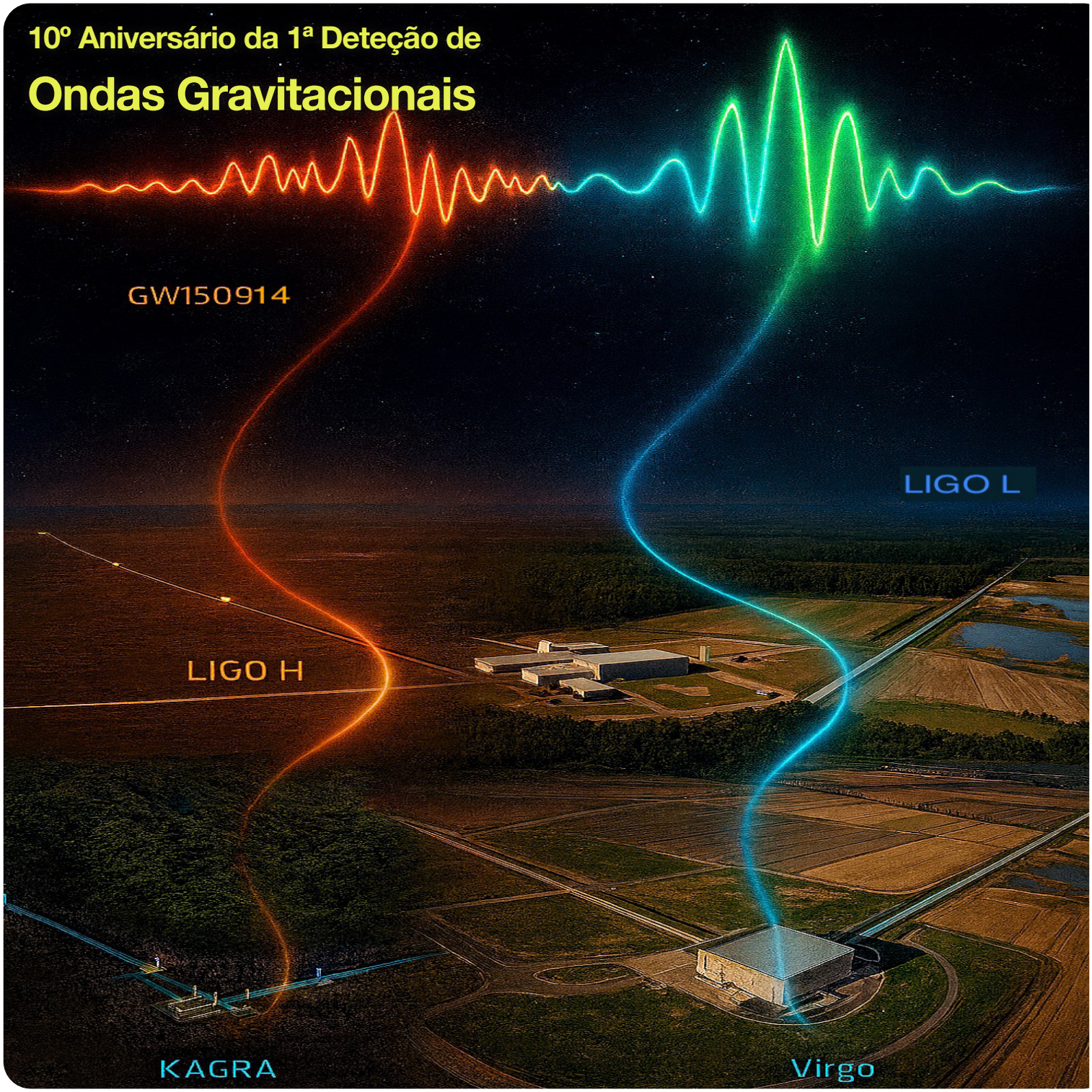
GAZETA DE física

Para os físicos e amigos da física.
WWW.GAZETADEFISICA.SPF.PT

SOCIEDADE PORTUGUESA DE FÍSICA / VOL. 48 - N.º 2 / Outubro / 2025 / Periodicidade: 3 x Ano / €5,00

10º Aniversário da 1ª Deteção de Ondas Gravitacionais



sp física
SOCIEDADE PORTUGUESA DE FÍSICA

Índice

1 **Editorial**

enquadramento
2 **Quando o espaço-tempo vibra:** uma introdução às ondas gravitacionais
José Pizarro de Sande e Lemos

enquadramento
20 **Breve(s) história(s) das** onda(s) gravitacionais
Carlos A. R. Herdeiro

artigo geral
25 **Os primeiros 10 anos de detecções** pelo observatórios de ondas gravitacionais!
Riccardo Sturani

artigo geral
28 **Os pulsares e as ondas gravitacionais:** sobre a primeira e a terceira janelas de ondas gravitacionais
Paulo C. C. Freire

artigo geral
33 **Cosmologia e ondas gravitacionais:** o nascimento da cosmologia moderna
Pedro G. Ferreira

artigo geral
38 **Estrelas de neutrões** como laboratórios de física
Constança Providência, Milena Albino, João Cartaxo, Valéria Carvalho, Tiago Custódio, Luigi Scurto, Márcio Ferreira, Tuhin Malik, Helena Pais

artigo geral
44 **Ondas gravitacionais** como detetores de novas partículas
Richard Brito

artigo geral
50 **Um rumor** primordial
Lara Sousa

artigo geral
54 **Ondas gravitacionais** do universo primordial
António P. Morais

artigo geral
57 **Ondas gravitacionais** para além da Relatividade Geral
Jorge V. Rocha

artigo geral
64 **A era da precisão nos** modelos computacionais de ondas gravitacionais
Ulrich Sperhake

artigo geral
76 **A inteligência artificial sobe ao palco:** ondas gravitacionais e aprendizagem automática
José A. Fonte

artigo geral
82 **Dez anos de astronomia** de ondas gravitacionais
Emanuele Berti

86 **Notícias**

Facebook: https://www.facebook.com/Gazeta.de.Fisica
Instagram: https://www.instagram.com/gazetadefisica

CRÉDITOS
Imagem da capa: Composição de imagens efetuada por Carlos Herdeiro

Editorial

A deteção direta das ondas gravitacionais, em 14 de setembro de 2015, assinalou o início de uma nova era na nossa exploração do Universo. Este marco, coroado com a atribuição do Prémio Nobel da Física de 2017, representou a confirmação de uma previsão centenária da relatividade geral de Einstein e a abertura de uma nova janela de observação cósmica. Tal como aconteceu antes com a descoberta dos raios X, da radioastronomia ou dos telescópios espaciais, a astronomia de ondas gravitacionais acrescenta uma perspetiva inédita à nossa compreensão do cosmos.

As ondas gravitacionais permitem-nos captar a colisão de buracos negros e de estrelas de neutrões, testemunhar a dança de objetos compactos em espiral até à fusão final, e perspetivar a deteção de sinais mais subtis, como os provenientes de supernovas, de buracos negros supermassivos ou até do eco primordial do big bang. Esta nova área da ciência resulta da extraordinária convergência entre avanços teóricos, desenvolvimentos experimentais de grande escala — verdadeiras catedrais da ciência moderna, como os interferómetros LIGO, Virgo e KAGRA — e uma comunidade científica internacional que soube persistir durante décadas até alcançar o objetivo.

