



ARTIGO DE REVISÃO

Ondas Gravitacionais

Gravitational Waves

Madejsky, R. K.^{1,*}

¹Departamento de Física, Universidade Estadual de Feira de Santana-UEFS, 44036-900, Feira de Santana, Bahia, Brasil. *E-mail: madejsky@uefs.br

Resumo: A existência de ondas gravitacionais foi proposta por A. Einstein em 1916, um ano depois da formulação final das equações de campo da relatividade geral. Apesar de décadas de experimentos com cilindros de alumínio realizados por J. Weber, não houve comprovação confirmada da existência de ondas gravitacionais. A primeira evidência indireta de ondas gravitacionais vem do pulsar binário PSR B1913+16, descoberto por R. Hulse e J. Taylor, um sistema de duas estrelas de nêutrons cujo período orbital diminui com o tempo devido à emissão de ondas gravitacionais exatamente como previsto pela teoria da relatividade geral. A detecção direta de ondas gravitacionais foi publicada, um século depois de sua proposta, pelo grupo de pesquisadores do observatório de ondas gravitacionais LIGO, que registrou as ondas gravitacionais emitidas durante a fusão de dois buracos negros. Em anos seguintes, houve dezenas de observações semelhantes, envolvendo a fusão de buracos negros e de estrelas de nêutrons. Algumas das massas desses objetos antes da fusão, determinadas pela análise das observações, são discrepantes das massas convencionais de objetos compactos que se formam como estágios finais da evolução estelar. Os objetos com massas discrepantes poderiam ter origem em transições de fase no universo primordial, resultando na formação de buracos negros primordiais.

Palavras-Chaves: relatividade geral; ondas gravitacionais; buracos negros; matéria escura; interferômetros.

Abstract: The existence of gravitational waves was proposed by A. Einstein in 1916, one year after the final formulation of the field equations of general relativity. Despite decades of experiments using aluminum cylinders conducted by J. Weber, there was no confirmed proof of the existence of gravitational waves. The first indirect evidence of gravitational waves came from the binary pulsar PSR B1913+16—discovered by R. Hulse and J. Taylor—a system of two neutron stars whose orbital period decreases over time due to the emission of gravitational waves, exactly as predicted by the theory of general relativity. Direct detection of gravitational waves was reported a century after their proposal by the research team at the LIGO gravitational-wave observatory, which recorded waves emitted during the merger of two black holes. In subsequent years, dozens of similar observations were made, involving the mergers of both black holes and neutron stars. Some of the pre-merger masses of these objects, determined through analysis of the observations, differ from the conventional masses of compact objects formed during the final stages of stellar evolution. These objects with anomalous masses could have originated from phase transitions in the early universe, resulting in the formation of primordial black holes.

Keywords: general relativity; gravitational waves; black holes; dark matter; interferometers.

1. Introdução

A existência de ondas gravitacionais foi proposta em analogia com as ondas eletromagnéticas que são emitidas quando uma carga elétrica é acelerada. A existência das ondas eletromagnéticas foi prevista por J. Maxwell em 1865, e H. Hertz, em 1880, conseguiu comprovar a existência de ondas eletromagnéticas em experimentos com circuitos LRC.

A potência $P = dE/dt$ da radiação eletromagnética emitida por um dipolo elétrico p é dada, em ordem de grandeza, pela eq. (1).

$$P \approx \frac{p^2 \omega^2}{\pi \epsilon_0 c^3}, \quad (1)$$

em que ϵ_0 é a constante elétrica (permissividade) e c é a velocidade da luz.

A teoria da relatividade geral prevê a emissão de ondas gravitacionais quando uma massa é acelerada. Trata-se de ondas transversais que se propagam com velocidade c . Uma vez que as massas sempre são positivas, não existe analogia para a radiação de

Citação: Madejsky, R. K. (2026). Ondas Gravitacionais. Caderno De Física Da UEFS, 24(01):1403.1-10.

Recebido: 02/04/2026

Aceito: 21/04/2026

Publicado: 29/05/2026



Copyright: © 2026 pelos os autores. Submetido para possível publicação em acesso aberto sob os termos e condições da licença Creative Commons Attribution (CC BY) license (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

dipolo de Hertz. A radiação gravitacional deve ser radiação de quadrupolo ou de multipolos de ordem superior.

