

Quando o espaço-tempo vibra: uma introdução às ondas gravitacionais

José Pizarro de Sande e Lemos

Centro de Astrofísica e Gravitação - CENTRA, Departamento de Física, Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa

joselemos@ist.utl.pt

Resumo

Este artigo apresenta uma análise abrangente da física das ondas gravitacionais, explorando tanto os fundamentos teóricos quanto os avanços experimentais mais recentes. Após uma introdução geral sobre a teoria da relatividade geral e as suas consequências maiores, discute-se a história das ondas gravitacionais, desde a sua previsão por Einstein até à sua deteção efetiva. Explica-se o que são ondas gravitacionais e como elas interagem com detetores apropriados. São analisados os principais mecanismos de emissão de radiação gravitacional, com foco em sistemas binários compactos de objetos compactos, cujas órbitas evoluem tipicamente em três fases, nomeadamente, a espiral convergente, a fusão e a fase final de relaxamento vibracional, cada uma destas fases deixando assinaturas distintas nas ondas emitidas. O artigo destaca o papel fundamental dos interferómetros gigantes LIGO, Virgo e KAGRA, verdadeiras catedrais da ciência moderna, e revisita o evento histórico GW150914, a primeira deteção direta de ondas gravitacionais, que confirmou as previsões da relatividade geral e abriu uma nova era para a astronomia. Tal conquista foi reconhecida com o Prémio Nobel da Física de 2017. São também discutidos outros eventos observados, suas fontes astrofísicas, e a possibilidade de detetar ondas gravitacionais de origem cosmológica vindas do próprio big-bang. Por fim, analisam-se projetos atuais e futuros, tanto projetos para observatórios que dão continuidade aos interferómetros, agora cada vez mais sofisticados, como projetos que propõem outros métodos, mostrando como a astronomia de ondas gravitacionais está a delinear o presente e o futuro da exploração do universo.

1. Relatividade Geral e suas consequências maiores

A relatividade geral mudou o mundo e a visão do mundo. A equação fundamental é

$$G_{ab} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ab}. \quad (1)$$

G_{ab} representa o espaço-tempo e T_{ab} a matéria, sendo que as duas grandezas estão acopladas pela constante de gravitação universal G e pela velocidade da luz c na forma precisa $8\pi G/c^4$. A grandeza G_{ab} , chamada de tensor de Einstein, é construída a partir da métrica para o espaço-tempo e de suas derivadas em

relação ao espaço e tempo. A Eq. (1) afirma que o espaço diz à matéria como se mover e a matéria diz ao espaço como se curvar. Substituiu o conceito de força da gravitação newtoniana, nomeadamente de força gravitacional universal entre matéria, por geometria do espaço-tempo. Esta equação foi proposta por Einstein em 1915, é chamada equação de Einstein e a teoria da gravitação correspondente é a teoria da relatividade geral.

A teoria abriu ramos da ciência completamente novos e importantes:

- Lentes gravitacionais (1915, Einstein).
- Ondas gravitacionais (1916, Einstein).
- Cosmologia (1917, Einstein).
- Teorias fundamentais (1918, Weyl).
- Buracos negros (1939, Oppenheimer e Snyder).

Lentes gravitacionais são objetos massivos que, devido ao seu campo gravitacional, desviam e focalizam a luz proveniente de fontes distantes, formando imagens mais intensas ou múltiplas em relação à observação direta. O fenómeno foi inicialmente discutido por Einstein já em 1913 e posteriormente formulado com maior rigor no âmbito da relatividade geral. A deflexão da luz, como observada no célebre eclipse de 1919, constitui um caso relacionado com este efeito. Atualmente, a investigação em lentes gravitacionais tem grande relevância na astrofísica e na cosmologia, sendo uma ferramenta fundamental para investigar a distribuição de matéria no universo, incluindo matéria escura.

Ondas gravitacionais, vibrações no espaço-tempo que se propagam à velocidade da luz, foram propostas por Einstein em 1916 logo depois da formulação da teoria da relatividade geral, falaremos em detalhe sobre estas.

A cosmologia, como ramo da ciência moderna, foi inaugurada por Einstein em 1917, com um trabalho notável no qual propôs um universo finito, fechado e sem fronteiras, revolucionando as ideias de topologia física e a própria conceção do cosmos.

Teorias fundamentais procuram descrever toda a física a partir de uma única lei unificadora, integrando todos os campos físicos. A ideia de uma teoria fundamental teve um dos seus

primeiros marcos em 1918, com Hermann Weyl, matemático e físico alemão, que propôs uma teoria unindo gravitação e eletromagnetismo.

Buracos negros são objetos do campo gravitacional puro. A sua existência foi especulada em 1939 num trabalho extraordinário de Oppenheimer e Snyder. Hoje sabemos que abundam por todo o universo.

2. História das ondas gravitacionais

2.1 Pré-história

A pré-história das ondas gravitacionais é breve, mas interessante. Destacamos algumas datas, nomes e contribuições significativas.

- Em 1825, Laplace, matemático e físico francês, especula que a velocidade da gravidade deve ser, no mínimo, 100 milhões de vezes superior à velocidade da luz.

- Em 1893, Heaviside, físico inglês, propõe uma formulação da gravitação análoga ao eletromagnetismo, antecipando conceitos que mais tarde surgiriam na teoria da relatividade, incluindo a ideia de ondas gravitacionais.

- Em 1905, Poincaré, matemático francês, ao desenvolver uma teoria relativística da gravitação inspirada nas equações de Maxwell, introduz explicitamente o termo onda gravitacional.

2.2 História

A história das ondas gravitacionais tem mais de um século. Seremos breves caracterizando os principais desenvolvimentos. Damos as datas, os respectivos físicos envolvidos e os assuntos tratados.

- Em 1916, Einstein deriva uma fórmula para a radiação. Esta contém um grande erro: a radiação derivada é monopolar, i.e., provém de um objeto expandindo-se e contraindo-se radialmente. Abraham, físico alemão, e Nordström, físico finlandês, mostram a Einstein o caminho, mas eles próprios não derivam a fórmula correta.

- Em 1918, Einstein deriva a fórmula correta de emissão de quadrupolo de ondas gravitacionais. Ou melhor, quase correta pois falta um fator 2.

- Em 1922, Eddington, astrofísico inglês, identificou o erro e finalmente apresentou a fórmula correta, com o fator 2 devidamente incluído. Argumentou ainda que se existissem ondas longitudinais gravitacionais, estas se propagariam à velocidade do pensamento, ou seja, instantaneamente, o que contrariaria os princípios da relatividade. Com isso, concluiu que, caso ondas gravitacionais realmente existam, apenas as do tipo transversal seriam fisicamente possíveis. Aplicou então a fórmula de quadrupolo encontrada para uma barra em rotação em torno de um eixo perpendicular. Esta aplicação estabeleceu de certa forma uma base teórica para o cálculo da perda de energia por radiação gravitacional em sistemas astrofísicos.

- Em 1936, já em Princeton, Einstein e o seu colaborador Rosen, físico americano, submeteram um artigo à revista *Physical Review*, no qual afirmavam que as ondas gravitacionais não existiam. O manuscrito foi rejeitado após o revisor anônimo apontar erros na análise e sugerir como corrigi-los. Indignado com a revisão sem a sua autorização, Einstein escreveu uma carta de protesto ao editor, John Tate, declarando que jamais voltaria a publicar naquela revista. Pouco depois, o revisor, o físico americano Howard Robertson, professor de Caltech, discutiu os erros com Leopold Infeld, colaborador de Einstein. Convencido por Infeld, Einstein refez os cálculos, reconheceu o equívoco e uma versão corrigida do artigo foi publicada no *Journal of the Franklin Institute*.

- Em 1941, Landau e Lifshitz, físicos russos, demonstraram que a fórmula do momento de quadrupolo é válida para descrever a emissão de ondas gravitacionais por sistemas binários de estrelas em órbita. Esta aplicação representou um avanço significativo, desenvolvendo as ideias anteriormente propostas por Eddington sobre a emissão de ondas gravitacionais por uma barra em rotação.

- Em 1957, Pirani, físico inglês, reconheceu que as ondas gravitacionais são manifestações da curvatura do espaço-tempo, descritas pelo tensor de Riemann. Demonstrou que partículas em queda livre sofrem desvios nas suas trajetórias geodésicas à medida que uma onda gravitacional passa, revelando assim o caráter físico, por forças de maré, observável deste fenómeno. Newton foi o primeiro a compreender as forças de maré como resultado de forças gravitacionais diferenciais que provocam as marés. Posteriormente, Einstein esclareceu que, no âmbito da relatividade geral, não é a força gravitacional em si que possui significado físico fundamental, mas sim as forças de maré. Na linguagem geométrica da teoria, essas forças são expressas como curvatura do espaço-tempo, representada matematicamente pelo tensor de Riemann. Com base nesse entendimento, Bondi, físico de origem austríaca naturalizado inglês, demonstrou que as ondas gravitacionais transportam energia ao se propagarem pelo espaço, uma conclusão reforçada independentemente por Feynman, físico americano que tinha anteriormente quantizado o campo eletromagnético com sucesso.

- Em 1962, Bondi demonstrou formalmente que sistemas que emitem ondas gravitacionais perdem massa, aprofundando e formalizando a abordagem iniciada por Trautman, físico polaco, em 1958.

- Em 1967, Thorne, recém-doutorado em Princeton sob a orientação de John Wheeler, ambos físicos americanos, iniciou o desenvolvimento sistemático da teoria das ondas gravitacionais, estabelecendo as bases para a sua aplicação em contextos astrofísicos realistas. Paralelamente, Penrose e Newman, respetivamente físico inglês e físico americano, propuseram novas técnicas matemáticas, nomeadamente o formalismo Newman-Penrose, que se mostraram fundamentais para a descrição precisa da radiação gravitacional em espaços-tempos assintoticamente planos.

- Em 1969, Burke, então orientando de Thorne no Caltech, introduziu na relatividade geral o método das expansões assintóticas combinadas, permitindo uma correspondência consistente entre o campo gravitacional próximo à fonte de ondas gravitacionais e o campo distante responsável pela radiação gravitacional medida.

- Em 1970, Weber, físico americano, utilizou detetores do tipo barra ressonante e anunciou ter detetado ondas gravitacionais. No entanto, os seus resultados nunca foram reproduzidos de forma independente, e a comunidade científica acabou por rejeitar tal alegação.

- Em 1971, Hawking, físico inglês, utilizou o teorema das áreas, que estabelece que a área do horizonte de eventos de buracos negros não pode diminuir, para mostrar que na colisão de dois buracos negros há uma quantidade máxima de massa que pode ser convertida em radiação gravitacional. Para a fusão de dois buracos negros sem rotação e de mesma massa, esse limite teórico é de cerca de 29 % da massa total inicial.

- Em 1974, Hulse e Taylor, astrónomos de Princeton, descobriram um pulsar em um sistema binário compacto e mostraram que o raio da órbita do sistema diminuía de forma consistente com a emissão de energia por meio de ondas gravitacionais, conforme previsto pela relatividade geral. Pela confirmação indireta da existência de ondas gravitacionais, eles receberam o Prémio Nobel de Física de 1993.

- Em 1975, Weiss do MIT e Thorne encontraram-se em Washington, D.C., para discutir e desenvolver a proposta de um interferómetro de Michelson a laser concebido por Weiss na década de 1960 para a deteção de ondas gravitacionais. A National Science Foundation (NSF) aprovou o financiamento inicial do projeto, que daria origem ao LIGO, acrónimo para Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. Pouco depois, Drever, um físico experimental escocês, juntou-se ao grupo, para formar com Weiss e Thorne a equipa fundadora do LIGO, conhecida como a trioka.

- Em 1991, Christodoulou, físico grego, demonstrou matematicamente a existência do chamado efeito memória das ondas gravitacionais. Este efeito consiste numa alteração permanente na separação relativa de partículas teste após a passagem de uma onda gravitacional. Ao contrário da oscilação transitória causada pela onda, o efeito memória deixa uma assinatura permanente no espaço-tempo.

- Em 1994, Barish, físico americano, assumiu a liderança do projeto LIGO, trazendo uma nova abordagem ao colocar o foco na viabilidade experimental. Dois anos depois, em 1996, teve início a construção de dois observatórios de ondas gravitacionais, um em Livingston, Louisiana, e outro em Hanford, Washington.

- Em 2002, o LIGO iniciou a sua primeira campanha de observação, denominada O1, com o objetivo de detetar ondas gravitacionais. Aos interferómetros em Hanford e em Livingston,

juntou-se o interferómetro Virgo, localizado próximo a Pisa, na Itália, marcando o início da colaboração entre diferentes observatórios na procura de ondas gravitacionais.

- Em 2005, Pretorius, físico sul-africano a trabalhar em Princeton, resolve pela primeira vez, com sucesso, o problema da colisão de dois buracos negros, ver Fig.1, utilizando técnicas de relatividade numérica. A sua descoberta inaugurou uma nova fase na área, impulsionando uma série de trabalhos que se dedicam à geração de moldes de ondas gravitacionais para uso em deteções pelos interferómetros em operação.