O impacto desta conquista vai muito para além da astrofísica. O estudo das ondas gravitacionais desafia os atuais métodos matemáticos, impulsiona a tecnologia de lasers e sistemas de isolamento sísmico, e coloca questões fundamentais sobre a gravitação, a matéria escura e a origem do Universo. É um domínio em que física fundamental e aplicações tecnológicas se encontram, reforçando a importância de investir na investigação básica.

O número especial da Gazeta de Física aqui apresentado reúne contributos de colegas que exploram as várias facetas das ondas gravitacionais: a sua história e fundamentos, as deteções realizadas e as que se perspetivam, as fontes astrofísicas e cosmológicas, os métodos experimentais, numéricos e teóricos que tornam possível esta nova ciência. O volume testemunha também a vitalidade desta área em Portugal, que tem sabido integrar-se nas grandes colaborações internacionais.

Agradecemos a todos os autores que contribuíram para este volume, e a um número cada vez maior de investigadores e entusiastas que se tem dedicado a esta temática no nosso país. Com este número celebramos não apenas o triunfo de uma previsão teórica notável, mas também o entusiasmo de assistir, em tempo real, à abertura de uma nova visão sobre o cosmos.

Carlos A. R. Herdeiro
José P. S. Lemos
Jorge V. Rocha

Ficha Técnica

Estatuto Editorial
http://www.spf.pt/gazeta/editorial

Propriedade | Sede | Redacção | Editor
Sociedade Portuguesa de Física
Av. da República, 45 – 3º Esq.
1050-187 Lisboa
Telefone: 217 993 665

Director
Bernardo Almeida

Editores
Francisco Macedo
Olivier Pellegrino

Secretariado
Maria José Couceiro - mjose@spf.pt

Comissão Editorial
Pedro Abreu - Presidente da SPF
Gonçalo Figueira - Anterior Diretor Editorial
Teresa Peña - Anterior Diretor Editorial
Carlos Fiolhais - Anterior Diretor Editorial
Ana Luísa Silva - Física Atómica e Molecular
Ana Rita Figueira - Física Médica
Augusto Fitas - Grupo História da Física
Deolinda Campos - Educação
Carlos Silva - Física dos Plasmas
Constança Providência - Física Nuclear
Joaquim Moreira - Física da Matéria Condensada
José Marques - Física Atómica e Molecular
Luís Matias - Geofísica, Oceanografia e Meteorologia
Manuel Marques - Óptica e Laser
Nuno Castro - Física Partículas
Rui Agostinho - Astronomia e Astrofísica
Sofia Andringa - Física Partículas

Correspondentes
Eduardo Castro - Delegação Norte
Cristina Monteiro - Delegação Centro
Jorge Sampaio - Delegação Sul e Ilhas

***Design* / Produção Gráfica**
Double Dot Consulting
geral@doubledot.pt

Impressão
ACD Print
Rua Marquesa d'Alorna Nº12-A, 2620-271 Ramada – Odivelas
www.acdprint.pt | geral@acdprint.pt

NIPC 501094628 **Registo ERC** 110856
ISSN 0396-3561 **Depósito Legal** 51419/91
Tiragem 1 000 Ex.

Periodicidade: 3 x Ano
As opiniões dos autores não representam necessariamente posições da SPF.

Preço N.º Avulso 5,00 € (inclui I.V.A.)
Assinatura Anual 15,00 € (inclui I.V.A.)
Assinaturas Grátis aos Sócios da SPF.

2
enquadramento
VOL. 48 - N. 2

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

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

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 respetivos 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 anónimo 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 troika.

- 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.

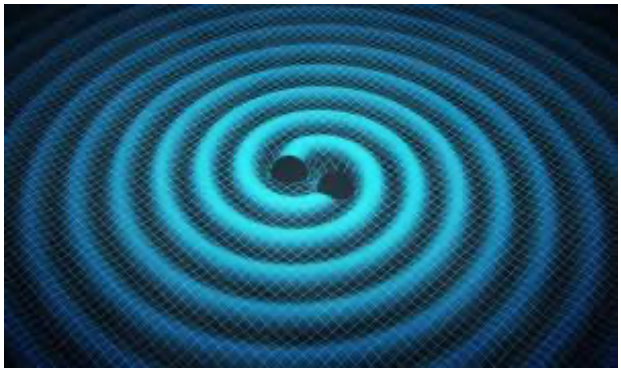


Figura 1 – Representação de dois buracos negros em rota de colisão numa espiral convergente emitindo ondas gravitacionais.

- 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 fenómenos 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. Comecemos então com a métrica para uma onda gravitacional,

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

onde $\eta_{ab} = \mathrm{diag}[-1,1,1,1]$ 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

$$\Box h_{ab} = 0, \qquad (3)$$

onde $\Box h_{ab}$ significa o d'Alembertiano de h_{ab}, i.e., $\Box h_{ab} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 h_{ab}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 h_{ab}}{\partial z^2}$, 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 $h\left(t - \frac{z}{c}\right) = h\,\mathrm{sen}\,\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)$. 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 $h_{xx} = -h_{yy} = h\,\mathrm{sen}\,\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)$. Em forma sucinta, a solução para h_{ab} é representada por uma matriz 4×4 do seguinte modo,

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

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

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

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 $z = 0$.

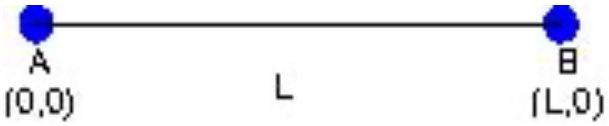


Figura 2 - Duas partículas-teste A e B separadas por uma distância L ao longo do eixo dos x. À passagem de uma onda gravitacional as partículas vão oscilar ao sabor da onda.

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 $h_{xx}(t,0) = h\,\mathrm{sen}\,\omega t$, temos

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2}h\,\mathrm{sen}\,\omega t. \qquad (6)$$

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 $\frac{\Delta L}{L} = -\frac{1}{2}h\,\mathrm{sen}\,\omega t$, 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., $h = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_{\text{maximo}}$. 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.

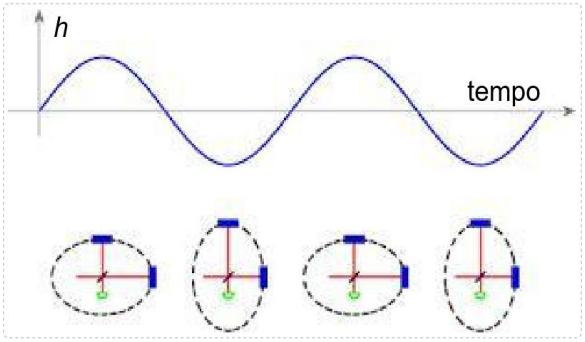


Figura 3 - A parte de cima da figura mostra a deformação h com o tempo quando a onda gravitacional passa pelas partículas teste colocadas no eixo x ou no eixo y. A parte de baixo mostra que as partículas oscilam no plano $x \times y$ com polarização +.