A expansão em multipolos mostra que uma massa M não esférica possui um momento de quadrupolo Q e gera um potencial quadrupolar da forma da eq. (2)

$$\Phi = -G \left[\frac{M}{r} + \frac{Q}{r^3} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) + \dots \right]. \quad (2)$$

Para duas massas iguais M que orbitam na distância d em torno do centro de massa, obtém-se a eq. (3) de um momento de quadrupolo

$$Q = 2Md^2. \quad (3)$$

Esse momento de quadrupolo, matematicamente representado por um tensor, muda sua orientação no espaço com a frequência angular da órbita dada pela eq. (4)

$$\omega = \sqrt{\frac{GM}{4d^3}}. \quad (4)$$

Para a radiação emitida por um quadrupolo com momento de quadrupolo Q , obtém-se uma potência dada pela eq. (5), isto é,

$$P \approx \frac{GQ^2\omega^6}{c^5}, \quad (5)$$

em que G é a constante da gravitação. Ao substituir as expressões acima de ω e Q e desprezar fatores numéricos, obtém-se a eq. (6) da potência aproximada da onda gravitacional emitida,

$$P \approx \frac{G^4 M^5}{c^5 d^5}. \quad (6)$$

Trata-se de uma estimativa aproximada para duas massas iguais e órbitas circulares. Mesmo para estrelas binárias massivas da sequência principal, a radiação é emitida a uma taxa muito baixa. Para duas estrelas com uma massa solar, $1 M_{\odot}$ ($= 2 \times 10^{30}$ kg), a uma distância de 0,1 UA (1 unidade astronômica $= 1,496 \times 10^{11}$ m), as ondas gravitacionais emitidas teriam uma potência da ordem de 10^{16} W, o que é 10 ordens de grandeza abaixo da luminosidade solar ($1 L_{\odot} = 3,8 \times 10^{26}$ W). A correspondente energia cinética orbital desta estrela binária hipotética seria da ordem de $E \approx 10^{40}$ J; portanto, a perda de energia orbital devido à emissão de ondas gravitacionais não seria observável em uma escala de poucos anos.

Diferente das estrelas comuns, estrelas de nêutrons e buracos negros podem se aproximar a distâncias de poucos 100 km. A potência emitida através de ondas gravitacionais por duas estrelas de nêutrons que se aproximam a uma distância de 300 km seria da ordem de 10^{42} W, enquanto a energia cinética orbital da estrela de nêutrons, nesse caso, seria da ordem de 5×10^{44} J; portanto, a cada segundo, correspondendo a dez órbitas, a energia cinética orbital diminuiria por mais que um milésimo, o que inevitavelmente resultaria na coalescência das duas estrelas de nêutrons dentro de poucos minutos.

Um exemplo de um sistema binário de estrelas de nêutrons descoberto por Taylor e Hulse [1] é PSR B1913+16, com massas das duas estrelas em torno de $1,4 M_{\odot}$, uma delas sendo um pulsar. As duas estrelas se encontram em uma distância entre si de 10^6 km e possuem um período orbital de $T_{\text{orb}} = 7,75$ h. A energia cinética orbital desse sistema binário é da ordem de $E = 10^{41}$ J. Com observações adicionais de alta precisão [2], foi possível estudar vários efeitos relativísticos. Observações subsequentes [3] permitiram determi-

nar parâmetros relevantes com precisão suficientemente alta para discutir os efeitos relativísticos e concluir que ondas gravitacionais devem ser emitidas pelo sistema binário. No quadro a seguir constam alguns parâmetros relevantes.

Parâmetros observacionais do sistema binário PSR B1913+16

Parâmetro observado	Valor	Erro
período do pulsar P	0,0590301 s	$\pm 10^{-13}$ s
período orbital P_{orb}	27906,9 s	$\pm 0,06$ s
massa do pulsar	$1,4414 M_{\odot}$	$\pm 0,0002 M_{\odot}$
massa da componente 2	$1,3867 M_{\odot}$	$\pm 0,0002 M_{\odot}$
excentricidade orbital ε	0,6171338	—
distância $a_1 \sin i$	7×10^{10} cm	—

Ao longo de três décadas foram acumulados cada vez mais dados observacionais que permitiram cálculos detalhados dos efeitos relativísticos [4]. O deslocamento do periastro de PSR B1913+16, com $4,22''$ por ano, é 35 000 vezes maior que o deslocamento do periélio de Mercúrio. Devido ao deslocamento do periastro, a passagem do pulsar pelo periastro atrasa a cada ano. O período orbital é conhecido com enorme precisão, $P_{\text{orb}} = 0,32299744893$ dias, e diminui com uma taxa de $\dot{P}_{\text{orb}} = -2,418 \times 10^{-12}$ s/s [4]. A diminuição da energia orbital do sistema binário ocorre exatamente à taxa prevista para a emissão de ondas gravitacionais de acordo com a teoria da relatividade geral.