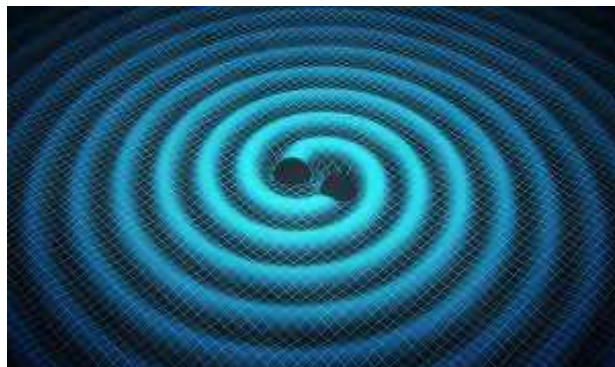


Figura 1 - Representação de dois buracos negros em rota de colisão numa espiral convergente emitindo ondas gravitacionais.

- Em 2015, no dia 14 de setembro, ondas gravitacionais foram detetadas pela primeira vez pelo LIGO, estabelecendo um marco histórico na física. O sinal, denominado GW150914, foi gerado pela fusão de dois buracos negros com cerca de 30 massas solares cada, a mais de 400 Mpc. Como Mpc significa um milhão de parsecs e um parsec é igual a 3,3 anos-luz, o evento aconteceu a um mil milhões de anos-luz da Terra há um mil milhões de anos. A descoberta confirmou a previsão da teoria da relatividade geral de Einstein e inaugurou a era da astronomia de ondas gravitacionais.

- Em 2017, em outubro, em reconhecimento ao marco histórico da deteção de ondas gravitacionais, o Prémio Nobel de Física foi atribuído a Weiss, Barish e Thorne, três figuras fundamentais no desenvolvimento e liderança do projeto LIGO.

- Em 2020, o Prémio Nobel da Física foi atribuído a contribuições fundamentais para a compreensão dos buracos negros, objetos cuja existência foi confirmada diretamente através da deteção de ondas gravitacionais e, há já bastante tempo, de forma indireta por meio de observações astrofísicas. Metade do prémio foi atribuída a Penrose, físico e matemático inglês de renome, por demonstrar matematicamente, com base na teoria da relatividade geral de Einstein, que a formação de buracos negros é uma consequência inevitável do colapso gravitacional. A outra metade foi dividida entre Genzel e Ghez, astrónomos alemão e americana, respetivamente, pelos trabalhos observacionais sobre o buraco negro gigante no centro da nossa galáxia. Como não podia deixar de ser, o prémio destacou a importância dos buracos negros como fontes primárias dos sinais cósmicos provindos das ondas gravitacionais. Desde a primeira deteção em 2015, a fusão de buracos negros tornou-se um dos

principais fenômenos estudados pelos observatórios em operação à época, LIGO e Virgo, reforçando a relevância dos trabalhos premiados e consolidando os buracos negros como objetos da maior importância na nova era da astronomia gravitacional.

- Em 2023, foi anunciada a primeira evidência de um fundo de ondas gravitacionais de baixa frequência, detetado através da análise de sinais de pulsares de milissegundo, indicando fusões de buracos negros supermassivos ao longo do tempo cósmico.

3. O que é uma onda gravitacional?

3.1 Ondas gravitacionais e sua ação em detetores

Uma onda gravitacional é uma vibração do espaço-tempo que se propaga à velocidade da luz. Quando essa vibração é suficientemente pequena, pode ser tratada como uma perturbação fraca sobre um fundo plano, o chamado espaço-tempo de Minkowski. Um espaço-tempo é caracterizado por uma métrica denotada por $g_{ab}(x)$, onde x designa genericamente as quatro coordenadas x^a do espaço-tempo, x^0 é o símbolo reservado para a coordenada temporal e x^1, x^2 e x^3 para as coordenadas espaciais, e os símbolos a, b que aparecem em $g_{ab}(x)$ simbolizam as várias componentes da métrica com $a, b=0,1,2,3$. Começemos então com a métrica para uma onda gravitacional,

$$g_{ab}(x) = \eta_{ab} + h_{ab}(x), \quad (2)$$

onde $\eta_{ab} = \text{diag}[-1,1,1,1]$ é a métrica plana de Minkowski com os termos fora da diagonal sendo zero, e $h_{ab}(x)$ é uma pequena perturbação métrica que representa a onda gravitacional com componentes muito menores do que a unidade. Vamos admitir que a onda se propaga ao longo do tempo na direção z . Fazendo escolhas apropriadas para $h_{ab}(x)$, pode-se mostrar que a equação de Einstein no vácuo, $G_{ab}=0$, ver Eq. (1), fornece, para a métrica na forma da Eq. (2), a equação

$$\square h_{ab} = 0, \quad (3)$$

onde $\square h_{ab}$ significa o d'Alembertiano de h_{ab} , i.e., $\square h_{ab} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 h_{ab}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 h_{ab}}{\partial z^2}$, e estamos a pôr $x^0 = ct, x^3 = z$, com t sendo o tempo, e no seguimento escreveremos $x^1 = x, x^2 = y$. Esta é uma equação de onda para uma perturbação que se propaga com velocidade c . Qualquer solução de equação de onda tem genericamente a forma $h\left(t - \frac{z}{c}\right)$. Vamos escolher uma forma simples para h , nomeadamente $h\left(t - \frac{z}{c}\right) = h \sin \omega\left(t - \frac{z}{c}\right)$. Pode-se mostrar neste caso, usando as equações de Einstein e as propriedades de uma onda, que as dezasseis componentes de h_{ab} são reduzidas a apenas duas componentes independentes. Uma solução fornece h_{xx} e h_{yy} como componentes independentes. A onda gravitacional é por isso transversa. Mais, a solução tem a forma $h_{xx} = -h_{yy}$. Pomos $h_{xx} = -h_{yy} = h \sin \omega\left(t - \frac{z}{c}\right)$. Em forma sucinta, a solução para h_{ab} é representada por uma matriz 4×4 do seguinte modo,

$$h_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -h & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \sin \omega\left(t - \frac{z}{c}\right). \quad (4)$$

O elemento de linha ds^2 que fornece o quadrado de intervalos e distâncias infinitesimais, dado por $ds^2 = g_{ab}dx^a dx^b$ com g_{ab} dado na Eq. (2) e h_{ab} na Eq. (4), fica assim neste caso

$$ds^2 = -dt^2 + \left[1 + h \sin \omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right] dx^2 + \left[1 - h \sin \omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right] dy^2 + dz^2. \quad (5)$$

A métrica g_{ab} e o correspondente elemento de linha ds^2 representam o espaço-tempo de uma onda gravitacional de amplitude h e frequência ω progredindo na direção z à velocidade da luz c .

A onda propaga-se na direção z e existem duas partículas teste em A e em B , em repouso, à espera da onda. A partícula A tem coordenadas $(x=0, y=0)$ e a partícula B tem coordenadas $(x=L, y=0)$, ver Fig. 2. Supomos que a coordenada z das partículas é dada por $z=0$.

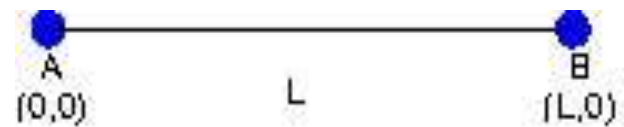


Figura 2 - Duas partículas-teste A e B separadas por uma distância L ao longo do eixo dos x . A passagem de uma onda gravitacional as partículas vão oscilar ao sabor da onda.

Quando, por hipótese, a onda passa perpendicularmente à linha que une as partículas, a distância própria entre elas varia com o tempo como $L'(t) = \int_0^L [1 + h_{xx}(t,0)]^{\frac{1}{2}} dx$. As ondas que passam por um detetor são muito fracas, de modo que $h_{xx} \ll 1$ e podemos expandir a raiz quadrada e fazer a integral. Logo, a distância própria entre as duas partículas obedece a $L'(t) = L \left[1 + \frac{1}{2} h_{xx}(t,0)\right]$. Assim, a distância entre A e B sofre uma mudança relativa de comprimento dada por $\frac{\Delta L}{L} = \frac{L' - L}{L} = \frac{1}{2} h_{xx}(t,0)$. Como $h_{xx}(t,0) = h \sin \omega t$, temos

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2} h \sin \omega t. \quad (6)$$

Vemos que existe uma variação diferencial no comprimento entre pontos vizinhos ao longo da direção x . Uma variação diferencial em comprimento entre pontos vizinhos significa uma mudança de maré e assim ondas gravitacionais carregam forças de maré. Ao longo da direção y temos que a distância própria entre duas partículas varia com o tempo como $L'(t) = L \left[1 + \frac{1}{2} h_{yy}(t,0)\right]$. Como $h_{yy} = -h_{xx}$, ao longo de y vem $\frac{\Delta L}{L} = -\frac{1}{2} h \sin \omega t$, supondo aqui que outras duas partículas estão colocadas no eixo y . Assim, partículas teste movem-se no plano perpendicular à direção de propagação da onda z , numa direção expandindo-se na outra contraindo-se, e de volta outra vez, ver Fig. 3. Esta é chamada a solução $+$, a onda tem polarização $+$. Note que a deformação h é dada pelo valor

máximo de $\frac{\Delta L}{L}$, i.e., $h = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta L}{L} \right)_{\text{máximo}}$. Note-se adicionalmente, que para um um dado h , que é propriedade da onda, quanto maior L , que é um dado inicial da experiência, maior será o ΔL , e por isso mais fácil uma medição da variação do próprio L .

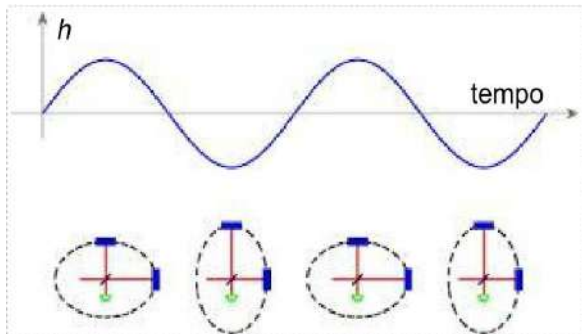


Figura 3 - A parte de cima da figura mostra a deformação h com o tempo quando a onda gravitacional passa pelas partículas teste colocadas no eixo x ou no eixo y . A parte de baixo mostra que as partículas oscilam no plano $x \times y$ com polarização $+$.

Existe ainda outra solução independente da solução $+$, que é dada por $h_{xy} = -h_{yx} = h \sin \omega \left(t - \frac{z}{c} \right)$ e as outras componentes são nulas. Neste caso, escrevemos h_{ab} para esta solução na forma

$$h_{ab}(x) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & h & 0 \\ 0 & h & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \sin \omega \left(t - \frac{z}{c} \right). \quad (7)$$

É chamada solução $\times$ devido à rotação de 45° dos eixos de polarização, é a onda com polarização $\times$. Não existem outras soluções independentes.

Podemos combinar as duas soluções lembrando que são independentes e por isso o h de uma é diferente do h da outra. Para a solução $+$ denotamo-lo por h_+ , para a solução $\times$ denotamo-lo por $h_\times$. A solução geral é então

$$h_{ab}(x) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \sin \omega \left(t - \frac{z}{c} \right). \quad (8)$$

A onda gravitacional tem a propriedade de ser transversa, já que se propaga na direção z e só tem componentes nas direções x e y , e de ser sem traço pois, o traço é nulo, $h_{tt} + h_{xx} + h_{yy} + h_{zz} = 0 + h_+ + (-h_+) + 0 = 0$.

Ainda temos de conectar as quantidades detetadas no detetor, h e ω , à fonte emissora de ondas gravitacionais.

3.2 Radiação gravitacional desde uma fonte

Vamos supor uma fonte de ondas gravitacionais e um detetor. A origem de coordenadas está em algum ponto no interior da fonte. Um pedaço genérico da fonte tem o vetor posição r' relativamente à origem e o detetor tem o vetor posição r também relativamente à origem, ver o esquema da Fig. 4. A

equação de Einstein, ver Eq. (1), para campos fracos com uma fonte, i.e., com algum tipo de matéria ou de energia, fornece $\square h_{ab} = \frac{16\pi G}{c^4} \left(T_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} T^c_c \right)$, onde se usou a forma da métrica da Eq. (2), e onde T^c_c é o traço de T_{ab} . Tirando o traço da equação precedente fica $T^c_c = 0$ para este caso e a equação toma a forma mais simples

$$\square h_{ab} = \frac{16\pi G}{c^4} T_{ab}. \quad (9)$$

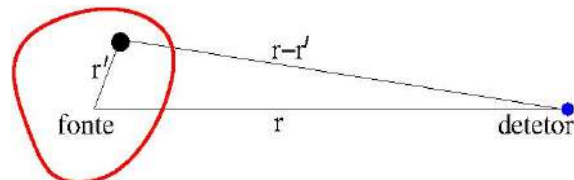


Figura 4 - Representação de uma fonte de ondas gravitacionais e do detetor correspondente. Um pedaço da fonte está em r' , onde r' representa o vetor posição desse pedaço relativo a uma origem dada. O vetor posição do detetor relativamente à origem é r . O vetor posição do pedaço da fonte ao detetor é $r - r'$. As distâncias são obtidas tirando o módulo dos vetores posição. Cada pedaço da fonte é caracterizado pela grandeza T_{ab} , que fornece a energia e os momentos desse pedaço.