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

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

É chamada solução × devido à rotação de 45º dos eixos de polarização, é a onda com polarização ×. 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 × denotamo-lo por $h_\times$. A solução geral é então

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

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 $\Box h_{ab} = \frac{16\pi G}{c^4}\left(T_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} T^c_c\right)$, 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

$$\Box\, h_{ab} = \frac{16\pi G}{c^4} T_{ab}. \qquad (9)$$

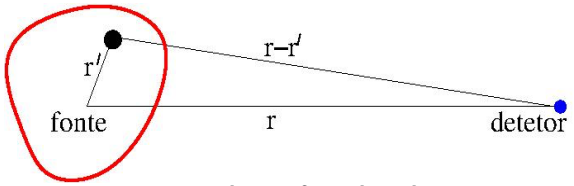


Figura 4 - Representação de uma fonte de ondas gravitacionais e do detetor correspondente. Um pedaço da fonte está em r', onde r' representa o vetor posição desse pedaço relativo a uma origem dada. O vetor posição do detetor relativamente à origem é r. O vetor posição do pedaço da fonte ao detetor é $r - r'$. As distâncias são obtidas tirando o módulo dos vetores posição. Cada pedaço da fonte é caraterizado 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, $h_{ab}(r,t) = \frac{1}{4\pi}\frac{16\pi G}{c^4}\int \frac{1}{|r-r'|} T_{ab}\left(r', t - \frac{|r-r'|}{c}\right) d^3x'$, 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

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

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 $\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int T^{00} d^3x = -\int \frac{\partial T^{0k}}{\partial x^k} d^3x$, onde a integral é sobre o espaço. Usando o teorema da divergência o último termo fica $\int \frac{\partial T^{0k}}{\partial x^k} d^3\text{x} = \int T^{0k} d\Sigma_k$, onde Σ_k é uma superfície que delimita a fonte. Mas nessa superfície não há mais fonte e assim $T^{0k} = 0$. Logo, $\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int T^{00} d^3x = 0$ o que implica $\int T^{00} d^3x =$ constante. Do mesmo modo encontra-se que $\int T^{0k} d^3x =$ 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 usámos 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., $\frac{\partial^2 T^{00}}{\partial x^{0^2}} = \frac{\partial^2 T^{ik}}{\partial x^i \partial x^k}$. 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

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

onde o ponto em cima de uma quantidade significa derivada em relação ao tempo, trocámos 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 $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \int c\,\tau_{00} r^2\, \mathrm{d}\Omega$, onde $\mathrm{d}\Omega$ é um elemento de ângulo sólido situado em r qualquer. Usando τ_{00} vem $\frac{dE}{dt} = \frac{G}{8\pi c^5}\int \ddot{I}_{ij}\,\ddot{I}_{ij}\,\mathrm{d}\Omega$. 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

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

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 $\dddot{I}_{ij}$ 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, $\dddot{I}_{ij}$, tem que ser enorme. Tudo o que se mexe é fonte de ondas gravitacionais, mas poucas fontes possuem esta característica de ter um termo $\dddot{I}_{ij}$ 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.

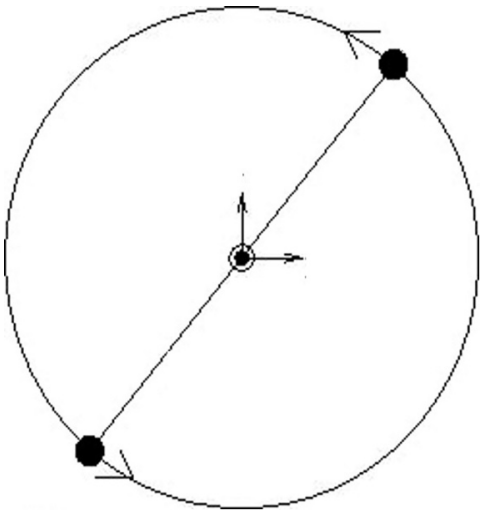


Figura 5. Dois objetos de massa M cada em órbita circular de raio R. Para emissão de ondas gravitacionais suficientemente intensas para serem detetadas, os objetos ou são buracos negros ou estrelas de neutrões.

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

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

Escrevemos $x^i = (x^1, x^2, x^3) = (x, y, z)$. No tempo t, pela figura, uma das estrelas está na posição $(x, y, z) = (R\cos\Omega t, R\,\mathrm{sen}\,\Omega t, 0)$ e a outra em $(x, y, z) = (-R\cos\Omega t, -R\,\mathrm{sen}\,\Omega t, 0)$. 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 $I^{xx} = 2MR^2\cos^2\Omega t = MR^2(1+\cos 2\,\Omega t)$, $I^{yy} = 2MR^2\,\mathrm{sen}^2\,\Omega t = MR^2(1-\cos 2\,\Omega t)$ e $I^{xy} = I^{yx} = 2MR^2\cos\Omega t\,\mathrm{sen}\,\Omega t = MR^2\,\mathrm{sen}\,2\Omega t$, onde se usaram as propriedades das funções trigonométricas. Em forma de matriz vem

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

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

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

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

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

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 $h = \left(\frac{2GM}{c^2R}\right)\left(\frac{2GM}{c^2r}\right)$ 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 respetivos. Ponhamos números, por exemplo $\frac{2GM}{c^2R} \simeq 0{,}1$. Se $\frac{2GM}{c^2} \simeq 100\,\mathrm{km}$ e $r \simeq 100\,\mathrm{Mpc} \simeq 10^{21}\,\mathrm{km}$ 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

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

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

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

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 $\frac{dP/dt}{P} = -\frac{12}{5}\frac{G^3M^3}{R^4c^5}$, onde se usou também a expressão para E. Assim, $\frac{dP}{dt} = -\frac{12}{5}\frac{G^3M^3}{R^4c^5}P$ ou, usando $P = 4\pi\left(\frac{R^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}}$, obtemos $\frac{dP}{dt} = -\frac{12}{5}(4\pi)^{\frac{8}{3}}\left(\frac{GM}{c^3P}\right)^{\frac{5}{3}}$. Invertemos 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,

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

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 deteção 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 estudámos 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.

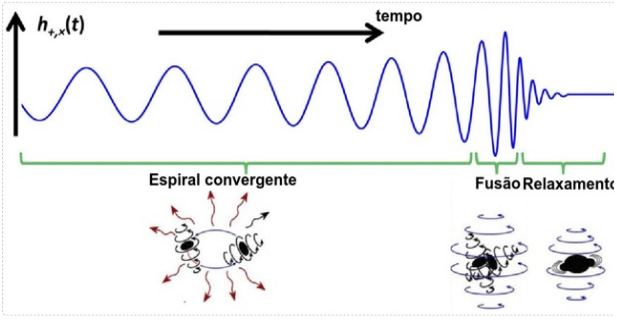


Figura 6 – As três fases da órbita na radiação de ondas gravitacionais mostradas na deformação h tanto na polarização $+$ ou $\times$ em função do tempo.

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 quadrupolarmente, 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 deteção 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 neutrões situam-se na faixa audível pelo ouvido humano. No entanto, para que esses sinais possam ser efetivamente escutados, requerem uma amplificação astronómica.

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 deteção 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.

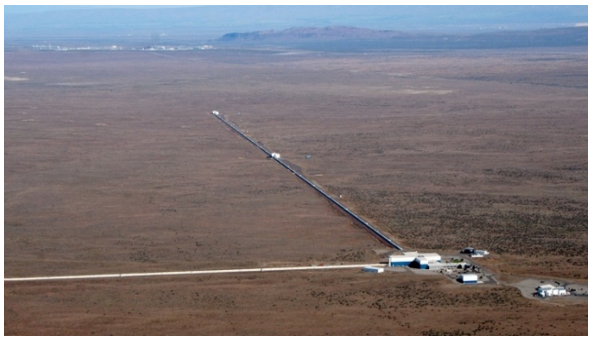


Figura 8 – Vista do observatório LIGO em Hanford, estado de Washington. Os dois braços de 4 km cada, formando um L, são claros.



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 detetar 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.