O mesmo efeito de diminuição do período orbital foi observado no quasar OJ 287, que possui dois buracos negros, o maior com uma massa de $1,8 \times 10^{10} M_{\odot}$ e outro com $10^8 M_{\odot}$ orbitando em torno do centro de massa comum. Nesse sistema binário, uma órbita completa demora em torno de 12 anos. Em cada órbita, o buraco negro menor atravessa duas vezes o disco de acreção do buraco negro principal e causa uma erupção que resulta em variação da luminosidade do quasar. Devido à proximidade entre os dois buracos, foi possível observar uma dezena de erupções. A emissão de ondas gravitacionais de acordo com a teoria da relatividade geral permite calcular os momentos da passagem pelo disco de acreção, bem como o deslocamento de periastro de $39''$ em cada órbita. A primeira das duas erupções ao longo da órbita foi observada em 2005, e a segunda erupção foi prevista para o dia 13 de setembro de 2007. Essa segunda erupção ocorreu dentro de seis horas do momento previsto. Os dois efeitos relativísticos considerados, o deslocamento de periastro e a emissão de ondas gravitacionais, resultaram em uma correção de mais de dez dias em relação à teoria newtoniana. A observação da erupção no momento determinado pelos cálculos confirma exatamente as previsões da teoria da relatividade geral.

2. Detectores de Ondas Gravitacionais

Os primeiros detectores de ondas gravitacionais foram construídos na década de 1960 por J. Weber, baseados no princípio de osciladores. Para detectar ondas gravitacionais diretamente, podem ser usados osciladores que reagem através de vibrações internas. Isto é possível quando a curva de ressonância do oscilador possui um máximo perto da frequência das ondas gravitacionais incidentes. Um ajuste bom é esperado quando o comprimento

L do oscilador é da ordem do comprimento de onda da onda incidente, $L \approx \lambda$. Quando o comprimento L é menor, o oscilador absorve apenas uma fração L^2/λ^2 da radiação incidente.

As ondas gravitacionais causam oscilações internas no material sobre o qual as ondas com frequência $f_0 = c_s/L$ incidem. Uma vez que a velocidade do som c_s do material detector é muito menor que a velocidade da luz, $c_s \ll c$, obtém-se apenas uma eficiência da ordem de $c_s^2/c^2 \approx 10^{-10}$ para materiais típicos usados, mesmo em caso de ressonância. Os receptores são cilindros ou discos de alumínio cuja deformação pode ser medida de maneira piezoelétrica. O efeito piezoelétrico descreve a criação de um campo elétrico devido a uma polarização provocada por deslocamento de cargas elétricas após uma deformação mecânica de um cristal que possui um eixo polar. Os cilindros detectam principalmente ondas que incidem em direção axial. Tenta-se eliminar perturbações locais através da contagem de coincidências entre receptores distantes. A análise cuidadosa dos experimentos mostra que, acompanhando a rotação da Terra em torno do seu eixo, os receptores parecem detectar eventos verdadeiros preferencialmente quando apontam em direção ao centro da Via Láctea. Eventos são registrados a cada minuto e tipicamente com duração da ordem de poucos milissegundos. A intensidade típica da ordem de 10^4 W m^{-2} corresponde, na distância do centro da Via Láctea ($d \approx 10^{20} \text{ m}$), a uma potência da ordem de 10^{44} W ou a uma energia total da ordem de 10^{41} J . Os eventos individuais registrados não possuem significância estatística alta; portanto, não são considerados comprovação da existência de ondas gravitacionais. No entanto, as supostas detecções continuam sendo discutidas de maneira controversa.