A solução formal da Eq. (9) é conhecida e dada por uma integral sobre a fonte, sobre r' , ou seja, $h_{ab}(r, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{16\pi G}{c^4} \int \frac{1}{|r - r'|} T_{ab} \left(r', t - \frac{|r - r'|}{c} \right) d^3 x'$, onde $h_{ab}(r, t)$ é a perturbação medida na posição r do detetor e no tempo t do detetor. O tempo $t - \frac{|r - r'|}{c}$ é o tempo retardado relacionando eventos que ocorreram na fonte com o próprio t do detetor. Para campos longe $r \gg r'$ obtém-se

$$h_{ab}(r, t) = \frac{4G}{c^4} \frac{1}{r} \int T_{ab} \left(r', t - \frac{r}{c} \right) d^3 x'. \quad (10)$$

T^{ab} é a grandeza importante para se fazer a conexão entre a fonte e o detetor. É o tensor energia-momento porque contém informação sobre a densidade de energia e a densidade de momento da matéria. Em sistemas fechados, energia e momento obedecem a leis de conservação, e assim T^{ab} tem em si uma lei de conservação. Para campos gravitacionais fracos na fonte, como estamos a assumir aqui, a lei de conservação é $T^{ab}_{,b} = 0$ onde para simplificar usa-se uma vírgula para denotar a derivada normal, i.e., $T^{ab}_{,b} \equiv \frac{\partial T^{ab}}{\partial x^b}$, e além disso quando há índices repetidos soma-se sobre esses índices, a chamada convenção de Einstein. Como $a, b = 0, 1, 2, 3$ temos pela convenção $T^{ab}_{,b} = T^{a0}_{,0} + T^{ak}_{,k}$, com $k = 1, 2, 3$ sendo agora o índice somado. Da lei da conservação vem $T^{a0}_{,0} = -T^{ak}_{,k}$. Pondo o índice $a = 0$, vem $T^{00}_{,0} = -T^{0k}_{,k}$. Integrando vem $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int T^{00} d^3 x = - \int \frac{\partial T^{0k}}{\partial x^k} d^3 x$, onde a integral é sobre o espaço. Usando o teorema da divergência o último termo fica $\int \frac{\partial T^{0k}}{\partial x^k} d^3 x = \int T^{0k} d\Sigma_k$, onde Σ_k é uma superfície que delimita a fonte. Mas nessa superfície não há mais fonte e assim $T^{0k} = 0$. Logo, $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int T^{00} d^3 x = 0$ o que implica $\int T^{00} d^3 x = \text{constante}$. Do mesmo modo encontra-se que $\int T^{0k} d^3 x = \text{constante}$. Assim os termos T^{00} e T^{0k} não contribuem para h_{ab} que é uma perturbação ondulatória dependente do tempo. Deduzimos assim de antemão que $h_{00} = 0$ e $h_{0k} = 0$. Restam os termos

T^{ij} , com $i, j = 1, 2, 3$, para darem contribuição para h_{ab} , i.e., para h_{ij} . Vejamos isto. Usamos de novo a expressão da lei da conservação, i.e., $T^{a0}_{,0} = -T^{ak}_{,k}$. Pondo o índice $a = 0$ e tomando a derivada desta expressão em relação ao tempo, temos $T^{00}_{,00} = -T^{0k}_{,0k}$, onde usamos o facto de que as derivadas parciais comutam. Por outro lado, para $a = i$, vem $T^{i0}_{,0} = -T^{ik}_{,k}$, $i, k = 1, 2, 3$. Tomando a derivada desta expressão em relação a i vem $T^{i0}_{,0i} = -T^{ik}_{,ik}$. Juntando as duas equações encontradas vem $T^{00}_{,00} = T^{ik}_{,ik}$, i.e., $\frac{\partial^2 T^{00}}{\partial x^{02}} = \frac{\partial^2 T^{ik}}{\partial x^i \partial x^k}$. Multipliquemos ambos os lados desta igualdade por $x^m x^n$, com $m, n = 1, 2, 3$, e integremos sobre todo o espaço. O lado direito da equação pode ser integrado por partes duas vezes para dar $2 \int T^{mn} d^3x$. Assim, pondo a coordenada temporal $x^0 = ct$, vem da equação acima que $\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int T^{00} x^m x^n d^3x = 2 \int T^{mn} d^3x$. Deduzimos então que a perturbação métrica da Eq. (10) fica dada pela expressão $h^{mn}(r, t) = \frac{2G}{c^6 r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int T^{00} x^m x^n d^3x$. Agora, para velocidades baixas das partículas da fonte temos que $T^{00} = \rho c^2$, com ρ sendo a densidade de massa da matéria, fonte das ondas gravitacionais. De modo que podemos escrever que $\int T^{00} x^m x^n d^3x = \int \rho c^2 x^m x^n d^3x$. Mas $\int \rho x^m x^n d^3x$ é o segundo momento de inércia da fonte chamado de momento de quadrupolo da distribuição de massa e denotado por I^{mn} . Assim $I^{mn} = \int \rho x^m x^n d^3x$. Logo, da Eq. (10) e dos resultados acima temos que a perturbação de onda gravitacional é

$$h^{ij}(r, t) = \frac{2G}{c^4 r} \ddot{I}^{ij}(t_r), \quad (11)$$

onde o ponto em cima de uma quantidade significa derivada em relação ao tempo, trocamos os símbolos m, n por i, j e com $t_r = t - \frac{r}{c}$, o tempo retardado. Esta é a famosa fórmula de quadrupolo para a radiação gravitacional. Diz que o a métrica numa dada posição r é dada pela segunda derivada do momento de quadrupolo da distribuição de massa e inversamente proporcional à distância à fonte r no tempo retardado. Com ela podemos calcular muito mais.

Calculemos agora o fluxo de energia gravitacional que emana da fonte. Definamos a densidade de energia no campo gravitacional por τ_{00} . Pela equação de Einstein, Eq. (1), vem $G_{00} = \frac{8\pi G}{c^4} \tau_{00}$. Usando $g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}$, Eq. (2), obtém-se após algum cálculo uma expressão para τ_{00} , dada por $\tau_{00} = \frac{c^4}{32\pi G} h_{ij,0} h^{ij}_{,0}$. Substituindo a Eq. (11) obtemos que a energia gravitacional tem a forma $\tau_{00} = \frac{G}{8\pi c^6 r^2} \ddot{I}_{ij} \ddot{I}^{ij}$. Queremos calcular a taxa de perda de energia por uma superfície esférica centrada na fonte de raio r grande. A energia gravitacional que passa por uma superfície esférica por unidade de tempo é por definição dada por $\frac{dE}{dt} = \int c \tau_{00} r^2 d\Omega$, onde $d\Omega$ é um elemento de ângulo sólido situado em r qualquer. Usando τ_{00} vem $\frac{dE}{dt} = \frac{G}{8\pi c^5} \int \ddot{I}_{ij} \ddot{I}^{ij} d\Omega$. Esta expressão tem de ser encarada com cuidado, pois só a parte sem traço e transversa à direção de escoamento de energia de I_{ij} contribui. Levando isto em conta e fazendo a integral sobre os ângulos pode-se, após algum cálculo, encontrar o coeficiente numérico que multiplica a quantidade $\frac{G}{c^5} \ddot{I}_{ij} \ddot{I}^{ij}$. Este coeficiente

é $\frac{8\pi}{5}$ e assim a luminosidade gravitacional da fonte $L \equiv \frac{dE}{dt}$ é dada por

$$L = \frac{G}{5c^5} \ddot{I}_{ij} \ddot{I}^{ij}. \quad (12)$$

Logo, a luminosidade gravitacional da fonte depende do quadrado da derivada terceira em relação ao tempo do momento de quadrupolo de inércia.

Vejamos as unidades de cada um dos termos na Eq. (12). O termo $\frac{G}{c^5}$ tem unidades de inverso de luminosidade. Assim, para que as unidades do lado esquerdo sejam as mesmas que as do lado direito, cada termo $\ddot{I}_{ij}$ tem de ter unidades de luminosidade, como se pode facilmente verificar diretamente. Está claro da equação que $\frac{G}{c^5}$ é uma quantidade importante em radiação gravitacional. Como é uma quantidade extremamente pequena, significa que para se ter algo que se veja, ou melhor, que se detete, a derivada terceira em relação ao tempo do momento de quadrupolo de inércia, $\ddot{I}_{ij}$, tem que ser enorme. Tudo o que se mexe é fonte de ondas gravitacionais, mas poucas fontes possuem esta característica de ter um termo $\ddot{I}_{ij}$ enorme.

3.3 Um sistema binário compacto de objetos compactos como fonte de radiação gravitacional

Temos agora primeiro que calcular a inércia quadrupolar I_{ij} de um sistema que irradia ondas gravitacionais intensas. Como vimos, um sistema binário compacto, i.e., com um raio de órbita curto, de buracos negros ou de estrelas de neutrões é um tal sistema. Precisamos deste tipo de objetos para haver suficiente massa concentrada no pequeno espaço dado pela órbita para haver uma produção de ondas gravitacionais efetiva. Suponhamos então dois objetos compactos em órbita apertada em torno do centro de massa comum. Cada um dos objetos em órbita tem massa M e o raio de órbita é R , ver Fig. 5.

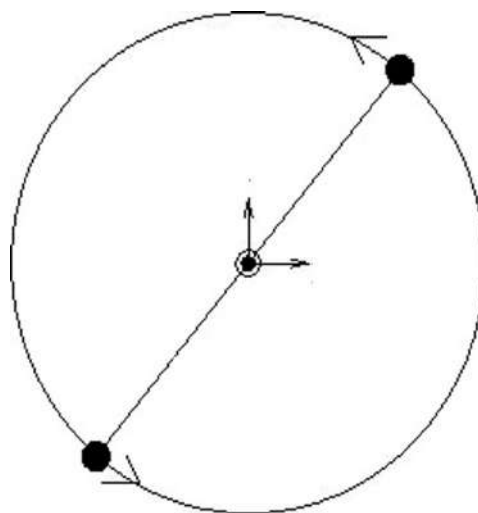


Figura 5. Dois objetos de massa M cada em órbita circular de raio R . Para emissão de ondas gravitacionais suficientemente intensas para serem detetadas, os objetos ou são buracos negros ou estrelas de neutrões.

Para efeito de cálculo, admitimos que a gravitação newtoniana é suficiente neste estágio do sistema binário e podemos considerar cada um dos objetos como uma massa pontual. A velocidade angular Ω da órbita, que é também uma frequência angular, é então dada por

$$\Omega = \left(\frac{GM}{4R^3} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Escrevemos $x^i = (x^1, x^2, x^3) = (x, y, z)$. No tempo t , pela figura, uma das estrelas está na posição $(x, y, z) = (R \cos \Omega t, R \sin \Omega t, 0)$ e a outra em $(x, y, z) = (-R \cos \Omega t, -R \sin \Omega t, 0)$. Queremos calcular o momento de inércia I^{ij} deste sistema de duas massas em relação ao eixo z que passa pela origem. Como são duas massas pontuais podemos inferir que a integral do quadrupolo de inércia $I^{ij} = \int \rho x^i x^j d^3x$ reduz-se a uma soma sobre as duas massas fornecendo $I^{ij} = 2M x^i(t) x^j(t)$. Logo as componentes são $I^{xx} = 2MR^2 \cos^2 \Omega t = MR^2(1 + \cos 2\Omega t)$, $I^{yy} = 2MR^2 \sin^2 \Omega t = MR^2(1 - \cos 2\Omega t)$ e $I^{xy} = I^{yx} = 2MR^2 \cos \Omega t \sin \Omega t = MR^2 \sin 2\Omega t$, onde se usaram as propriedades das funções trigonométricas. Em forma de matriz vem

$$I^{ij}(t) = MR^2 \begin{pmatrix} 1 + \cos 2\Omega t & \sin 2\Omega t & 0 \\ \sin 2\Omega t & 1 - \cos 2\Omega t & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

com $i, j = 1, 2, 3$. Derivando esta expressão em relação ao tempo duas vezes vem

$$\ddot{I}^{ij}(t) = -4\Omega^2 MR^2 \begin{pmatrix} \cos 2\Omega t & \sin 2\Omega t & 0 \\ \sin 2\Omega t & -\cos 2\Omega t & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

onde o ponto em cima de uma quantidade significa derivada em relação ao tempo. Usando a Eq. (13) podemos escrever h^{ij} pela Eq. (11), como

$$h^{ij}(t, r) = \left(\frac{2GM}{c^2 R} \right) \left(\frac{2GM}{c^2 r} \right) \begin{pmatrix} \cos 2\Omega t_r & \sin 2\Omega t_r & 0 \\ \sin 2\Omega t_r & -\cos 2\Omega t_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

com $t_r = t - \frac{r}{c}$, o tempo retardado, ver Eq. (11). Vemos que a Eq. (16) tem o mesmo formato de h_{ij} da Eq. (8). Logo esta fornece a radiação na direção z . Note que comparando as duas equações vemos que a amplitude h da onda é dada por $h = \left(\frac{2GM}{c^2 R} \right) \left(\frac{2GM}{c^2 r} \right)$ e a frequência ω da onda por $\omega = 2\Omega$, a frequência da onda gravitacional é duas vezes a frequência orbital. A razão é clara, trocar um dos objetos pelo outro não altera a configuração do sistema e, portanto, cada meia-volta da órbita é equivalente a uma batida, uma volta são duas batidas da onda. Lembremos agora que R é o raio da órbita e r é a distância da órbita ao detetor. Sabemos que $\frac{2GM}{c^2}$ é o raio de Schwarzschild ou raio gravitacional de cada objeto, e se os objetos forem buracos negros estes raios coincidem com os raios dos horizontes de eventos respectivos. Ponhamos números, por exemplo $\frac{2GM}{c^2 R} \simeq 0,1$. Se $\frac{2GM}{c^2} \simeq 100 \text{ km}$ e $r \simeq 100 \text{ Mpc} \simeq 10^{21} \text{ km}$ obtemos $h \simeq 10^{-20}$, um valor extremamente pequeno. Vemos

assim que somente objetos muito massivos em órbitas apertadas podem ser detetados a grandes distâncias.