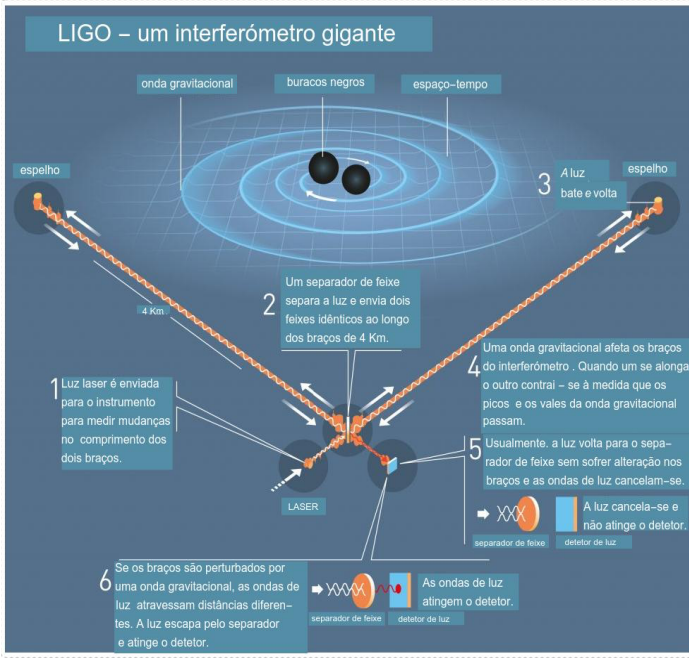


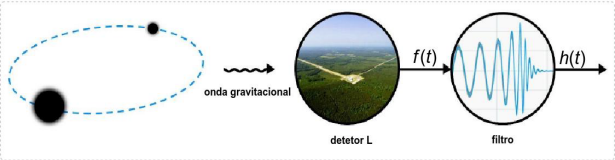
Figura 12 – Esquema do interferómetro LIGO com braços de 4 Km, um interferómetro gigante. Este esquema serve para os outros interferómetros em funcionamento como o Virgo e o KAGRA. Detalhes na figura e no texto principal. A figura é adaptada de uma figura de Jarnestad da Academia Real Sueca de Ciências.

Os detetores de ondas gravitacionais, como o LIGO, Virgo ou KAGRA, utilizam a arquitetura de um interferómetro 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 protão ao longo de seus braços interferométricos. Juntos, os quatro instrumentos aumentam significativamente a capacidade de detetar 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 neutrões.

Estes detetores captam essencialmente ruído, como ruído sísmico, térmico, eletrónico 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 deteção dos primeiros eventos de ondas gravitacionais.

(a)



(b)

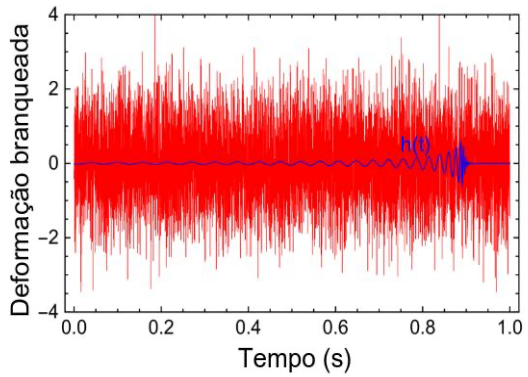


Figura 13 – (a) Esquema de todo o processo, desde onda gerada, onda detetada no detetor em forma de L, onda filtrada $f(t)$ e finalmente a deformação $h(t)$. (b) Visualização da técnica de filtragem por concordância de um sinal. O sinal está totalmente branqueado por ruído. Com a técnica de filtragem 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 deteções indica que a onda gravitacional vem, grosso modo, da direção da deteção 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 deteção 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 deteção 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 interferómetros 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.

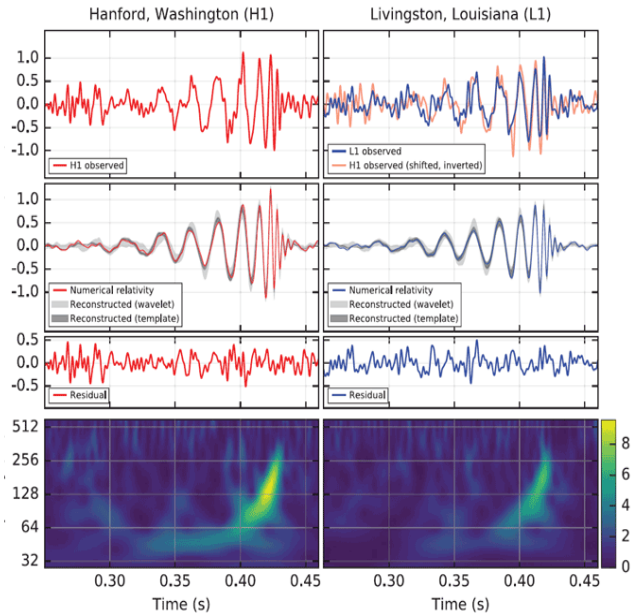


Figura 14 – Gráficos dos sinais da primeira onda gravitacional detetada como publicado pela colaboração LIGO na revista americana Physical Review Letters de 12 de fevereiro de 2016. Ver texto para detalhes.

Debrucemo-nos sobre a Fig. 14. Do lado esquerdo está o sinal de Hanford, do lado direito o de Livingstone. 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 Livingstone 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 $M_c \equiv \frac{M}{2^{\frac{1}{5}}}$. 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

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

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

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

Quando $M_1 = M_2$ a Eq. (20) dá $M_c = \frac{M}{2^{\frac{1}{5}}}$ 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 $f = 120\,\text{Hz}$ aproximadamente, e um $\dot{f}$ dado por $\dot{f} = \frac{128-64}{0{,}03} = 2130\,\text{Hz/s}$ 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 $\frac{2G(M_1+M_2)}{c^2} \geq 210\,\text{km}$. 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 $f = 150\,\text{Hz}$, digamos, significa, como vimos, que a órbita tem a metade da frequência, $\Omega = 75\,\text{Hz}$. 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 $\frac{c}{2\Omega} = 2000\,\text{km}$. Cada objeto tem uma extensão da ordem de $200\,\text{km}$ e estão separados por $2000\,\text{km}$, 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: $M_{\text{og}} = 3M_\odot$.
Massa do buraco negro resultante: $M_{\text{f}} = 62M_\odot$.
Momento angular do buraco negro resultante: $J_f = 0{,}67$
Distância ao evento: $410\,\text{Mpc}$, $z = 0{,}1$.

Algumas notas aqui são importantes. $M_\odot = 2 \times 10^{30}\,\text{kg}$ 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 $1\,\text{pc}$ 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 hidrogénio 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 $30\,\mathrm{Gpc}^{-3}\mathrm{ano}^{-1}$, o que indica que tais eventos não são raros no universo e que ainda há muito para aprender sobre os processos.

6. O Prémio Nobel da Física de 2017

Após o anúncio histórico, em fevereiro de 2016, do evento ocorrido em 14 de setembro de 2015, a primeira deteção de sempre de ondas gravitacionais, o mundo científico imediatamente reconheceu a importância ímpar da descoberta. Logo se formou a expectativa de que o Prémio 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 prémio. Sabia-se, no entanto, que o prémio 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 comité Nobel anunciou: A Academia Real Sueca de Ciências decidiu outorgar o prémio 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 prémio Nobel, não viveu para ver esta atribuição.