Em anos recentes são usados interferômetros de Michelson de tamanho de várias centenas de metros, a exemplo do GEO 600 na Alemanha, do TAMA 300 no Japão, do Virgo na Itália e do LIGO nos EUA. O maior deles, o observatório de ondas gravitacionais LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*), é representado de forma esquemática na Figura 1. Os dois detectores, H1 (Hanford, Washington, EUA) e L1 (Livingston, Louisiana, EUA), encontram-se a uma distância de 3000 km entre si. O uso de dois detectores distantes reduz a possibilidade de perturbações de origem local. O interferômetro é iluminado por um laser de neodímio Nd:YAG (um cristal artificial YAG — *yttrium aluminium garnet*, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ — dopado com neodímio), cujo feixe de comprimento de onda $\lambda = 1064 \text{ nm}$ é estabilizado em amplitude, em frequência e em geometria (seção transversal do feixe). Na saída, o sinal da onda gravitacional é extraído por uma leitura homodina. A técnica de interferometria é designada para maximizar a conversão da amplitude da onda incidente em um sinal óptico, reduzindo o impacto de ruído de fótons.

A medição da amplitude de ondas gravitacionais requer uma sensibilidade extrema. Nos detectores foram inseridos vários amplificadores em relação ao interferômetro convencional de Michelson. Cada braço de comprimento $L_x = L_y = L$ contém uma cavidade ressonante formada por dois espelhos, amplificando o efeito da onda gravitacional sobre a fase da luz por um fator de 300. Um outro espelho ajuda na amplificação ressonante do feixe laser que se propaga no interferômetro, amplificando o feixe laser de 20 W na saída a 700 W no espelho separador do feixe e, subsequentemente, a 100 kW quando o feixe circula

na cavidade de cada braço. A onda gravitacional incidente causa uma variação dos comprimentos dos braços, dada pela eq. (7), a seguir,

$$\Delta L(t) = \delta L_x - \delta L_y = h(t)L, \quad (7)$$

onde $h(t)$ é a amplitude resultante da onda gravitacional. Em caso de incidência paralela ao eixo x (horizontal na Figura 1), a onda gravitacional transversal causa uma oscilação apenas no braço L_y . Quando a onda incide com ângulo φ em relação ao eixo x , a oscilação no braço horizontal é dada por $\delta L_x = \Delta L_x \sin \varphi$ e no braço vertical por $\delta L_y = \Delta L_y \cos \varphi$. A variação resultante do comprimento ΔL causa uma variação da diferença de fase dos dois feixes que retornam ao espelho separador para se superpor e criar um sinal óptico proporcional à amplitude da onda gravitacional.

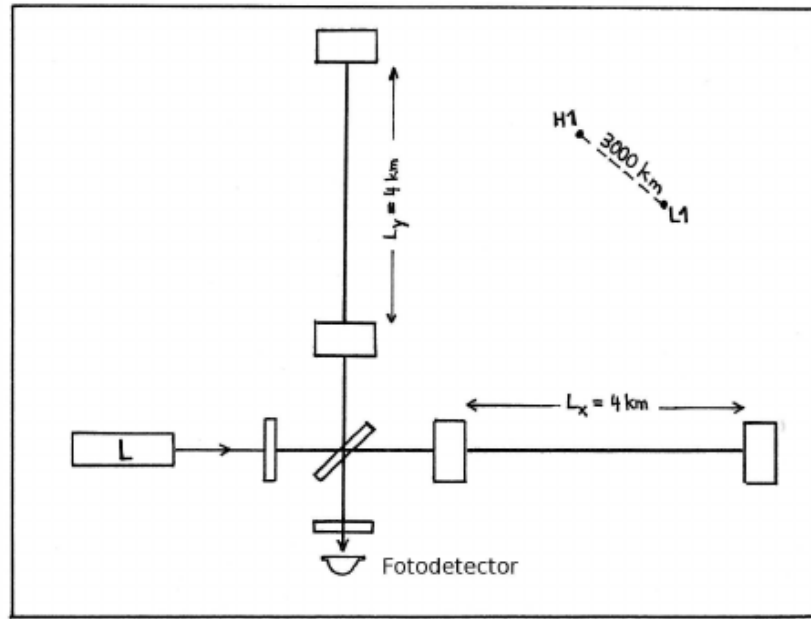


Figura 1. Interferômetro laser do observatório de ondas gravitacionais LIGO.

3. Detecção direta de ondas gravitacionais

3.1. GW150914

No dia 14 de setembro de 2015, o detector em Hanford H1 do LIGO registrou, durante aproximadamente 0,2 s, uma variação no comprimento $\Delta L/L$ dos braços do interferômetro da ordem de $h(t) = 10^{-21}$, com uma frequência aumentando de 35 Hz a 250 Hz [5]. O sinal possui uma forma senoidal e abrange uma dezena de períodos cujas amplitudes aumentam junto com a frequência até alcançar a amplitude máxima, para depois diminuir e desaparecer, ver Figura 2.