Para obter a luminosidade gravitacional da Eq. (12) temos de calcular a terceira derivada do quadrupolo de inércia. Da Eq. (15) esta é dada por

$$\dddot{I}^{ij}(t) = 8\Omega^3 MR^2 \begin{pmatrix} \sin 2\Omega t & -\cos 2\Omega t & 0 \\ -\cos 2\Omega t & \sin 2\Omega t & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

Agora, $L \equiv \frac{dE}{dt} = \frac{G}{5c^5} \ddot{I}_{ij} \ddot{I}^{ij}$, ver Eq. (12). Fazendo o cálculo para $\ddot{I}^{ij} \ddot{I}^{ij} = \ddot{I}^{11} \ddot{I}^{11} + 2\ddot{I}^{12} \ddot{I}^{12} + \ddot{I}^{22} \ddot{I}^{22}$, vem da Eq. (12) $\ddot{I}^{ij} \ddot{I}^{ij} = 128M^2 R^4 \Omega^6$. Obtemos então $L = \frac{128G}{5c^5} M^2 R^4 \Omega^6$. Mas, $\Omega = \left(\frac{GM}{4R^3} \right)^{\frac{1}{2}}$, ver Eq. (13), logo a luminosidade gravitacional é

$$L = \frac{2}{5} \left(\frac{GM}{Rc^2} \right)^5 \frac{c^5}{G}. \quad (18)$$

Esta luminosidade calculada é a luminosidade devida à emissão de energia emitida ao longo do eixo de rotação z . A radiação emanada na direção x ou y também pode ser calculada. Não o faremos aqui, mas pode-se mostrar que o escoamento de energia nessas direções perpendiculares é oito vezes menor que a energia emitida ao longo do eixo de rotação e numa primeira abordagem pode ser desprezada.

Agora, a energia total E do sistema binário é dada por $E = T + U$, onde T é a energia cinética do sistema e U a sua energia potencial. Temos $T = 2 \times \frac{1}{2} MR^2 \Omega^2 = \frac{GM^2}{4R}$ onde se usou a Eq. (13), e $U = -\frac{GM^2}{2R}$. Logo $E = -\frac{GM^2}{4R}$. O período orbital P é $P = \frac{2\pi}{\Omega} = 4\pi \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{\frac{1}{2}}$. Então, $\frac{dP}{P} = \frac{3}{2} \frac{dR}{R}$. O sistema está a perder energia, R decresce. Logo, como $\frac{dR}{R} = -\frac{dE}{E}$, vem $\frac{dP/dt}{P} = -\frac{3}{2} \frac{dE/dt}{E} = -\frac{3}{2} \frac{L}{E}$. Usando a Eq. (18) temos $\frac{dP/dt}{P} = -\frac{12}{5} \frac{G^3 M^3}{R^4 c^5}$, onde se usou também a expressão para E . Assim, $\frac{dP}{dt} = -\frac{12}{5} \frac{G^3 M^3}{R^4 c^5} P$ ou, usando $P = 4\pi \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{\frac{1}{2}}$, obtemos $\frac{dP}{dt} = -\frac{12}{5} (4\pi)^{\frac{8}{3}} \left(\frac{GM}{c^3 P} \right)^{\frac{5}{3}}$. Invertamos esta equação para a massa M e obtemos a expressão $M = \frac{c^3}{G} \left(-\frac{5}{96} \pi^{-\frac{8}{3}} 2^{-\frac{4}{3}} P^{\frac{5}{3}} \dot{P} \right)^{\frac{3}{5}}$. Mas o detetor deteta diretamente a frequência f da onda gravitacional. Como $f = 2\Omega = \frac{2}{P}$ obtemos, $M = 2^{\frac{1}{5}} \left(\frac{5}{96} \pi^{-\frac{8}{3}} f^{-\frac{11}{3}} \dot{f} \right)^{\frac{3}{5}} \frac{c^3}{G}$. Esta fórmula governa a fase inicial, de espiralamento convergente, a fase inspiral em inglês, para duas massas M iguais em órbita. Assim,

$$\frac{M}{2^{\frac{1}{5}}} = \left(\frac{5}{96} \pi^{-\frac{8}{3}} f^{-\frac{11}{3}} \dot{f} \right)^{\frac{3}{5}} \frac{c^3}{G}. \quad (19)$$

Define-se a massa de chilreado, a massa do canto do pardal, para dois objetos de igual massa como $M_c = \frac{M}{2^{\frac{1}{5}}}$. Logo para dois objetos de igual massa em órbita recíproca temos $M_c = \left(\frac{5}{96} \pi^{-\frac{8}{3}} f^{-\frac{11}{3}} \dot{f} \right)^{\frac{3}{5}} \frac{c^3}{G}$. Pela Eq. (19) vemos que dados f e $\dot{f}$

medidos no momento da detecção da onda gravitacional podemos tirar M ou $2M$, a massa total para dois objetos de massas iguais. Quando os objetos têm massas diferentes o cálculo segue os mesmos procedimentos, não sendo qualitativamente mais complicado.

Toda esta dedução foi feita com o fito de se obter a massa de um sistema binário de objetos compactos em órbita recíproca. Pode-se facilmente, com os cálculos efetuados acima para a emissão de energia gravitacional, estudar as características da diminuição do raio da órbita de sistemas binários deste tipo, como foi feito para o famoso pulsar binário, e a dedução que o sistema perde energia por emissão de ondas gravitacionais.

3.4 As três fases da órbita compacta de sistemas binários na radiação de ondas gravitacionais

Existem três fases da órbita compacta de sistemas compactos na radiação de ondas gravitacionais, ver Fig. 6.

A fase espiral convergente, *inspiral* em inglês, que estudamos acima e pode ser calculada por aproximação newtoniana, ou com mais rigor numa aproximação pós-newtoniana com os métodos do tipo que fizemos aqui. A frequência tem a forma de um chilreado, o canto do pardal, aumenta com o tempo.

A fase de fusão, *merger* em inglês, que pode ser calculada somente através de métodos numéricos potentes utilizando supercomputadores.

A fase de relaxamento vibracional, *ringdown* em inglês, em que o sistema final se acalma, precisa de teoria de perturbação em relatividade geral. Esta fornece os modos quase normais de vibração do buraco negro final resultante da fusão.

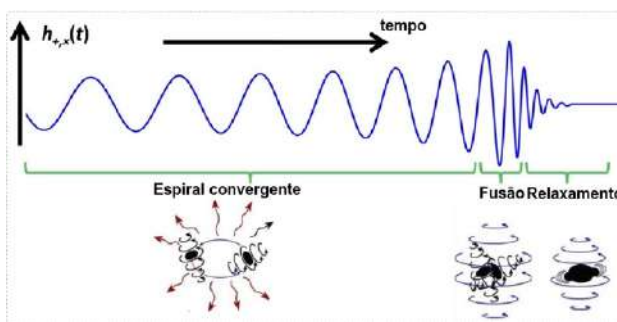


Figura 6 - As três fases da órbita na radiação de ondas gravitacionais mostradas na deformação h tanto na polarização $+$ ou $\times$ em função do tempo.

3.5 Propriedades principais das ondas gravitacionais

As propriedades principais das ondas gravitacionais podem ser enumeradas.

- Propagam-se com uma velocidade igual à da velocidade da luz c .
- São transversas, para ondas propagando-se na direção z tem-se $h_{zz} = 0$.
- Têm duas polarizações, a polarização $+$ e a $\times$.

- São forças de maré, i.e., possuem curvatura não nula, mudam a distância entre massas teste.
- Transportam energia.
- São geradas por qualquer massa ou massas vibrando quadripolarmente, em particular por um sistema binário de estrelas compactas.
- Têm propriedades análogas às ondas eletromagnéticas: velocidade, transversalidade, polarização, e decaimento com o inverso do raio. Note-se que este decaimento significa que duas vezes mais sensibilidade no detetor implica que o universo acessível à detecção aumenta oito vezes.
- Têm propriedades análogas ao som: dificuldade de serem absorvidas, comprimento de onda emitido tem o tamanho da fonte, o que não é bom para fazer imagens. É de notar que as frequências dos eventos envolvendo buracos negros de massas estelares ou estrelas de nêutrons situam-se na faixa audível pelo ouvido humano. No entanto, para que esses sinais possam ser efetivamente escutados, requerem uma amplificação astronômica.

4. Novas catedrais: LIGO e Virgo

Duas novas catedrais da ciência surgiram pouco depois do ano 2000: os dois detetores LIGO. Estas estruturas foram concebidas para investigar o universo através das ondas gravitacionais. Os detetores LIGO estão localizados nos Estados Unidos, em duas regiões distintas e escolhidas para maximizar a precisão das medições. Um deles fica em Hanford, no estado de Washington, no extremo noroeste do país, e o outro em Livingston, no estado da Louisiana, no centro-sul, ver Figs. 7, 8 e 9. A distância entre os dois, de 3000 km, é essencial para confirmar a detecção de ondas gravitacionais e eliminar interferências locais. Esta separação permite confirmar se um sinal detetado é de fato uma onda gravitacional, já que o sinal chegará a ambos os detetores com uma pequena desfasagem temporal da ordem de milissegundos, ou apenas ruído local, que afetaria apenas um dos dois detetores. Esta distância entre os dois detetores também ajuda a estimar a direção no céu de onde veio a onda.



Figura 7 - A localização dos dois detetores LIGO, um em Hanford no estado de Washington, o outro em Livingston no estado da Louisiana, e dos centros MIT e Caltech, este também conhecido como CIT.



Figura 8 - Vista do observatório LIGO em Hanford, estado de Washington. Os dois braços de 4 km cada, formando um L, são claros.



Figura 9 - Vista parcial do observatório LIGO em Livingston, estado da Louisiana.

Os dois detetores LIGO são fruto de uma iniciativa conjunta entre duas das instituições científicas mais prestigiadas dos Estados Unidos: o Massachusetts Institute of Technology (MIT), em Boston, e o California Institute of Technology (Caltech ou CIT), em Pasadena, Califórnia. O projeto começou a receber financiamento da National Science Foundation em 1980, mas foi apenas em 1994 que a construção das instalações experimentais teve início, marcando o começo da realização desta empreitada científica.

Outra catedral da ciência também concebida para detectar ondas gravitacionais é o observatório Virgo, localizado próximo a Pisa, na Itália, ver Figs. 10 e 11. A iniciativa teve início na década de 1990 como uma colaboração entre a França e a Itália, com apoio financeiro do CNRS - Centre National de la Recherche Scientifique e do INFN - Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. O detetor foi concluído em 2005. Atualmente, Virgo é operado e mantido pelo EGO - European Gravitational Observatory, uma organização internacional com sede no próprio local do detetor.



Figura 10 - Observatório Virgo em Santo Stefano a Macerata, perto de Pisa, Itália. Faz parte do Observatório Gravitacional Europeu. Por cima de cada braço de 3 km foram construídos viadutos para passagem de veículos das quintas vizinhas.



Figura 11 - Gigantesco tubo de vácuo abrigando os lasers nos braços de 3 km do Observatório Virgo.

Outro detetor de ondas gravitacionais é o KAGRA, um observatório de ondas gravitacionais subterrâneo localizado no Japão que entrou em operação em 2023. LIGO, Virgo e KAGRA operam em conjunto, a colaboração sendo denotada por LVK.



Figura 12 - Esquema do interferômetro LIGO com braços de 4 km, um interferômetro gigante. Este esquema serve para os outros interferômetros em funcionamento como o Virgo e o KAGRA. Detalhes na figura e no texto principal. A figura é adaptada de uma figura de Jarnestad da Academia Real Sueca de Ciências.