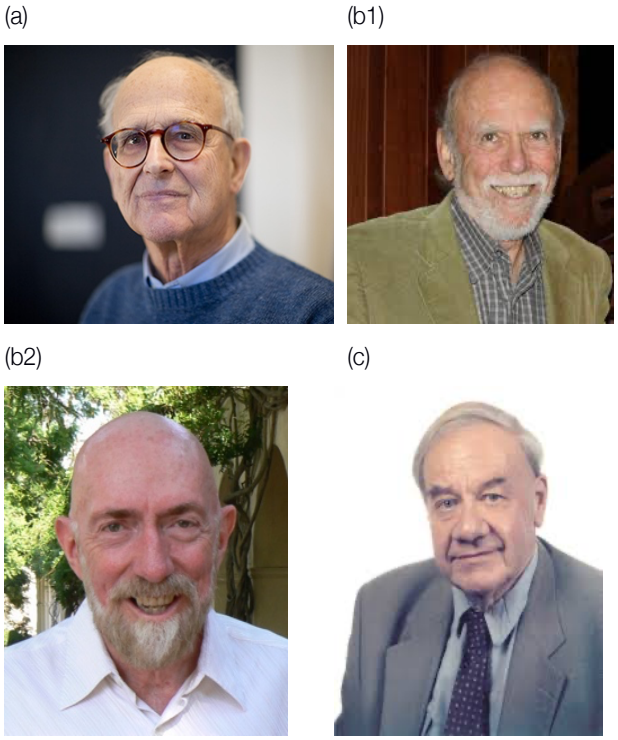


Figura 15 - (a) Rainer Weiss, afiliado ao MIT e LIGO, que recebeu a primeira metade do prémio Nobel da Física de 2017 por ter inventado o detetor apropriado para ondas gravitacionais, um interferómetro de Michelson gigante. (b1) Barry Barish afiliado ao LIGO e (b2) Kip Thorne, afiliado ao Caltech e LIGO, que receberam a segunda metade do prémio 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 prémio.

Com a atribuição do Prémio Nobel da Física de 2017 à deteção 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 delinearam as bases teórica e observacional da física e astrofísica de buracos negros. Esta expectativa concretizou-se em 2020, quando o Prémio 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 $M_1 = 1{,}6\,M_\odot$, $M_2 = 1{,}1\,M_\odot$, $M_{\mathrm{og}} = 0{,}025\,M_\odot$, $M_{\mathrm{f}} = 2{,}8\,M_\odot$, 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 multimensageira 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 eletrão–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.

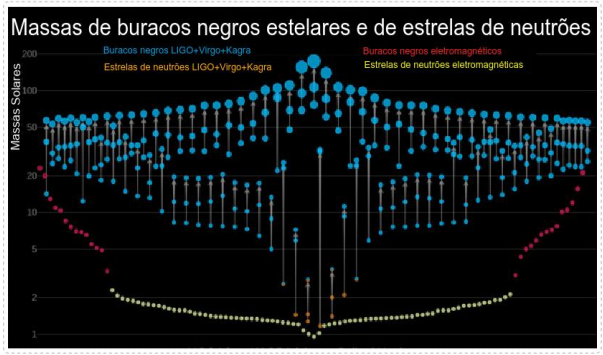


Figura 16 - Massas de buracos negros estelares e de estrelas de neutrões detetadas e observadas. As massas detetadas por ondas gravitacionais pela colaboração LIGO e Virgo estão a azul para buracos negros e a laranja para estrelas de neutrões. As setas brancas ligam as massas dos dois objetos iniciais 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 $H_0 = 70$ (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.

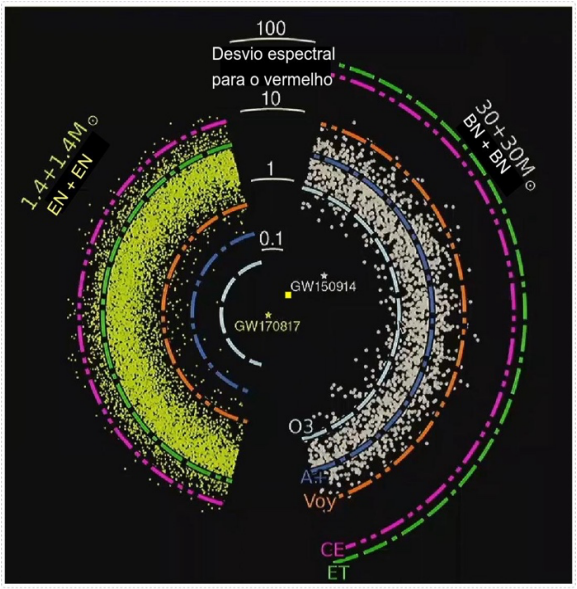


Figura 17 – Uma ideia do que já foi visto e do que será observado com detetores terrestres de ondas gravitacionais no caso de sistemas binários de objetos compactos, i.e., de estrelas de neutrões (EM) e de buracos negros (BN). Os círculos indicam o desvio espectral para o vermelho z que é um medidor 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 neutrões 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 pc = 3,3 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 neutrões, 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.

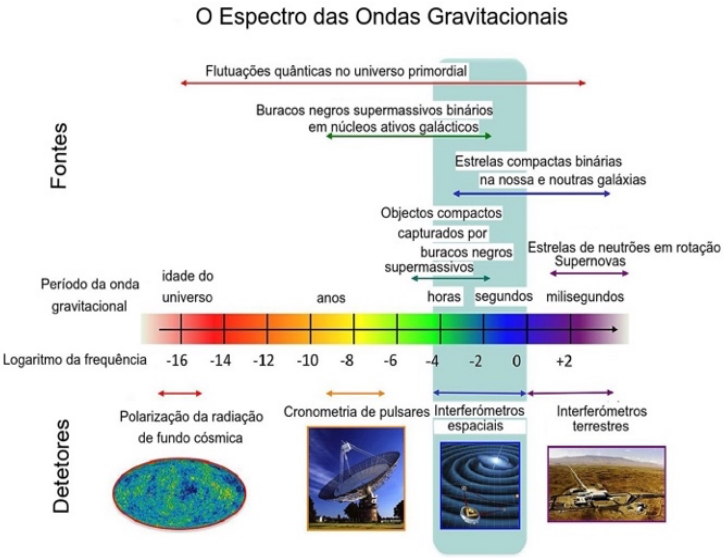


Figura 18 – O espectro das ondas gravitacionais com as fontes e os detetores apropriados para essas fontes. A figura é adaptada de uma figura da NASA de divulgação para a missão LISA.

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 neutrões. 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 deteção 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 confirmaram 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 deteção. 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 deteção. 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 deteção 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 deteção 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.

Quantos animais e plantas vê ao espreitar pela sua janela? Pela nossa, vemos 252 espécies de fauna e mais de 900 espécies e subespécies de flora.

Visite-nos em
biodiversidade.com.pt

BIODIVERSIDADE

by The Navigator Company



20
enquadramento
VOL. 48 - N.2

Breve(s) história(s) das onda(s) gravitacionais

Carlos A. R. Herdeiro

Dept. Matemática e Centro de Investigação em Matemática e Aplicações (CIDMA), Universidade de Aveiro

herdeiro@ua.pt

A primeira detecção de ondas gravitacionais, em 14 de Setembro de 2015, marcou o início de uma nova era na astrofísica. Uma importante parte do Universo dinâmico, até aí invisível, tornou-se acessível. Dez anos depois, revisitamos algumas das histórias que marcaram o primeiro século dos mensageiros da gravidade, desde a sua previsão pela Relatividade Geral de Einstein, até se tornarem uma realidade observacional.