Apenas 0,0069 s depois da detecção em H1, o detector em Livingston L1, distante 3000 km (equivalente a 10 milissegundos-luz), registrou um sinal com forma muito parecida. As curvas suavizadas mostram o sinal depois da redução do ruído. A diferença entre os dois sinais demonstra que eles são idênticos dentro dos erros. A defasagem de 6,9 ms permite determinar o fator geométrico da incidência da onda gravitacional, de acordo com a expressão (8), abaixo

$$\cos\vartheta = \frac{6,9 \text{ ms}}{10 \text{ ms}}, \quad (8)$$

cuja frente de onda faz um ângulo ϑ em relação à linha que conecta os dois detectores H1 e L1. Esse ângulo deve estar entre 42° e 49° , o que permite localizar a fonte da onda gravitacional dentro de uma região de 600 deg^2 na esfera celeste.

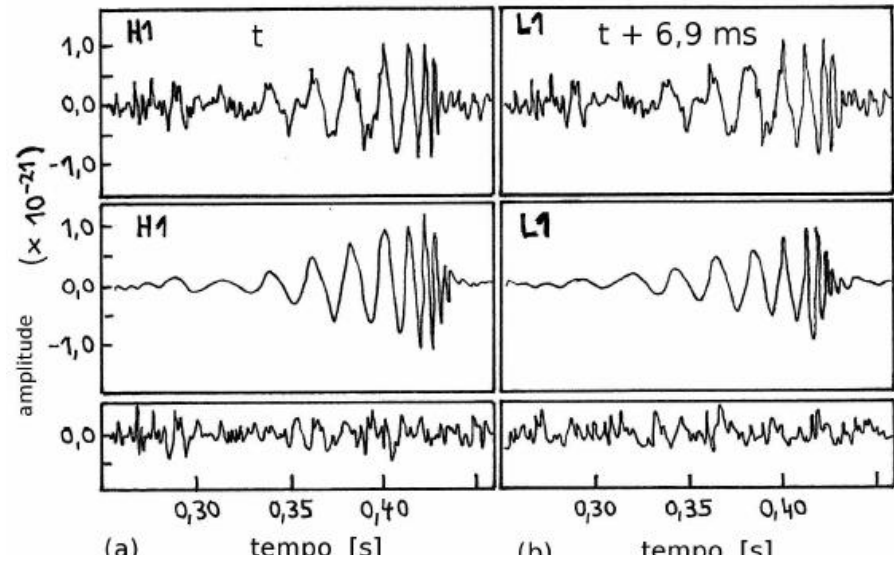


Figura 2. Sinal de GW150914 observado por LIGO.

A forma do sinal e sua evolução temporal podem ser analisadas através de cálculos relativísticos numéricos (*numerical relativity*). Ao considerar todos os efeitos relativísticos, a forma do sinal corresponde exatamente ao sinal esperado da coalescência de dois buracos negros. Esse cenário é representado esquematicamente na Figura 3.

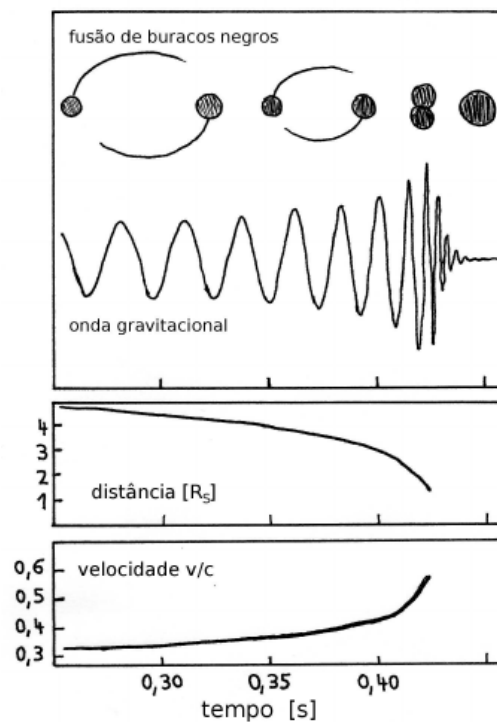


Figura 3. Cenário do processo da fusão de dois buracos negros nos últimos 0,2 segundos.