Os detetores de ondas gravitacionais, como o LIGO, Virgo ou KAGRA, utilizam a arquitetura de um interferômetro de Michelson gigante com braços perpendiculares, ver Fig. 12, sendo que os do Ligo são de 4 km de extensão e os de Virgo e KAGRA são de 3 Km. Empregam tecnologia de ponta em ótica, isolamento sísmico e controle de ruído para obter uma sensibilidade sem precedentes, sendo capazes de medir variações relativas de comprimento da ordem de $h = \frac{\Delta L}{L} = 10^{-21}$, o que corresponde a distorções no espaço-tempo

menores que um milésimo do diâmetro de um próton ao longo de seus braços interferométricos. Juntos, os quatro instrumentos aumentam significativamente a capacidade de detectar estas ondas gravitacionais que chegam à Terra com amplitudes extremamente pequenas provenientes dos eventos mais energéticos do universo, como a fusão, a distâncias cosmológicas, de buracos negros ou estrelas de nêutrons.

Estes detetores captam essencialmente ruído, como ruído sísmico, térmico, eletrônico e quântico, ver Fig. 13. Os sinais de ondas gravitacionais estão imersos dentro deste ruído de fundo. Extrair estes sinais do ruído é um desafio grande, exigindo métodos sofisticados de análise de dados. Uma das técnicas mais eficazes neste processo é o acasalamento de moldes de formas de onda teóricas com os dados observacionais, conhecido como técnica de filtragem por concordância, *matched filtering* em inglês. Esta técnica consiste em correlacionar os dados coletados com uma biblioteca de moldes de formas de onda previamente calculadas a partir de modelos numéricos da relatividade geral, permitindo identificar a presença de sinais reais mesmo quando a amplitude é extremamente baixa. Esta técnica tem se mostrado muito bem sucedida, tendo sido da maior importância para a detecção dos primeiros eventos de ondas gravitacionais.

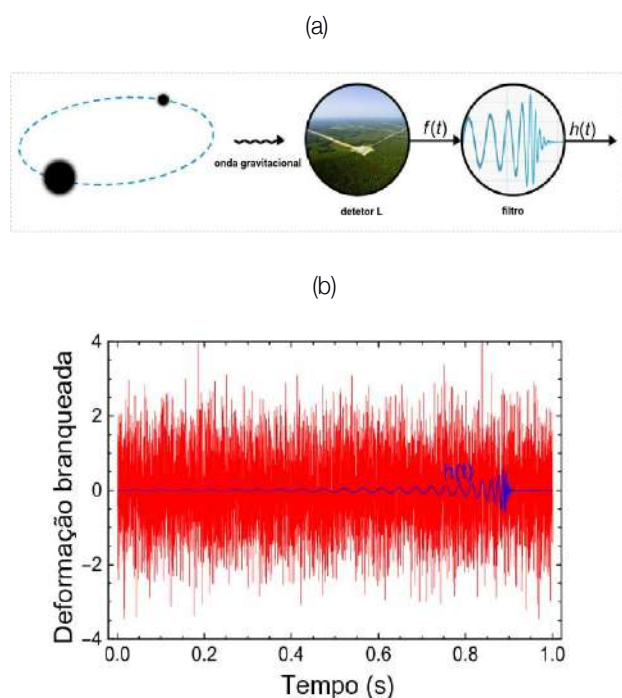


Figura 13 – (a) Esquema de todo o processo, desde onda gerada, onda detetada no detetor em forma de L , onda filtrada $f(t)$ e finalmente a deformação $h(t)$. (b) Visualização da técnica de filtragem por concordância de um sinal. O sinal está totalmente branqueado por ruído. Com a técnica de filtragem por concordância através de modelos de sinais de ondas gravitacionais consegue-se extrair a informação requerida.

Para localizar a fonte da onda gravitacional usa-se triangulação temporal que consiste em fazerem-se os triângulos possíveis desde a fonte para os detetores existentes, em conjunto com a análise das diferenças de tempo com que as ondas chegam aos vários detetores. Como as ondas gravitacionais viajam à

velocidade da luz, estas diferenças na chegada, mesmo que sejam de apenas alguns milissegundos, podem ser suficientes para determinar a direção da fonte. Claramente, a diferença temporal entre as detecções indica que a onda gravitacional vem, grosso modo, da direção da detecção mais cedo. Não há triangulação possível com um único detetor, não sendo por isso possível neste caso localizar a fonte. Com dois detetores, triangulação temporal através dos locais onde estão os detetores instalados permite localizar a fonte dentro de um anel, uma auréola no céu em torno da direção da detecção mais cedo. Um terceiro detetor permite reduzir o anel para dois pontos antípodas, que aparecem da interseção dos dois anéis fornecidos por cada par de detetores. Um quarto detetor quebra a degenerescência completamente, dando o ponto exato no céu do evento. Claro, os detetores devem estar distantes uns dos outros, quatro detetores no mesmo lugar ou próximos não adianta. Assim, a existência de vários detetores espalhados pelo planeta é importante para se conseguir localizar a fonte com alguma precisão. Isso já é conseguido com os dois detetores do LIGO, e os detetores Virgo e KAGRA.

5. O evento histórico: a onda GW150914 e a sua fonte

A primeira detecção de uma onda gravitacional pela humanidade ocorreu no dia 14 de setembro de 2015, às 10:50:45, hora de Lisboa. O sinal foi captado quase simultaneamente pelos dois interferômetros LIGO em funcionamento, o de Hanford e o de Livingston. Após rigorosos processos de verificação e análise de dados, a colaboração LIGO confirmou a autenticidade do evento, designado GW150914, como proveniente da fusão de dois buracos negros com massas de 29 e 36 massas solares, aproximadamente. Os resultados desta descoberta histórica foram publicados na Physical Review Letters na edição de 12 de fevereiro de 2016, marcando o início da astronomia de ondas gravitacionais e confirmando uma das previsões fundamentais da teoria da relatividade geral, ver Fig. 14.

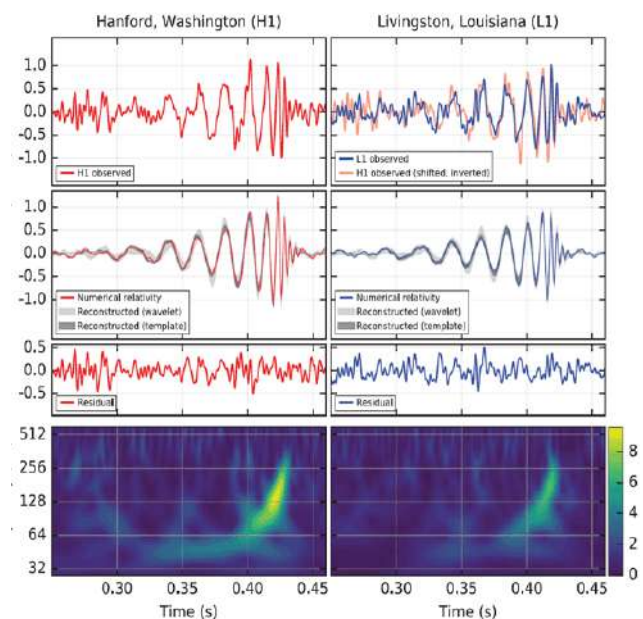


Figura 14 – Gráficos dos sinais da primeira onda gravitacional detetada como publicado pela colaboração LIGO na revista americana Physical Review Letters de 12 de fevereiro de 2016. Ver texto para detalhes.

Debrucemo-nos sobre a Fig. 14. Do lado esquerdo está o sinal de Hanford, do lado direito o de Livingston. As três primeiras filas de figuras a partir de cima estão relacionadas com a deformação h em função do tempo. A primeira fila da figura a contar de cima é o sinal em cada um detetor, sendo que na direita o sinal de Hanford está sobreposto ao de Livingston para mostrar que os dois sinais correspondem à mesma onda. A segunda fila da figura mostra o sinal do molde numérico, tanto o da esquerda como da direita, que se ajusta ao sinal detetado, como dado na figura de cima. Vemos pela figura que no tempo 0,35 s a amplitude relativa da deformação é de cerca de 0,25, enquanto em 0,42 s a amplitude é de cerca de 1, quatro vezes superior, ambos os valores devem ser multiplicados por 10^{-21} . A terceira fila da figura mostra o sinal residual entre a primeira e a segunda figuras e no nosso contexto não tem interesse de maior. A quarta fila da figura, figura azul, mostra a frequência do sinal em função do tempo. De 0,30 s a 0,42 s, o sinal aumenta de frequência, em cerca de 6 ciclos, de 35 para 250 Hz, frequência em que a amplitude atinge um máximo. A explicação para esta evolução, aumento de amplitude e aumento de frequência, é a fase de espiral convergente, devido à emissão de ondas gravitacionais, de duas massas M_1 e M_2 em órbita, que finalmente se fundem. Da figura vê-se claramente a fase de relaxamento vibracional após a fusão. Assim, as três fases de uma órbita compacta de duas massas M_1 e M_2 aparecem na figura da primeira deteção de sempre de uma onda gravitacional.

A evolução inicial quando as frequências são baixas é caracterizada pela massa de chilreado M_c . Como vimos, se as massas dos dois objetos são iguais $M_1 = M_2$ e $M_2 = M$ a massa de chilreado é definida por $M_c \equiv \frac{M}{2^5}$. Para massas M_1 e M_2 diferentes uma da outra, o cálculo é um pouco mais envolvente do que fizemos. A massa de chilreado é definida como

$$M_c \equiv \frac{(M_1 M_2)^{\frac{3}{5}}}{(M_1 + M_2)^{\frac{1}{5}}}. \quad (20)$$

Os cálculos fornecem que a relação entre a massa de chilreado M_c e frequência f é

$$M_c = \left(\frac{5}{96} \pi^{-\frac{8}{3}} f^{-\frac{11}{3}} \dot{f} \right)^{\frac{3}{5}} \frac{c^3}{G}. \quad (21)$$

Quando $M_1 = M_2$ a Eq. (20) dá $M_c = \frac{M}{2^5}$ e a Eq. (21) fornece a Eq. (19).

Podemos agora olhar para os gráficos com cuidado. Dos gráficos pode-se estimar f e $\dot{f}$. Se olharmos para o gráfico podemos tirar um f médio dado por $f = 120$ Hz aproximadamente, e um $\dot{f}$ dado por $\dot{f} = \frac{128-64}{0,03} = 2130$ Hz/s aproximadamente. Usando a Eq. (21) com os valores conhecidos para G e C tiramos $M_c = 22M_\odot$ aproximadamente. Isto foi uma estimativa. O resultado correto dá $M_c = 30M_\odot$. Podemos fazer várias deduções a partir da Eq. (20). O mínimo da massa de chilreado M_c ocorre para $M_1 = M_2 \equiv M$, e vimos

que neste caso como a massa M e a massa de chilreado M_c estão relacionadas por $M = 2^{\frac{1}{5}} M_c = 35M_\odot$, temos $M = 35M_\odot$, de modo que para este caso, a massa total seria de $70M_\odot$. Como o mínimo ocorre quando as massas são iguais podemos genericamente escrever para este evento que $M_1 + M_2 \geq 70M_\odot$. O raio de Schwarzschild para o sistema binário obedece então a $\frac{2G(M_1+M_2)}{c^2} \geq 210$ km. Podemos fazer mais deduções com estes dados. Um sistema binário de duas estrelas de neutrões tem massa máxima da ordem de $4M_\odot$, por isso não tem a massa requerida e este tipo de sistemas é excluído. Um sistema binário composto de um buraco negro e uma estrela de neutrões com $M_c = 35M_\odot$ implica pela definição de M_c , Eq. (20), que o buraco negro tem de ter uma massa muito grande e por isso o sistema teria uma massa muito grande e é também excluído a priori. Logo, sobra um sistema binário de dois buracos negros. Mais, uma frequência da onda de $f = 150$ Hz, digamos, significa, como vimos, que a órbita tem a metade da frequência, $\Omega = 75$ Hz. Isto implica que os dois buracos negros estão muito próximos movendo-se a velocidades próximas da velocidade da luz, $\frac{c}{2}$ digamos. Logo a distância entre eles nesta fase de espiral convergente, a fase que estamos a considerar, é da ordem de $\frac{c}{2\Omega} = 2000$ km. Cada objeto tem uma extensão da ordem de 200 km e estão separados por 2000 km, de facto estamos na situação de objetos compactos numa órbita compacta. É muita gravitação.

Resultados muito mais precisos podem ser alcançados através de relatividade numérica combinada com a formulação de moldes computacionais adaptados a um grande número de possíveis eventos de colisões de buracos negros. Da Fig. 14 mais relatividade numérica consegue-se tirar números precisos. Assim para este primeiro evento os modelos fornecem:

Massa do buraco negro primário: $M_1 = 36M_\odot$.

Massa do buraco negro secundário: $M_2 = 29M_\odot$.

Massa em ondas gravitacionais: $M_{og} = 3M_\odot$.

Massa do buraco negro resultante: $M_f = 62M_\odot$.

Momento angular do buraco negro resultante: $J_f = 0,67$

Distância ao evento: 410 Mpc, $z = 0,1$.

Algumas notas aqui são importantes. $M_\odot = 2 \times 10^{30}$ kg é a massa do Sol. A massa das ondas gravitacionais M_{og} significa o equivalente em massa da energia que foi irradiada em ondas gravitacionais. M_f é a massa final do buraco negro resultante, que claramente tem de ser menor que a soma das massas de cada buraco negro inicial. J_f , o momento angular final do buraco negro resultante, é uma medida da sua rotação que também pode ser inferida da teoria e dos dados observacionais. Mpc significa megaparsec, sendo que 1 pc é igual a 3,3 anos-luz. O desvio espectral para o vermelho z é um indicador de distância pela lei de Hubble.

