016).
- [34] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Multi-messenger observations of a binary neutron star merger*, *The Astrophysical Journal* **848**(2), L12 (2017).
- [35] M. M. Kasliwal, E. Nakar et al., *Illuminating gravitational waves: A concordant picture of photons from a neutron star merger*, *Science* **358**(6370), 1559 (2017).
- [36] D. Kasen, B. Metzger et al., *Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event*, *Nature* **551**(7678), 80 (2017).
- [37] J. M. Ezquiaga e M. Zumalacárregui, *Dark energy after GW170817: Dead ends and the road ahead*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 251304 (2017).
- [38] T. Baker, E. Bellini et al., *Strong constraints on cosmological gravity from GW170817 and GRB170817A*, *Physical Review Letters* **119**(25) (2017).
- [39] P. Creminelli e F. Vernizzi, *Dark energy after GW170817 and GRB170817A*, *Physical Review Letters* **119**(25) (2017).