A amplitude aumenta durante o intervalo curto de 0,2 s e atinge seu valor máximo no momento da fusão. Até o momento da colisão, a amplitude é proporcional à velocidade orbital. De acordo com o cenário proposto, a velocidade relativa aumenta até $0,58c$, enquanto a separação entre os centros dos dois buracos negros diminui de $5R_S$ a $1R_S$ (raio de Schwarzschild $R_S = 2GM/c^2$). Esse é o momento da fusão no qual a amplitude da onda gravitacional é máxima. Durante os 0,2 s antecedentes à fusão, o sinal aumenta em 8 ciclos, tanto em amplitude quanto em frequência, passando de 35 Hz a 150 Hz.

Em uma aproximação newtoniana, pode-se calcular a frequência orbital de duas massas puntiformes de $30 M_\odot$ cada. Se essas massas se encontrassem a uma distância entre si de 350 km, teriam uma frequência orbital de 75 Hz. As duas massas orbitariam em torno do centro de massa, invertendo as velocidades 75 vezes a cada segundo. A inversão de velocidade, de sinal positivo para negativo, se deve a uma aceleração correspondente. Essa aceleração das duas massas causa a emissão de ondas gravitacionais com frequência correspondente à frequência orbital. Uma massa de $30 M_\odot$ possui um raio de Schwarzschild de $R_S = 90$ km. Nesse limite newtoniano, duas massas puntiformes de $30 M_\odot$ cada, soltas em repouso a uma distância de 350 km, iriam se aproximar a uma distância de 180 km ($= 2R_S$), que seria o momento da fusão, dentro de um intervalo de tempo da ordem de um milissegundo. Uma vez que as duas massas possuem momento angular, a fusão demora um pouco mais.

De acordo com cálculos numéricos completos da teoria da relatividade geral, a fusão de dois buracos negros com massas de $29 M_\odot$ e $36 M_\odot$, respectivamente, resulta em um buraco negro único de $62 M_\odot$, sendo a diferença de $3 M_\odot c^2$ emitida em forma de ondas gravitacionais. Iniciando os cálculos em uma distância orbital dos dois buracos negros de 350 km, a fusão demora 0,2 s. O sistema alcança uma luminosidade máxima em ondas gravitacionais de $3,6 \times 10^{49}$ W, o que corresponde a uma taxa de conversão de massa em energia de $200 M_\odot c^2$ por segundo, excedendo a taxa de conversão de massa em energia através da emissão de ondas eletromagnéticas do universo observável. Considerando a luminosidade em ondas gravitacionais, o *redshift* $z = \Delta\lambda/\lambda$ do sistema binário pode ser determinado como $z = 0,09 \pm 0,03$, correspondendo a uma distância de luminosidade de $410 (\pm 160)$ Mpc.

A onda gravitacional emitida durante uma colisão de duas galáxias não seria detectável, apesar das altas massas envolvidas ($P \propto M^5$ na Eq. 1.1), uma vez que a distância d entre as galáxias é muito grande e as acelerações das galáxias, que geram as ondas gravitacionais, não aumentam muito em relação às acelerações comuns nas galáxias. Durante a colisão, o potencial de duas galáxias iguais apenas dobra durante o tempo inteiro de encontro, da ordem de 100 milhões de anos. Portanto, a frequência das ondas gravitacionais é muito baixa, da ordem de 10^{-15} Hz, e o correspondente comprimento de onda $\lambda = c/f$ seria da ordem de 100 milhões de anos-luz, o que torna sua detecção com braços de interferômetro de apenas 4 km impossível.

3.2. GW151226, GW170104 e GW170817

Em 2015 foi observado outro evento, GW151226, da colisão e subsequente fusão de dois buracos negros com $8 M_\odot$ e $14 M_\odot$, respectivamente, resultando em um buraco negro

único com massa de $21 M_{\odot}$. A diferença de $1 M_{\odot} c^2$ foi emitida em forma de ondas gravitacionais.

O evento GW170104, da colisão e subsequente fusão de dois buracos negros com $31 M_{\odot}$ e $19 M_{\odot}$, respectivamente, ocorreu a uma distância de luminosidade de $880 (\pm 400)$ Mpc ou *redshift* $z = 0,18 (\pm 0,08)$.