A deteção do evento GW150914 marcou um momento histórico na astrofísica e na gravitação. Várias implicações genéricas podem ser elaboradas:

1. Com o evento, confirmou-se, pela primeira vez, a existência de buracos negros de massa estelar com massas superiores a $25M_{\odot}$, i.e., 25 vezes a massa do Sol.
2. Com o evento ficou demonstrado que sistemas binários compostos por buracos negros realmente existem na natureza e podem se fundir dentro do tempo de vida do universo, o tempo de Hubble. Estes sistemas já haviam sido previstos teoricamente, especialmente em ambientes astrofísicos extremamente densos, como aglomerados de estrelas, onde interações gravitacionais dinâmicas favorecem a formação de pares de buracos negros. A confirmação da previsão foi de extrema importância.
3. A origem destes buracos negros estelares tão massivos está ligada à evolução de estrelas muito massivas em regiões de baixa metalicidade, ou seja, ambientes pobres em elementos mais pesados que o hidrogênio e o hélio. Isto porque, em regiões com alta metalicidade, os ventos estelares são intensos e tendem a expulsar grandes quantidades de massa da estrela antes de seu colapso final, dificultando a formação de buracos negros com massas elevadas.
4. Análises, corroboradas por este evento, confirmam que a taxa de fusão de buracos negros binários seja da ordem de dezenas por gigaparsec cúbico por ano, mais precisamente da ordem de $30 \text{ Gpc}^{-3} \text{ ano}^{-1}$, o que indica que tais eventos não são raros no universo e que ainda há muito para aprender sobre os processos.

6. O Prêmio Nobel da Física de 2017

Após o anúncio histórico, em fevereiro de 2016, do evento ocorrido em 14 de setembro de 2015, a primeira detecção de sempre de ondas gravitacionais, o mundo científico imediatamente reconheceu a importância ímpar da descoberta. Logo se formou a expectativa de que o Prêmio Nobel da Física acabaria por ser concedido às figuras centrais do projeto LIGO, com a restrição ditada pelo regulamento que no máximo só três pessoas podem receber o prêmio. Sabia-se, no entanto, que o prêmio de 2016 já estava decidido, uma vez que o processo de seleção se encerra normalmente em janeiro ou no início de fevereiro de cada ano. Assim, a comunidade científica estava convicta que o Nobel de 2017 seria, quase certamente, dedicado às ondas gravitacionais. E foi exatamente isso que aconteceu.

Em outubro de 2017, o comunicado do comitê Nobel anunciou: A Academia Real Sueca de Ciências decidiu outorgar o prêmio Nobel de Física de 2017, com metade para Rainer Weiss (LIGO/Virgo Collaboration) e a outra metade para Barry C. Barish (LIGO/Virgo Collaboration) e Kip S. Thorne (LIGO/Virgo Collaboration) pelas contribuições decisivas para o detetor LIGO e a observação de ondas gravitacionais.

A distinção a estes três cientistas, ver Fig. 15, foi mais do que merecida. Drever, o outro cientista pioneiro no desenvolvimento do LIGO e certamente merecedor deste prêmio Nobel, não viveu para ver esta atribuição.

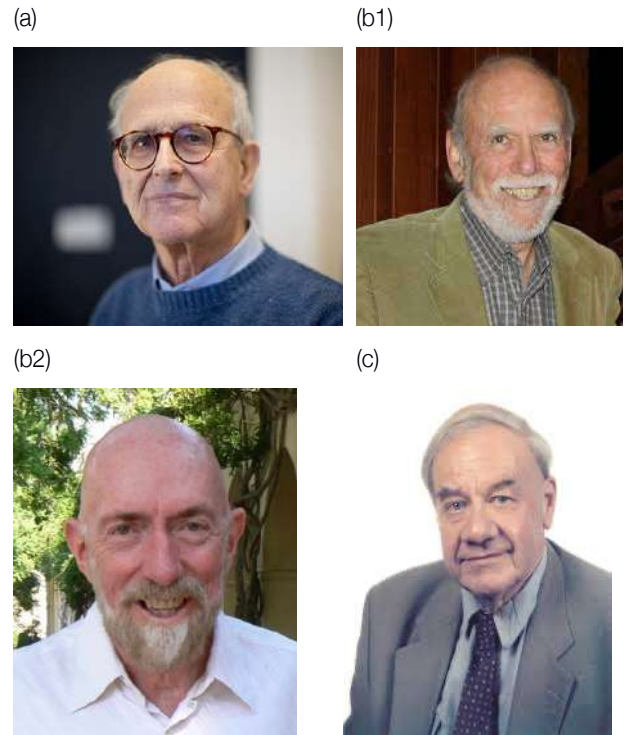


Figura 15 - (a) Rainer Weiss, afiliado ao MIT e LIGO, que recebeu a primeira metade do prêmio Nobel da Física de 2017 por ter inventado o detetor apropriado para ondas gravitacionais, um interferômetro de Michelson gigante. (b1) Barry Barish afiliado ao LIGO e (b2) Kip Thorne, afiliado ao Caltech e LIGO, que receberam a segunda metade do prêmio Nobel da Física de 2017, por, no caso do primeiro, ter levado a colaboração LIGO para a frente e, no caso do segundo, ter desenvolvido de forma sistemática e brilhante toda a teoria de ondas gravitacionais. (c) Ron Drever, que teve parte preponderante no desenvolvimento experimental do LIGO desde o seu início, mas morreu meses antes do anúncio do prêmio.

Com a atribuição do Prêmio Nobel da Física de 2017 à detecção das ondas gravitacionais, geradas pela colisão de dois buracos negros, o foco voltou-se naturalmente para os próprios buracos negros, os objetos por excelência da gravitação, até então inacessíveis à observação direta. Logo surgiu a expectativa de que um próximo Nobel poderia premiar os cientistas que delinearão as bases teórica e observacional da física e astrofísica de buracos negros. Esta expectativa concretizou-se em 2020, quando o Prêmio Nobel da Física foi concedido a três nomes, a saber, Penrose, que demonstrou matematicamente que os buracos negros são uma consequência inevitável da relatividade geral. E a Genzel e Ghez, que lideraram, de forma independente, observações pioneiras que confirmaram em definitivo a existência de um buraco negro supermassivo no centro da nossa galáxia. Assim, num ápice, em apenas alguns anos, ondas gravitacionais e buracos negros passaram de previsões teóricas, quase abstratas, a protagonistas reconhecidos da física contemporânea.

Todos os elogios dirigidos à colaboração LIGO são poucos. Ela representa o que há de mais exemplar na maneira de se fazer ciência. Desde cedo, a teoria da relatividade geral previu a existência das ondas gravitacionais. Para comprovar essa previsão e abrir caminho para uma nova forma de observar o universo foi necessário desenvolver detetores de precisão

praticamente inimaginável. Esse feito foi realizado não apenas pelos três cientistas laureados com o Prémio Nobel, mas também por centenas de físicos, engenheiros e especialistas que integraram a colaboração LIGO. Mais do que uma simples experiência científica, o projeto LIGO representou um marco extraordinário na capacidade humana de sondar o universo.

7. Outros eventos e suas fontes

O início da era da astronomia gravitacional dá-se com a deteção do primeiro sinal de ondas gravitacionais pelo observatório LIGO, o famoso evento GW150914, gerado pela fusão de dois buracos negros, de que falámos. Este marco inaugurou uma nova forma de observar o universo através das vibrações do espaço-tempo, invisíveis à luz. Desde então, os detetores LIGO nos Estados Unidos, Virgo na Europa e, mais recentemente, KAGRA no Japão, têm vindo a realizar campanhas sucessivas de observação, designadas por Oi, onde i representa o número da campanha. A quarta campanha, O4, produziu um número grande de deteções. No total, estas colaborações já identificaram mais de 300 eventos de ondas gravitacionais, que incluem deteções confirmadas e candidatos a possíveis deteções. A grande maioria destes eventos corresponde à fusão de buracos negros ou de estrelas de neutrões, embora alguns envolvam também sistemas mistos, como a colisão entre uma estrela de neutrões e um buraco negro. A colaboração LIGO-Virgo-KAGRA continua a analisar os dados para identificar novos eventos e aprofundar o conhecimento sobre a origem, frequência e características destas fusões. À medida que a sensibilidade dos detetores aumenta, espera-se que a astronomia gravitacional revele mais detalhes destes processos.

Um dos eventos mais espetaculares detetados pelo LIGO e pelo Virgo ocorreu durante a campanha de observação O2. Foi o evento GW170817, de 17 de agosto de 2017, que marcou a primeira deteção de ondas gravitacionais originadas pela colisão de duas estrelas de neutrões. Os parâmetros da colisão são $M_1 = 1,6 M_\odot$, $M_2 = 1,1 M_\odot$, $M_{\text{og}} = 0,025 M_\odot$, $M_f = 2,8 M_\odot$, distância ao evento 40 Mpc. O GW170817 teve uma importância científica extraordinária por ter sido o primeiro evento observado simultaneamente através de ondas gravitacionais e um amplo espectro de sinais eletromagnéticos, desde raios gama até ondas de rádio. A explosão de raios gama foi detetada, cerca de dois segundos após a chegada das ondas gravitacionais, na galáxia NGC 4993 a aproximadamente 130 milhões de anos-luz da Terra, i.e., 40 Mpc. Esta coincidência confirmou a ligação entre fusões de estrelas de neutrões e os chamados fenómenos de kilonova, explosões extremamente luminosas. Sabe-se agora que estas explosões dão origem à criação de elementos pesados como o ouro e a platina. Além disto, o observatório de raios X Chandra detetou, nove dias depois, uma emissão proveniente do evento, sugerindo a presença de um jato relativístico em expansão. Por isto, como emissão de raios X está frequentemente associada a jatos formados de forma intensa e retardada em buracos negros em rotação, alguns trabalhos propuseram que o objeto final da fusão tenha sido um buraco negro. O evento também foi observado em luz óptica, infravermelho e ondas de rádio. Embora os detetores LIGO e Virgo tenham conseguido captar

claramente o sinal gravitacional, a sua capacidade de localizar com precisão a origem do evento era limitada na altura. Foi devido à colaboração entre dezenas de observatórios no espaço e na Terra que se conseguiu apontar para a galáxia de origem. Este evento marca o nascimento da astronomia multimessageira e permitiu avanços importantes na compreensão da origem dos elementos pesados, como o ouro, e na medição da taxa de expansão do universo.

Durante a campanha observacional O3, em 2020, foi possível observar pela primeira vez a colisão entre um buraco negro e uma estrela de neutrões, um tipo de evento previsto pela teoria, mas que ainda não tinha sido detetado. Neste mesmo ano, a colaboração LIGO-Virgo identificou ainda outro evento que se enquadra nesta fusão híbrida, onde um buraco negro engole a sua companheira estrela de neutrões. Outro evento deste tipo foi observado em 2023 já durante a campanha O4. Estes eventos são particularmente relevantes, pois combinam as características extremas dos dois dos objetos mais compactos conhecidos: o campo gravitacional intenso de um buraco negro e a matéria ultradensa de uma estrela de neutrões. A observação das fusões destes dois objetos dá indicações sobre a natureza da matéria em condições extremas e sobre a formação de sistemas binários. Além disso, a deteção destes sinais ajuda a completar o catálogo das possíveis fusões de objetos compactos. De facto, estas deteções completaram o trio de fusões de estrelas compactas em sistemas binários, a saber, buraco negro-buraco negro, estrela de neutrões-estrela de neutrões e buraco negro-estrela de neutrões.

Em 2025, foi anunciada a fusão mais massiva de buracos negros jamais detetada. O evento, designado GW231123, foi captado em 2023 durante a quarta campanha de observação da colaboração LIGO-Virgo-KAGRA. Os dois buracos negros que se fundiram têm massas de aproximadamente $137 M_\odot$ e $103 M_\odot$. E a fusão resultou num único buraco negro com cerca de $225 M_\odot$, estabelecendo um novo recorde em deteções por ondas gravitacionais. Além da enorme massa, ambos tinham rotações próximas do limite permitido pela relatividade geral. Este evento apresenta um problema aos modelos convencionais de evolução estelar, que não prevêem a formação de buracos negros estelares com massa tão elevada, devido à perda de massa ou mesmo explosão da própria estrela provocada pela formação no centro de pares elétron-positrão. Esta instabilidade de pares acontece para estrelas com massas entre 60 e 250 massas solares e seria de esperar uma lacuna de buracos negros nesta faixa de massas, o que não acontece. Há várias hipóteses, uma delas é que os modelos estelares para estrelas de massa e rotação grandes têm de ser melhorados de modo a explicar a formação de tais buracos negros por colapso gravitacional. Assim, esta deteção não só representa um recorde em termos de massa, como também dá indícios sobre a existência e formação de buracos negros de massa intermédia, buracos negros de $200 M_\odot$ a $10000 M_\odot$, uma classe até há pouco tempo apenas existente na teoria.