Soluções matemáticas

A história moderna das ondas gravitacionais (OGs) começa a 25 de novembro de 1915, quando Albert Einstein apresentou, na Academia Prussiana de Ciências em Berlim [1], a versão final da sua nova teoria da gravitação: a Relatividade Geral (RG). Nesse dia, foram reveladas as equações de campo de Einstein, que se tornariam a base desta teoria.

Na RG, a gravidade propaga-se a uma velocidade finita. Isso significa que, ao alterar a posição de uma massa, o campo gravitacional não muda instantaneamente, mas sim de forma gradual. Este comportamento contrasta com a gravitação Newtoniana, onde os efeitos seriam sentidos de forma imediata — algo incompatível com a noção de causalidade estabelecida pela teoria da relatividade restrita, publicada por Einstein em 1905 [2]. Já no eletromagnetismo, as leis de Maxwell, formuladas nos anos 1860 [3], já previam que a interação eletromagnética se propaga no vazio a uma velocidade finita: a velocidade da luz, aproximadamente 300 000 km/s.

Para investigar a propagação da gravidade e a sua velocidade, Einstein estudou em 1916 as suas equações em regiões sem matéria, analisando pequenas perturbações no campo gravitacional [4]. Essa abordagem revelou que as equações previam a existência de OGs, semelhantes às ondas eletromagnéticas, e que pelo menos uma das suas formas transportava energia, propagando-se exatamente à velocidade da luz.

No entanto, em 1918 [5], Einstein percebeu que duas das três classes de ondas que havia identificado não eram reais: tratavam-se apenas de artefactos matemáticos — flutuações nas coordenadas, e não na gravidade em si. Em 1922, o astrofísico Arthur Eddington ironizou esse fenómeno dizendo que essas ondas "viajavam à velocidade do pensamento" [6], uma expressão que acabou por simbolizar o ceticismo persistente, durante várias décadas, quanto à existência física das OGs.

Serão reais?

Uma onda física viajante, seja de água, na corda de uma guitarra ou electromagnética, transporta energia. Contudo, a questão "uma OG transporta energia?" é delicada.

No electromagnetismo, o valor dos campos eléctrico e magnético num certo ponto definem a energia do campo nesse ponto, medida por um certo observador. Em particular, determina-se a energia transportada por uma onda electromagnética sem ambiguidades. Na RG, por outro lado, o "campo" gravitacional em qualquer ponto é nulo para uma certa classe de observadores: aqueles que estão em queda livre. Este simples facto cria um obstáculo na definição local (isto é, num ponto) da energia da interacção gravitacional, em RG. Em particular, cria também ambiguidades na determinação da energia transportada pelas OGs que Einstein estudou em 1916/18.

Se não é claro se as OGs transportam energia, será que têm realidade física? Ou serão artefactos matemáticos? Este debate arrastou-se durante várias décadas. Einstein voltou ao assunto em 1936. Numa carta a M. Born escreveu *"Juntamente com um jovem colaborador, cheguei à interessante conclusão que OGs não existem, embora tivessem sido assumidas como uma certeza na primeira aproximação."* Esta correspondência é o início de um curioso episódio que colocou Einstein em litígio com a revista científica *Physical Review* [7]. No final, Einstein retratou-se, admitindo que a situação era inconclusiva. E foi este o seu canto de cisne sobre o dossier OGs.

Em 1957, dois anos depois da morte de Einstein, ocorreu uma conferência sobre gravitação em Chapel Hill, nos EUA. Participou a elite científica da área, bem como outros cientistas de renome, entre os quais R. Feynman. A controvérsia sobre a realidade física das OGs perdurava, centrando-se em tentativas (sem consenso) de definir matematicamente a energia local da interacção gravitacional. Feynman sugere uma nova perspectiva, que seria decisiva na persuasão da comunidade: em vez de discutir se transportam energia, será que podemos estabelecer se as OGs realizam trabalho, quando interagem com a matéria?

Baseado no (à altura) recente entendimento de como as OGs afetam a matéria, desenvolvido principalmente for F. Pirani, Feynman propôs uma experiência conceptual simples: "*as argolas pegajosas*" [8,9]. Imagine-se uma vara com uma superfície com atrito e com duas argolas enfiadas, que ficam a uma certa distância. O efeito de uma OG, por exemplo sinusoidal, que passe pelo sistema é provocar uma aceleração relativa das partículas do sistema (ex., ao longo da vara), contraindo ou expandindo o sistema, conforme a fase da onda. As argolas responderão a este efeito de maré com maior amplitude do que as partes da vara, dado que são livres de deslizar sobre a vara. Mas ao deslizar, o atrito implica a deposição de energia, que terá de provir da OG. Logo as OGs têm de transportar energia, pois podem realizar trabalho.

Têm de ser reais!

Tendo compreendido como se propagam e interagem com a matéria, falta responder a outra questão central: o que gera OGs? Einstein respondeu corretamente a esta pergunta no seu artigo de 1918 [5]. OGs são geradas, genericamente, quando há fontes de gravitação aceleradas [10]. Em termos astrofísicos, a fonte mais comum é um binário de astros em órbita em torno do centro de gravidade comum. Contudo, a potência emitida é, em primeira ordem, proporcional a G/c^5, onde G é a constante de gravitação universal. A pequenez deste número (em unidades SI) requer que fontes astrofísicas detetáveis tenham de possuir massas, morfologias e propriedades dinâmicas notáveis.

Porém, mesmo sem detetar OGs pode-se detetar o seu efeito na *fonte*. Como as OGs emitidas transportam energia, a fonte perde energia. Consequentemente, no caso de um sistema binário, a distância entre os astros diminui, tal como o período orbital. Para, por exemplo, o binário Terra-Sol, este efeito é demasiado pequeno para ser observável. Mas em 1975 foi descoberto o primeiro binário de estrelas de neutrões, que são muito compactas, onde uma das estrelas é vista como pulsar [11]. Observando o sistema ao longo de alguns anos [12] detectou-se uma variação do período orbital em concordância com a previsão da RG, devida à emissão de OGs, conclusão confirmada por décadas de observações deste [13] e de outros sistemas binários compactos [14]. Estas observações dissiparam qualquer dúvida sobre a realidade das OGs e deram o prémio Nobel da Física de 1993 a R. Hulse e J. Taylor [15]. Faltava, "apenas", a detecção direta de OGs.

Criando um observatório de OGs

Entre 1967 e 1972, R. Weiss (do MIT nos EUA) começou a estudar a possibilidade de detectar OGs com interferómetros de *Michelson-Morley*. A motivação para estes detectores resulta do efeito de maré que as OGs imprimem na matéria, produzindo acelerações relativas com sinal contrário em direcções ortogonais: quando a OG estica a matéria numa direção, contrai-a na direção ortogonal. Este efeito é denominado *quadrupolar*.
A partir de 1968, K. Thorne (do CalTech) iniciou esforços teóricos sobre fontes de OGs e as características do sinal, com vista à sua detecção. Em 1980 a *National Science Foundation* (NSF) dos EUA, financiou o estudo de um longo interferómetro liderado pelo MIT e no ano seguinte o CalTech construiu um protótipo de 40 metros. O MIT e o CalTech acabariam por juntar os seus esforços formando o *Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory* (LIGO) [16]. Em 1994 o LIGO tornou-se o maior projecto financiado na história da NSF. Foram escolhidas duas localizações para dois interferómetros gémeos, nos EUA, separados por 3002 km. A construção iniciou-se em Hanford (Washington) em 1994 e em Livingston (Louisiana) em 1995. Os dois interferómetros, ambos em forma de L, têm braços de aproximadamente 4 kms.