GW170817 refere-se à detecção de ondas gravitacionais emitidas durante a fusão de duas estrelas de nêutrons que se encontram a uma distância de $d = 40$ Mpc ou *redshift* $z = 0,009$. O sinal foi observado durante 100 s em um instante t_0 . Um pouco mais que um segundo depois, $t_{\text{GRB}} = t_0 + 1,7$ s, foi observado um surto de raios gama (*gamma ray burst* — GRB) com duração de 2 s. Onze horas depois da detecção das ondas gravitacionais, foi observado um sinal óptico na galáxia NGC 4993 e outros sinais ao longo do espectro eletromagnético, entre rádio e raios X. Trata-se das primeiras observações multimensageiras da fusão de duas estrelas de nêutrons [6].

3.3. Massas discrepantes: GW190521, GW190425 e GW190814

GW190521 representa a fusão de dois buracos negros com massas de $M_1 = 85 M_{\odot}$ e $M_2 = 66 M_{\odot}$, resultando em um buraco negro único com massa de $M = 142 M_{\odot}$, emitindo uma energia de $9 M_{\odot} c^2$ através de ondas gravitacionais [7]. As duas massas encontram-se acima da massa de buracos negros que se formam de acordo com o cenário convencional da evolução estelar e situam-se dentro da lacuna correspondente a supernovas causadas por instabilidade de pares (*pair-instability supernova* — PISN). De acordo com a teoria, uma supernova PISN representa a explosão de uma estrela inteira sem deixar um objeto remanescente.

No caso dos eventos GW190425 [8] e GW190814 [9], observados por LIGO, as massas dos objetos antes da fusão encontram-se no intervalo entre $1,8 M_{\odot}$ e $2,7 M_{\odot}$. Essas massas são maiores que as massas das estrelas de nêutrons conhecidas e menores que as massas conhecidas e teoricamente esperadas de buracos negros de origem estelar [10]. A análise detalhada dos sinais observados por LIGO mostra que o momento angular da maioria desses objetos compactos é muito baixo, o que parece não ser compatível com modelos convencionais da evolução estelar. A partir dessas e de várias outras observações, foi motivada a busca de candidatos alternativos que permitam uma interpretação consistente dos dados observacionais do LIGO.

4. Discussão

4.1 Buracos negros de origem estelar e buracos negros primordiais

Desde a elaboração da teoria de um buraco negro por Schwarzschild, em 1916, não havia muitas dúvidas sobre a existência de buracos negros, mas a comprovação definitiva de que eles existem demorou quase um século. Há várias décadas foi procurada a comprovação da existência de um buraco negro no centro da Via Láctea, Sgr A, com sua massa de $4 \times 10^6 M_{\odot}$ conhecida há mais de três décadas. A comprovação foi obtida com a observação de duas estrelas que orbitam Sgr A com períodos orbitais de poucos anos e, em anos mais recentes, pela observação da sombra do buraco negro Sgr A* [11]. A observação da coalescência de dois buracos negros através da emissão de ondas gravitacionais representa uma comprovação independente da existência de buracos negros.

Um buraco negro primordial é um tipo hipotético de buraco negro que se teria formado na fase de alta densidade do universo a partir de inomogeneidades, antes de o universo ter uma idade de um segundo, $t_u < 1$ s. Buracos negros primordiais com massas abaixo de $m_{\text{BNP}} < 10^{11}$ kg teriam evaporado até hoje devido à radiação de Hawking. Vários levantamentos observacionais atuais procuram a desintegração final de buracos negros através de surtos de raios gama.

A abundância de buracos negros primordiais pode ser alta quanto a da matéria escura. Os buracos negros primordiais pertencem aos MACHOs (*Massive Compact Halo Objects*) e são candidatos para matéria escura fria CDM (*Cold Dark Matter*), sendo considerados estáveis e acolisionais.

Os buracos negros primordiais são excelentes candidatos para as sementes de buracos negros supermassivos. Iniciando com uma massa da ordem de $10^6 M_{\odot}$, os buracos negros primordiais podem crescer eficientemente até 600 milhões de anos depois do Big Bang, que representa a época dos maiores e mais distantes buracos negros supermassivos conhecidos. O crescimento das flutuações de densidade pode iniciar a partir da época de igualdade de matéria e radiação, muito antes do início do crescimento da matéria bariônica. Antes da época da recombinação ($z = 1070$), o universo inteiro é ionizado e a matéria bariônica interage eficientemente com a radiação, o que impede o colapso gravitacional.