Ainda em 2025, o evento GW250114 da fusão de dois buracos negros com massas da ordem de $30 M_\odot$ e rotações baixas,

mostrou que a área do buraco negro final é maior que a soma das áreas dos buracos negros iniciais, confirmando assim o teorema das áreas de Hawking também conhecido como a segunda lei da mecânica de buracos negros.

Na Fig. 16 estão mostradas as massas dos buracos negros e estrelas de neutrões observados tanto no espectro gravitacional como no espectro eletromagnético.

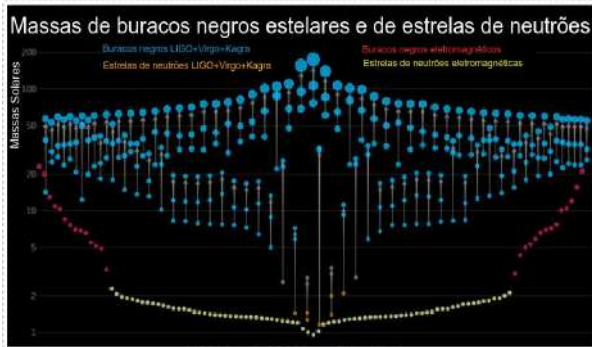


Figura 16 - Massas de buracos negros estelares e de estrelas de neutrões detetadas e observadas. As massas detetadas por ondas gravitacionais pela colaboração LIGO e Virgo estão a azul para buracos negros e a laranja para estrelas de neutrões. As setas brancas ligam as massas dos dois objetos iniciais à massa do buraco negro final. A vermelho e amarelo estão indicadas, respetivamente, as massas dos buracos negros e estrelas de neutrões observados por processos eletromagnéticos. Os números no eixo vertical são dados em unidades de massas solares. A figura é adaptada de uma figura de Elavsky e Geller da colaboração LIGO-Virgo.

Outro aspeto interessante é que quando se dá a fusão de dois objetos compactos e a emissão de ondas gravitacionais é detetada, isto pode ser usado como uma sirene padrão. Pode-se mostrar, o que não vamos fazer aqui, que a forma da onda gravitacional permite calcular diretamente a distância até à fonte. Se, em simultâneo, for possível identificar a galáxia hospedeira e medir o seu desvio para o vermelho z , obtém-se uma relação direta entre distância d e desvio para o vermelho, exatamente o que é necessário para estimar a constante de Hubble H_0 , a fórmula sendo dada por $d = H_0 z c$, com c sendo a velocidade da luz. Este método foi aplicado com sucesso ao evento da colisão entre duas estrelas de neutrões, o evento GW170817, de 2017. Esta colisão forneceu a primeira medição da constante de Hubble usando ondas gravitacionais dando um valor $H_0 = 70 \text{ (km/s)/Mpc}$. Este feito inaugurou uma abordagem em cosmologia completamente independente da medição tradicional da constante de Hubble que está baseada em radiação eletromagnética. O valor obtido pelo método das ondas gravitacionais está dentro dos valores obtidos pelos outros métodos, eletromagnéticos e cosmológicos.

8. Ondas gravitacionais cosmológicas e o big bang

As ondas gravitacionais que podem ser medidas com tecnologia atual ou de um futuro próximo, não são apenas produzidas por fusões de buracos negros ou estrelas de neutrões. A teoria prevê que o universo primordial, especialmente nos seus momentos iniciais, foi um ambiente extremamente energético e caótico, ideal para gerar um fundo estocástico de ondas gravitacionais, um ruído cósmico, resultado da sobreposição de

inúmeros processos físicos aleatórios. Este fundo de ondas gravitacionais contém informações diretas sobre a origem do universo, que não são acessíveis por qualquer outro meio de observação. Vejamos alguns pontos relacionados com estas ondas.

De facto, a geração de ondas gravitacionais durante o big bang é um assunto muito importante, pois ajuda a compreender como o universo começou e evoluiu. Logo após o big bang, o universo encontrava-se num estado extremamente quente, denso e dinâmico. Vários processos físicos fundamentais que ocorreram nessa época podem ter produzido ondas gravitacionais: 1. Flutuações quânticas do campo inflatão - durante o período da inflação cósmica, uma fase extremamente breve e violenta de expansão exponencial do universo, acredita-se que flutuações quânticas no campo inflatão, o campo responsável pela inflação, tenham sido distendidas para escalas macroscópicas. Estas flutuações originaram as sementes da estrutura do universo, que viriam a ser galáxias e aglomerados de galáxias, e adicionalmente geraram ondas gravitacionais primordiais. Estas ondas, produzidas quando o universo tinha entre 10^{-36} e 10^{-32} segundos de idade, possuem um espectro contínuo e amplo. À medida que o universo se expandiu, o comprimento de onda destas oscilações também se alongou, empurrando-as para a faixa de baixa frequência, invisíveis para os detetores atuais, mas possivelmente acessíveis através de sinais indiretos. De facto, estas ondas podem deixar marcas na radiação cósmica de fundo, especialmente na polarização em modos magnéticos, que são uma forma específica de distorção no padrão de polarização da luz que nos chega do universo, desde a superfície de último espalhamento da luz, 380 mil anos após o big bang. Experiências como o BICEP/Keck e outras experiências têm como objetivo procurar estas assinaturas indiretas, que funcionariam como um fóssil da época inflacionária e verificariam a teoria da inflação. 2. Transições de fase no universo primordial - tal como a água pode mudar de estado, de líquido para vapor, por exemplo, o universo também pode passar por transições de fase, associadas a quebras espontâneas de simetrias, como por exemplo, a separação da força eletrofraca das outras forças fundamentais. Estas transições podem ter produzido bolhas de um novo estado físico, que ao colidirem e coalescerem, criariam ondas gravitacionais. 3. Defeitos topológicos - algumas teorias preveem a formação de cordas cósmicas, paredes cósmicas ou monopólos magnéticos, que são estruturas remanescentes de transições de fase. As oscilações ou colisões destas estruturas seriam também fontes de ondas gravitacionais estocásticas.

Ondas gravitacionais anteriores ao big bang também são uma possibilidade. Alguns modelos cosmológicos especulativos vão ainda mais longe e sugerem que ondas gravitacionais poderiam ter origem numa era pré-big bang. Entre estas propostas, destacam-se dois modelos: 1. Teorias de branas - No contexto da teoria das cordas, o nosso universo poderia ser uma brana, i.e., uma membrana tridimensional, flutuando num espaço com mais dimensões. Colisões entre branas, ou oscilações destas estruturas num interior de dimensões extras, poderiam produzir ondas gravitacionais detetáveis, 2. Universos cíclicos ou

ricochetes - Modelos como o ekpirótico ou cosmologias de ricochete propõem que o universo passou por uma fase de contração anterior ao big bang, seguida de um ricochete que deu origem à expansão atual. Durante a contração ou durante o ricochete, poderiam ter sido geradas ondas gravitacionais únicas, com propriedades distintas das previstas pela inflação.

Assim, as ondas gravitacionais primordiais, tanto do big bang como de possíveis eras anteriores, são uma das fronteiras mais fascinantes da cosmologia moderna. Elas fornecem informação sobre os primeiros instantes do universo, possivelmente até ao momento da big bang. A sua deteção, direta ou indireta, abrirá uma nova visão sobre a física. Com a evolução dos observatórios de ondas gravitacionais, tanto terrestres como espaciais, a concretização de se ouvir o eco gravitacional de quando o universo era muito jovem ou mesmo do início dos tempos está cada vez mais próxima. Estamos ansiosos para que esse momento chegue.

9. Outros projetos

9.1 Outros projetos na mesma senda

9.1.1 Detetores na Terra

O LIGO tem passado por constantes desenvolvimentos ao longo dos anos, com o objetivo de aumentar a sua sensibilidade e capacidade de deteção. Atualmente, faz parte de uma rede global de observatórios de ondas gravitacionais que inclui os dois detetores LIGO nos EUA, o detetor Virgo na Itália, e o KAGRA localizado no Japão. É a colaboração LVK que faz parte do LIGO avançado, LIGO A. Esta colaboração tem permitido detetar eventos com maior precisão, desde a campanha O1 até à O4 que terminou recentemente. A campanha O5 começa em 2027. Atualmente existe a proposta de um LIGO A+, o LIGO ainda mais avançado, para se poder detetar objetos ainda mais distantes e com sinal ainda mais fraco.

A próxima geração de observatórios já está a ser concebida e promete revolucionar ainda mais a astronomia gravitacional. Na senda do LIGO, usando interferómetros de Michelson na Terra, entre os projetos em desenvolvimento destacam-se:

O LIGO Voyager, uma proposta de próxima geração de detetores baseada numa modernização dos atuais interferómetros, com o objetivo de aumentar a sua sensibilidade, especialmente a baixas frequências. É uma versão muito melhorada dos detetores atuais.

O Cosmic Explorer é um projeto dos Estados Unidos para construir um detetor de ondas gravitacionais de terceira geração, com uma sensibilidade muito superior à dos instrumentos atuais. Com braços de 40 km, i.e., dez vezes mais longos que os do LIGO, o Cosmic Explorer tem os seguintes objetivos científicos: observar milhões de fusões de buracos negros e estrelas de neutrões; investigar a formação dos primeiros buracos negros e a expansão do universo; testar a gravitação em condições extremas; explorar novas leis fundamentais da física; detetar ondas gravitacionais fracas e de longa duração, provenientes das regiões mais distantes e antigas do universo. A infraestrutura será construída em regiões

apropriadas dos EUA, como o Texas ou o Novo México, com início das operações previsto para cerca de 2040.

O Einstein Telescope é um projeto europeu para construir um detetor de ondas gravitacionais também de terceira geração, com sensibilidade cerca de 10 vezes superior aos detetores LIGO, Virgo e Kagra. Será um interferómetro subterrâneo, com três braços de 10 km em formato triangular, instalado a cerca de 200 metros de profundidade para reduzir o ruído sísmico. Os objetivos científicos são: observar milhares de fusões de buracos negros e estrelas de neutrões por ano; detetar ondas gravitacionais contínuas e do universo primordial; estudar a formação das primeiras estruturas cósmicas; conhecer a física das estrelas de neutrões; testar a relatividade geral. A localização em estudo aponta para a Sardenha, Itália, ou para uma região na fronteira entre Bélgica, Alemanha e Países Baixos. Projeta-se que comece a operar pelo ano 2040.

9.1.2 Detetores no espaço

LISA, sigla de Laser Interferometer Space Antenna, é uma missão espacial conjunta da agência espacial europeia, a ESA, com participação da agência espacial americana, a NASA, projetada para ser o primeiro observatório espacial de ondas gravitacionais. Será constituído por três satélites separados por 2,5 milhões de km, formando um triângulo equilátero em órbita ao redor do Sol. Os satélites funcionam como interferómetros dois a dois. Cada satélite envia e recebe feixes de laser, medindo variações mínimas nas distâncias causadas pela passagem de ondas gravitacionais. O LISA irá detetar ondas gravitacionais de baixa frequência, frequências entre 10^{-4} Hz e 1 Hz. Os detetores terrestres são cegos a este intervalo por causa do ruído sísmico e atmosférico. Os objetivos científicos do LISA são: fusões de buracos negros supermassivos, i.e., buracos negros com milhões de vezes a massa do Sol; sistemas binários compactos de anãs brancas na Via Láctea; buracos negros de massa intermédia em colisão; sinais do universo primordial, como possíveis ecos do big bang; ondas gravitacionais contínuas, geradas por sistemas binários em órbita estável. Entrará em operação possivelmente em 2040. Em resumo, o LISA será essencial para compreender como crescem os buracos negros supermassivos, testar a relatividade geral em escalas astronómicas e procurar sinais do universo primordial.

A Fig. 17 oferece uma perspetiva clara sobre o que já foi observado e o que se espera vir a ser detetado com os futuros projetos que seguem a mesma linha de investigação do LIGO. Vemos pela figura que os novos observatórios prometem aprofundar o nosso conhecimento do cosmos, aumentando o alcance e a sensibilidade das observações em ondas gravitacionais.