O LIGO inicial operou entre 2002 e 2010 não tendo detectado OGs (como esperado). O LIGO avançado, uma versão mais sensível dos instrumentos, iniciou a sua primeira sessão de observação (designada por O1) em Setembro de 2015, com uma expectativa real de, 100 anos depois da RG, detetar uma das suas mais notáveis previsões.

A primeira deteção (GW150914)

A 14 de Setembro de 2015 foi feita a primeira detecção, designada (como todas as outras) pela data: GW150914 [17]. Cada detecção fornece uma forma de onda, que sumariza a forma como o detector vibrou durante a passagem da OG. Uma vibração consistente tem que ocorrer em ambos os interferómetros, para o LIGO assumir que uma detecção foi feita, o que explica a necessidade de duplicação dos detectores.

A interpretação da forma de onda, por outro lado, exige modelação teórica, para compreender a possível fonte. Por isso, a comunidade de gravitação relativista preparou, durante a década anterior à detecção, bibliotecas de formas de onda para os eventos mais prováveis, como binários de buracos negros (BNs) ou de estrelas de neutrões, varrendo os diferentes parâmetros do sistema [18]. Por exemplo, um binário de BNs (sem rotação individual, que designaremos por "spin" [19]) em órbitas quasi-circulares produz uma forma de onda com uma frequência e amplitude que aumentam monotonicamente à medida que os dois BNs se aproximam, até à fusão num único BN, altura em que a amplitude é maximizada. Segue-se a fase de relaxamento, em que o BN final, perturbado, relaxa para um estado estacionário e a forma de onda é descrita por uma sinusoide com um envelope de decaimento exponencial - Fig. 1. Mas se os BNs tiverem spin, o eixo de rotação tipicamente precessa durante o movimento orbital, introduzindo frequências adicionais na forma de onda e uma modulação da amplitude. A estratégia do LIGO é usar ferramentas de análise estatística Bayesiana para declarar qual o melhor ajuste ao sinal real, ao varrer a biblioteca de formas de onda. Esta técnica é designada por *matched filtering*. Desta maneira determina-se a fonte: os objetos, as massas e spins. Com esta informação, a amplitude do sinal permite determinar a distância à fonte.

A detecção do evento GW150914 foi notável. Em primeiro lugar confirmou, por detecção direta, que as OGs existem, fazendo notícia em todo o mundo e abrindo a era da astrofísica das OGs. Com o método anteriormente descrito, o evento foi interpretado como as (cerca de) quatro órbitas finais e a colisão de dois BNs com, aproximadamente, 35,6 e 30,6 massas solares, que se fundiram num BN final com cerca de 63,1 massas solares. Isto significa que no processo de fusão cerca

de 3 massas solares foram emitidas em ondas gravitacionais. O sinal detetado teve a duração de cerca de 0,2 s [17]. Todo o sinal é consistente com a RG e a hipótese que os BNs são descritos pela solução canónica da RG, descoberta por R. Kerr em 1963 e denominada por *métrica de Kerr* [21]. Do ponto de vista astrofísico, um interessante resultado foi o acesso a uma população mais massiva de BNs. Anteriormente, BNs nesta "classe" (com massas comparáveis às de estrelas) tinham sido inferidos por observações em sistemas binários (contendo uma estrela e um BN que acreta matéria da estrela) que emitem raios-X [22]. Mas, apenas tinham sido observados BNs com até cerca de 30 massas solares, pelo que o BN com mais de 60 massas solares inferido de GW1150914, se tornou o mais massivo desta população, à época.

A primeira deteção com múltiplos mensageiros (GW170817)
As duas primeiras sessões de observação do LIGO, O1+O2, ao qual se juntou, na segunda metade de 2017, um detector Europeu semelhante, Virgo [23], localizado perto de Pisa, em Itália, terminaram em Agosto de 2017. A cooperação entre os três detectores permite triangular a fonte, localizando-a no céu com maior precisão, o que ficou claro no primeiro sinal detectado pela *Colaboração Científica LIGO-Virgo* (CCLV), GW170814 [24], também interpretado como uma colisão entre dois BNs.

Apenas três dias depois deste evento, ocorreu uma das mais mediáticas detecções de OGs: GW170817 [25], um evento interpretado como uma colisão de duas estrelas de neutrões. Este evento foi visto não apenas pela CCLV, mas por múltiplos telescópios e observatórios de radiação electromagnética, varrendo praticamente todo o espectro, iniciando assim a era de astronomia *multi-mensageira* incluindo OGs.

Estrelas de neutrões são feitas de matéria, enquanto que BNs são feitos "apenas" de espaço-tempo deformado (fora da sua fronteira virtual, denominada por "horizonte de acontecimentos"). Logo, uma colisão de estrelas de neutrões é fonte de OGs e de radiação electromagnética. Cerca de 1,7 s depois da OG detectada pela CCLV, dois detectores de raios gama (em órbita), *Integral* [26] e *Fermi* [27], detectaram uma "explosão de raios gama", numa localização compatível com a triangulação feita pela CCLV. Um empenho, sem precedentes, da comunidade internacional de astrónomos permitiu identificar, cerca de 11 horas depois do GW170817, uma possível galáxia anfitriã (NGS 4993), onde surgiu um transiente visível na banda do óptico. Este transiente foi seguido nas semanas seguintes por muitos telescópios nas várias bandas electromagnéticas, desde os raios X até ao rádio, colecionando valiosa informação sobre este tipo de transientes astronómicos, conhecidos como kilonovas, e que a detecção de GW170817 permitiu associar a uma colisão de estrelas de neutrões [28].

As inferências extraídas de GW170817 foram inúmeras; em particular foi possível estimar com notável precisão a velocidade da gravidade. A diferença do tempo de chegada entre as OGs e a explosão de raios gama, assumindo que toda ela é devida a uma diferente velocidade de propagação, permite concluir que a velocidade das OGs não difere da da luz por mais de algumas partes em 10^{15} [29]:

$$-3 \times 10^{-15} \leqslant \frac{v_{\mathrm{OGs}} - c}{c} \leqslant +7 \times 10^{-16}$$

Este é um resultado notável, em perfeito acordo com a RG, que pode ser usado para restringir, ou até excluir, modelos de gravidade modificada em que as OGs não se propagam à velocidade da luz. Várias classes de modelos, em particular concebidos para explicar o mistério da energia escura, foram deste modo excluídos, mostrando o impacto das OGs na Cosmologia [30].

Os dados da O1+O2 da CCLV revelariam um total de 11 eventos de OGs [31], todos eles, à excepção de GW170817, interpretados como colisões de BNs. O titânico esforço de um século de toda uma comunidade científica foi premiado com o prémio Nobel da Física de 2017, atribuído a R. Weiss, B. Barrish (pelo seu papel de liderança no LIGO) e K. Thorne [32].