Os buracos negros primordiais podem se formar durante transições de fase no universo primordial [12]. A massa de Jeans M_J é a massa mínima necessária para iniciar o colapso gravitacional e cresce, antes da época da recombinação, linearmente com o volume do universo [13]. Portanto, os buracos negros primordiais de baixa massa se formam primeiro. Durante o desacoplamento dos bósons W e Z , quando a energia térmica do universo é da ordem de 200 GeV e sua idade $t_u \approx 10^{-3}$ s, podem se formar os primeiros buracos negros primordiais com massas de milionésimos de uma massa solar. Em seguida, durante as transições quark-hádron, podem se formar buracos negros primordiais com massas em torno de uma massa solar e em torno de 30 massas solares e, durante o aniquilamento elétron-pósitron, podem se formar buracos negros primordiais supermassivos.

5. Conclusões

A análise das observações de ondas gravitacionais confirma vários aspectos importantes da teoria da relatividade geral. Adicionalmente, as ondas gravitacionais possuem, eventualmente, o potencial de contribuir para a discussão de um dos maiores problemas da cosmologia contemporânea, o enigma da matéria escura no universo, que persiste há meio século e continua sendo debatido de maneira controversa. Principalmente as massas discrepantes determinadas pela observação de ondas gravitacionais e o momento angular quase nulo em muitos casos podem, pela análise de novos dados observacionais no futuro, eventualmente confirmar a existência de buracos negros primordiais.

Referências

- HULSE, R. A., & TAYLOR, J. H. (1975). Binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophysical Journal Letters*, 195, L51.
- TAYLOR, J. H., HULSE, R. A., FOWLER, L. A., et al. (1976). Further observations of the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophysical Journal Letters*, 206, L53. <http://doi.org/10.1086/182131>.
- TAYLOR, J. H., & WEISBERG, J. M. (1982). A new test of general relativity: Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophysical Journal*, 253, 908. <http://doi.org/10.1086/159690>.
- WEISBERG, J. M., & TAYLOR, J. H. (2005). Relativistic Binary Pulsar B1913+16: Thirty years of observations and analysis. In F. A. Rasio & I. H. Stairs (Eds.), *Binary Radio Pulsars* (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 328, p. 25).
- ABBOTT, B. P., et al. (2016). Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical Review Letters*, 116, 061102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102>
- MARGUTTI, R., & CHORNOCK, R. (2021). First multimessenger observations of a neutron star merger. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 59, 155. <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-112420-030742>
- ABBOTT, B. P., et al. (2020). GW190521: A binary black hole merger with a total mass of $150 M_{\odot}$. *Physical Review Letters*, 125, 101102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.101102>
- ABBOTT, B. P., et al. (2020). GW190425: Observation of a compact binary coalescence with total mass $3.4 M_{\odot}$. *Astrophysical Journal Letters*, 892, L3. <http://doi.org/10.3847/2041-8213/ab75f5>
- ABBOTT, B. P., et al. (2020). GW190814: Gravitational waves from the coalescence of a 23 solar mass black hole with a 2.6 solar mass compact object. *Astrophysical Journal Letters*, 896, L44. <http://doi.org/10.3847/2041-8213/ab960f>
- CLESSE, S., & GARCÍA-BELLIDO, J. (2022). GW190425, GW190521 and GW190814: Three candidate mergers of primordial black holes from the QCD epoch. *Physics of the Dark Universe*, 38. <http://doi.org/10.1016/j.dark.2022.101111>.
- MADEJSKY, R. K. (2022). Buracos negros supermassivos: III. Sagitário A* no centro da Via Láctea. *Caderno de Física da UEFS*, 20(01), 1404.1-8. <http://doi.org/10.13102/cadfsuefs.v20i01.9263>.
- CARR, B., CLESSE, S., GARCÍA-BELLIDO, J., & KÜHNEL, F. (2021). Cosmic conundra explained by thermal history and primordial black holes. *Physics of the Dark Universe*, 31. <http://doi.org/10.1016/j.dark.2020.100755>.
- MADEJSKY, R. K. (2025). O enigma da matéria escura no universo. *Sitientibus Séries Ciências Físicas*, 21, 2109-1. <http://doi.org/10.13102/sscf.v21i0.11643>.

Isenção de responsabilidade/Nota do editor: As declarações, opiniões e dados contidos em todas as publicações são exclusivamente de responsabilidade do(s) autor(es) e colaborador(es) individual(is) e não do Caderno de Física da UEFS e/ou do(s) editor(es). O Caderno de Física da UEFS e os editores isentam-se de responsabilidade por qualquer dano a pessoas ou propriedades resultante de quaisquer ideias, métodos, instruções ou produtos mencionados no conteúdo.