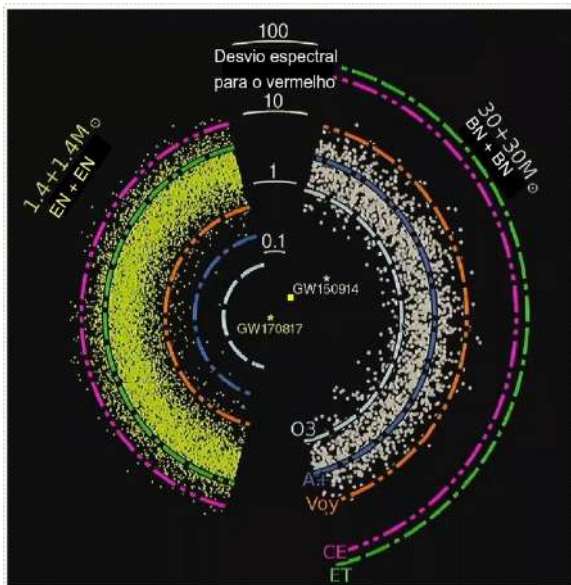


Figura 17 – Uma ideia do que já foi visto e do que será observado com detetores terrestres de ondas gravitacionais no caso de sistemas binários de objetos compactos, i.e., de estrelas de nêutrons (EM) e de buracos negros (BN). Os círculos indicam o desvio espectral para o vermelho z que é um indicador de distância. Quanto maior a distância mais atrás no tempo. Os detetores mostrados aqui são o LIGO Avançado durante sua terceira campanha de observação O3, o LIGO Avançado com a sensibilidade prevista para a quinta campanha de observação, denotado por A+, uma possível atualização do LIGO chamada Voyager, denotada Voy, o Cosmic Explorer (CE) e o Einstein Telescope (ET). Os pontos amarelos e brancos representam a população estatisticamente prevista de fusões de estrelas de nêutrons binárias e fusões de buracos negros binários, respetivamente. Em termos de distância $z=0,1$ é equivalente a 400 Mpc aproximadamente, $z=1$ é equivalente a uma distância de 6000 Mpc, e $z=10$, $z=100$ correspondem a distâncias que se aproximam dos confins do universo visível. A conversão de pc para ano-luz, para quem preferir usar esta última unidade, é $1 \text{ pc} = 3,3 \text{ anos-luz}$. A figura é adaptada de uma figura de um relatório técnico para o projeto Cosmic Explorer por Evans e colaboradores

9.2 Outros projetos noutras sendas

Em 2023, conseguiu-se pela primeira vez detetar um fundo cósmico de ondas gravitacionais de frequência extremamente baixa, um eco distante gerado pela sobreposição de ondas resultantes da fusão de buracos negros supermassivos ao longo da história do universo. Isto foi possível ao se transformar a própria Via Láctea numa espécie de antena gigante, utilizando uma rede de pulsares de milissegundo espalhados pela galáxia. Controlando com altíssima precisão as variações no tempo de chegada dos sinais emitidos por esses pulsares, consórcios internacionais como o NANOGrav dos Estados Unidos, EPTA da Europa, InPTA da Índia e PPTA da Austrália, todos fazendo parte do projeto genérico *pulsar timing array*, com sigla PTA, conseguiram identificar este murmúrio gravitacional. Este sinal, conhecido como fundo estocástico de ondas gravitacionais, abre uma nova frente para a exploração da evolução das galáxias e dos buracos negros em escalas cosmológicas.

Espera-se que, com esta descoberta, surjam novos projetos que aprofundem ainda mais o nosso conhecimento do universo.

9.3 O espectro das ondas gravitacionais: fontes e detetores

As fontes de ondas gravitacionais podem ser muitas. De facto, como a gravitação é universal e não existem objetos isolados, qualquer coisa que se mexa é fonte de ondas gravitacionais. Mas estamos interessados em fontes que gerem ondas que possam ser detetadas. Para isso, as fontes precisam de ter massa muito grande como é atributo de estrelas de nêutrons, buracos negros em sistemas binários compactos e do próprio universo. Na Fig. 18 mostra-se as principais fontes de ondas gravitacionais e os detetores que as podem detetar.



Figura 18 – O espectro das ondas gravitacionais com as fontes e os detetores apropriados para essas fontes. A figura é adaptada de uma figura da NASA de divulgação para a missão LISA.

10. O presente e o futuro

No presente, estamos a assistir ao nascimento de uma nova ciência: a astronomia de ondas gravitacionais. Começam a surgir os primeiros indícios sobre a formação e interação de objetos extremamente massivos, como buracos negros de massas estelares e estrelas de nêutrons. Os mecanismos centrais por detrás das explosões de raios gama têm-se revelado paulatinamente. Além disso, tem-se feito progressos na investigação das possíveis contribuições de diversos tipos de buracos negros, incluindo os primordiais, para a elucidação do problema da matéria escura.

Num futuro não muito distante, talvez nas próximas três décadas, poderemos detetar em tempo real fusões de buracos negros supermassivos, resultado de colisões entre galáxias inteiras. É possível que cheguemos até a captar o eco das ondas gravitacionais geradas nos instantes iniciais do próprio big bang. Estaremos, assim, perante uma revolução na observação do universo.

No entanto, uma questão central ainda permanece em aberto: será possível dar um passo decisivo na física fundamental e compreender, de forma definitiva, a gravitação em regime de campo forte? Em outras palavras, é a relatividade geral válida em todas as escalas, exceto por hipótese na escala de Planck, ou é o regime de campo forte regido por alguma teoria modificada da gravitação?

11. Conclusão

A detecção das ondas eletromagnéticas ao longo de todo o seu espectro foi sendo feita de forma gradual. As ondas de rádio foram detetadas por Hertz, físico alemão, em 1886, durante experimentos realizados para confirmarem a teoria eletromagnética de Maxwell, físico inglês. As ondas infravermelhas foram identificadas por Herschel, astrónomo inglês, em 1800, ao observar o aquecimento causado pela luz solar além do vermelho visível. As ondas luminosas, a luz visível, não têm propriamente um marco de descoberta na história da humanidade: desde sempre as percebemos. Nossos olhos são, na prática, detetores naturais desse tipo de radiação eletromagnética, mas não é a despropósito lembrar que foi Newton quem primeiro percebeu que a luz branca é composta de sete cores ao fazer passar a luz do Sol através de um prisma, uma descoberta que ele publicou em 1672 e que lançou as bases da ótica moderna. A radiação ultravioleta foi descoberta por Ritter, físico alemão, em 1801, ao investigar os efeitos da luz solar além do violeta. Os raios X foram descobertos em 1895 por Röntgen, físico alemão, que observou uma radiação desconhecida capaz de atravessar materiais opacos. Por fim, os raios gama foram identificados por Villard, químico francês, em 1900, ao escrutinar a radiação emitida por substâncias radioativas. Ondas de gravidade misturadas com matéria são conhecidas desde os primórdios da humanidade. A ondulação do mar é, neste sentido, uma onda de gravidade na água. Um tremor de terra pode ser entendido como uma onda gravitacional propagando-se pela crosta terrestre. Ambas dependem da constante de gravidade g , que rege a gravidade na superfície da Terra e é fundamental para a existência destas ondas mecânico-gravítica. Já as ondas de gravidade puras, manifestações diretas da vibração do espaço-tempo prevista pela teoria da relatividade geral e que dependem somente da constante da gravitação universal G e da velocidade da luz c , foram detetadas pela primeira vez pela humanidade no evento histórico de 14 de setembro de 2015. Nesse dia, o LIGO registou a passagem destas ondas oriundas da fusão de dois buracos negros distantes.

Agradecimentos

Agradeço a Carlos Herdeiro e a Jorge Rocha pela colaboração como editores incansáveis desta edição especial da Gazeta de Física sobre ondas gravitacionais, comemorativa dos dez anos da sua detecção. Agradeço a Bernardo Almeida, diretor da Gazeta de Física, ter gostado da ideia de se ter esta edição especial e ter me deixado escrever um artigo de 17 páginas para esta edição da revista. Agradeço a Amaro Rica da Silva pela ajuda na elaboração deste texto, em particular com as fontes latex para .doc, e com a geração de figuras através do Mathematica. Agradeço à Fundação para a Ciência e Tecnologia - FCT por apoio financeiro através do projeto UIDB/00099/2020.

Nota

Este artigo baseia-se nos colóquios que tenho proferido desde 2017 sobre a ciência de ondas gravitacionais e os métodos desenvolvidos para a sua detecção. Destacam-se, em particular, o colóquio apresentado no Departamento de Física do Instituto Superior Técnico, "The Nobel Prize in Physics 2017:

Gravitational Waves and the LIGO Detector", realizado a 18 de outubro de 2017, imediatamente após o anúncio do prémio Nobel, e a aula ministrada na XIX Brazilian School of Cosmology and Gravitation no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Rio de Janeiro, sob o título "Black Holes and Gravitational Waves Part II: Gravitational Waves", a 17 de setembro de 2024.

Abaixo apresenta-se uma bibliografia, recomendada para aprofundar a compreensão dos temas abordados neste artigo. Os artigos e livros de divulgação científica incluídos são particularmente interessantes e oferecem uma leitura acessível. Os livros texto contendo capítulos sobre ondas gravitacionais são todos de excelente qualidade. O livro do Ryder foi especialmente útil para este trabalho, parte da nossa análise de ondas gravitacionais foi adaptada deste livro. O artigo que anuncia a detecção da primeira onda gravitacional merece, no mínimo, uma consulta atenta, tal como o comunicado oficial do Prémio Nobel correspondente, ambos fundamentais para compreender a relevância histórica da descoberta. Esta bibliografia não é exaustiva, mas oferece uma base para quem quer explorar o tema com maior profundidade.

Bibliografia

Artigos de divulgação e de revisão em ondas gravitacionais:

- [1] J. D. Toniato, "O que são ondas gravitacionais?", *Cadernos de Astronomia* 2(2), 6 (2021).
- [2] S. Speziale, D. A. Steer, "An introduction to gravitational wave theory", in *4th MaNiTou Summer School on Gravitational Waves* (CNRS contemporary Encyclopaedia Sciences, ISTE, London, 2025); arXiv:2508.21817 [astro-ph].
- [3] C. A. R. Herdeiro, J. P. S. Lemos, J. V. Rocha, *Ondas Gravitacionais Dez Anos Depois*, *Gazeta de Física* 48(2), 1 (2025).

Livros de divulgação em ondas gravitacionais:

- [4] M. Bartusiak, *Einstein's Unfinished Symphony: The Story of a Gamble, Two Black Holes, and a New Age of Astronomy* (Yale University Press, New Haven, 2017).
- [5] H. Collins, *Gravity's Kiss: The Detection of Gravitational Waves* (MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 2017).
- [6] G. Schilling, *Ripples in Spacetime: Einstein, Gravitational Waves, and the Future of Astronomy* (The Belknap Press of Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 2017).

Livros texto com capítulos sobre ondas gravitacionais:

- [7] C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation* (Freeman, San Francisco, 1973); nova edição (Princeton University Press, Princeton, 2018).
- [8] B. F. Schutz, *A First Course in General Relativity* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985); nova edição (Cambridge University Press, Cambridge, 2022).
- [9] M. Maggiore, *Gravitational Waves 1: Theory and Experiment* (Oxford University Press, Oxford, 2007).
- [10] L. Ryder, *Introduction to General Relativity* (Cambridge University Press, Cambridge, 2009).

O trabalho que anunciou a primeira detecção de ondas gravitacionais:

- [11] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration), "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger", *Physical Review Letters* 116, 061102 (2016); arXiv:1602.03837 [gr-qc].

O prémio Nobel da Física de 2017 para ondas gravitacionais:

- [12] The Nobel Committee for Physics, "Scientific background: The laser interferometer gravitational-wave observatory and the first direct observation of gravitational waves", *Advanced Information Kungliga Vetenskapsakademien* (2017), <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2020/advanced-information/>.
- [13] J. P. S. Lemos, "Os prémios Nobel de física para astrofísica e gravitação e o prémio Nobel para buracos negros: Passado, presente e futuro", *Gazeta de Física* 44(2/3), 58 (2021); versão inglesa em J. P. S. Lemos, "The Nobel Prizes in Physics for astrophysics and gravitation and the Nobel Prize for black holes: Past, present, and future", arXiv:2112.14346 [physics.hist-ph] (2021).



José Pizarro de Sande e Lemos nasceu em 1957, em Lisboa. Frequentou o Colégio São João de Brito e o Liceu Camões, em Lisboa, e também o Colégio São Vicente, no Rio de Janeiro. Em 1982, obteve o grau de Mestre em Física pela Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, com uma dissertação dedicada aos aspetos quânticos e termodinâmicos dos buracos negros. Prosseguiu os estudos na Universidade de Cambridge, onde completou o exame Part III of the Mathematical Tripos, tendo sido premiado com a menção Distinction e eleito Senior Scholar do Trinity College. Concluiu o PhD em Astrofísica e Gravitação em 1987, na mesma universidade, com uma tese sobre o colapso gravitacional e a formação de buracos negros. Entre 1988 e 1996, foi Investigador Titular no Observatório Nacional do Rio de Janeiro, onde fundou um grupo de investigação em física e astrofísica de buracos negros. Após realizar provas de agregação, integrou em 1996 o corpo docente do Departamento de Física do Instituto Superior Técnico (IST), onde liderou a formação de um grupo de investigação em teoria de buracos negros e gravitação. Desde então, orientou numerosas teses de doutoramento e mestrado, desenvolveu colaborações científicas internacionais de grande relevância e contribuiu de forma decisiva para o avanço da área. É atualmente Professor Catedrático do Departamento de Física do IST, instituição onde já exerceu as funções de Presidente do Departamento. É também investigador do Centro de Astrofísica e Gravitação (CENTRA), que presidiu durante dez anos. José Sande Lemos é autor de cerca de 200 publicações científicas em revistas internacionais de referência, nas áreas da astrofísica relativista, gravitação, buracos negros, ondas gravitacionais, cosmologia e física fundamental, totalizando mais de 10 mil citações. Foi distinguido com o Prémio UL/Santander, atribuído ao docente e investigador da Universidade de Lisboa com maior destaque pelo número e impacto das suas publicações científicas. Recebeu o Outstanding Referee Lifetime Award da American Physical Society, em reconhecimento pela excelência dos seus pareceres científicos. É membro fundador da Sociedade Portuguesa de Relatividade e Gravitação.