Um evento diferente? (GW190521)
A O3 da CCLV iniciou-se em Abril de 2019 e terminou (permaturamente, em virtude da pandemia) em Março de 2020. Na O3, a CCLV iniciou a política de tornar públicos, de imediato, os eventos candidatos, mas não confirmados. A O3 produziu 56 eventos candidatos [33]. Até ao momento, 4 destes são

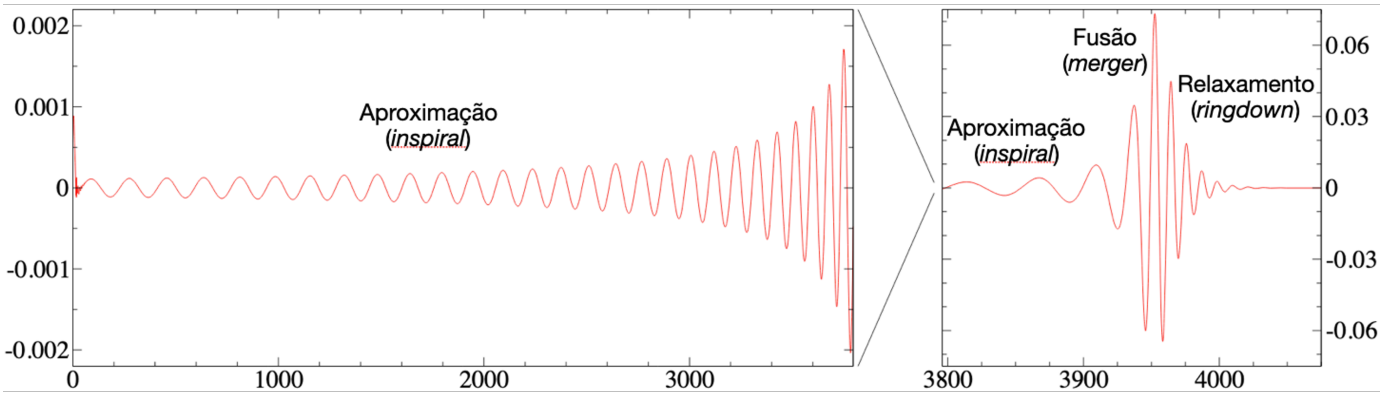


Figura 1 - Forma de onda, obtida por uma simulação computacional, de para uma colisões de BNs de igual massa e sem spin. As três fases, aproximação, fusão e relaxamento são especificadas (em parêntises a terminologia anglo-saxónica). O eixo horizontal representa o tempo e o vertical a deformação gravitacional (que corresponde à vibração do detetor), em unidades apropriadas. O painel da direita tem escalas diferentes, para representar em detalhe a fusão e o relaxamento; observe-se, em particular, o considerável aumento da amplitude. Figura adaptada da Ref. [20].

detecções confirmadas [34-37]. O mais intrigante, GW190521, foi confirmado no início de Setembro de 2020 [37].

O GW190521 foi interpretado como uma colisão de BNs, mas tem várias propriedades distintas. Primeiro, os BNs progenitores são os mais massivos até ao momento, com cerca de 85 e 66 massas solares. Isto significa que, mesmo com as incertezas, pelo menos um dos progenitores se encontra numa gama de massas onde, de acordo com a teoria vigente de evolução estelar, BNs não se podem formar diretamente do colapso gravitacional de uma estrela [38]. Estima-se que esta lacuna no espectro de massas de BNs ocorra entre cerca de 50 a 120 massas solares. A pergunta é, portanto, como é que os BNs progenitores se formaram?

Segundo, este foi um sinal de frequência baixa (em geral, quanto maiores os BNs, menor a frequência do sinal de OGs). Consequentemente, a aproximação orbital não foi vista pela CCLV, dado que está fora da banda a que os detectores são sensíveis; apenas foi vista a fusão e o relaxamento do BN final, o que deixa espaço para especular se realmente foi uma colisão e que tipo de objectos colidiram.

Terceiro, o BN final tem uma massa estimada de 142 massas solares, tornando-se o primeiro "BN de massa intermédia" descoberto. Esta é uma população entre os BNs de massa comparável a estrelas (tradicionalmente vistos em binários de raios X) e os BNs supermassivos, tradicionalmente inferidos por observações rádio [22], correspondendo a uma população que se especulava existir, mas sem evidência anterior.

A incerteza relativamente à formação dos BNs progenitores e a novidade do BN final, está a estimular discussões sobre este evento e a promover explicações alternativas. Por exemplo, foi proposto que GW190514 é compatível com a colisão de estrelas de matéria escura, em cujo caso seria possível detectar a massa de uma nova partícula fundamental (de matéria escura) [39].

Depois de as OGs terem confirmado muito do que se esperava, talvez GW190521 seja o primeiro exemplo do que a comunidade também desejava: o inesperado.

As diferentes cores do Universo gravitacional

A curto prazo o futuro expectável da astronomia de OGs é o do aumento de estatística e precisão. O interferómetro japonês KAGRA [40], juntou-se à CCLV na O4, em 2023. O interferómetro LIGO-Índia [41] deverá juntar-se à colaboração na O5, prevista para 2027-28, juntando-se o LIGO-Índia em 2030 (previsão). Mais detectores irão permitir uma maior razão de sinal vs. ruído, uma melhor localização dos eventos na esfera celestial, o que irá facilitar o interface com observações electromagnéticas para eventos multi-mensageiros e também irá permitir medições da *polarização* das OGs.

Tal como as ondas electromagnéticas, as OGs têm duas polarizações possíveis, que transportam informação complementar. A medição da polarização permitirá informações mais detalhadas sobre a fonte, em particular o spin dos progenitores, no caso de colisões de BNs, e a deformabilidade, no caso das estrelas de neutrões. Esta última propriedade irá, por seu lado, ajudar a compreender melhor a equação de estado das estrelas de neutrões, ou seja, que tipo de matéria existe nas condições extremas encontradas no interior de uma destas estrelas.

É expectável, também, que outro tipo de eventos possa ser observado, como, por exemplo, o colapso de estrelas que origina supernovas. Em qualquer dos casos, o aumento de estatística irá informar-nos sobre as populações de objetos compactos no Cosmos, sobre se os BNs são adquadamente descritos pela RG e pela solução de Kerr, ou se há desvios. É de recordar que, na história da física, pequenos desvios abriram grandes portas. Foi assim, por exemplo, com a precessão anómala do periélio de Mercúrio, que abriu a porta à RG, ou o desvio de Lamb na estrutura fina do átomo de hidrogénio, que abriu a porta à electrodinâmica quântica, ou ainda a detecção das pequenas anisotropias da radiação cósmica de fundo, que proporcionou uma janela para a formação de estruturas no Universo primordial.

A médio prazo, a astronomia das OGs terá mais cores! Em 2034 está previsto o lançamento do interferómetro espacial LISA (evolved Laser Interferometer Space Antenna) [42]. O conceito é o de um interferómetro como o LIGO, mas, em vez de os braços terem alguns kms, terão uma unidade astronómica de comprimento. Isto permite que a LISA seja sensível a frequências consideravalmente mais baixas, e por isso objetos muito mais massivos, como os BNs supermassivos que sabemos existir no centro da maioria das galáxias.

Um detector no espaço, onde criogenia não é necessária e onde não há ruído sísmico terá outras vantagens, nomeadamente maior sensibilidade, que permitirá testar vários conceitos de física fundamental [43]. Juntamente com a diferente banda de sensibilidade, permitirá ver eventos em diferentes bandas do espectro de OGs (diferentes "cores"!). Por exemplo, um evento como GW150914, cerca de 5 anos da coalescência, quando os BNs estão mais afastados emite OGs que seriam detectáveis pela LISA, cuja detecção permite prever o exacto instante, 5 anos depois, quando irá haver uma colisão detectável pelos observatórios terrestres. Pequenos desvios à RG, que impliquem pequenos desvios na emissão de OGs, serão detectáveis pela informação conjunta do observatório espacial e dos observatórios terrestres. A astronomia de OGs tornar-se-á de banda larga [44].

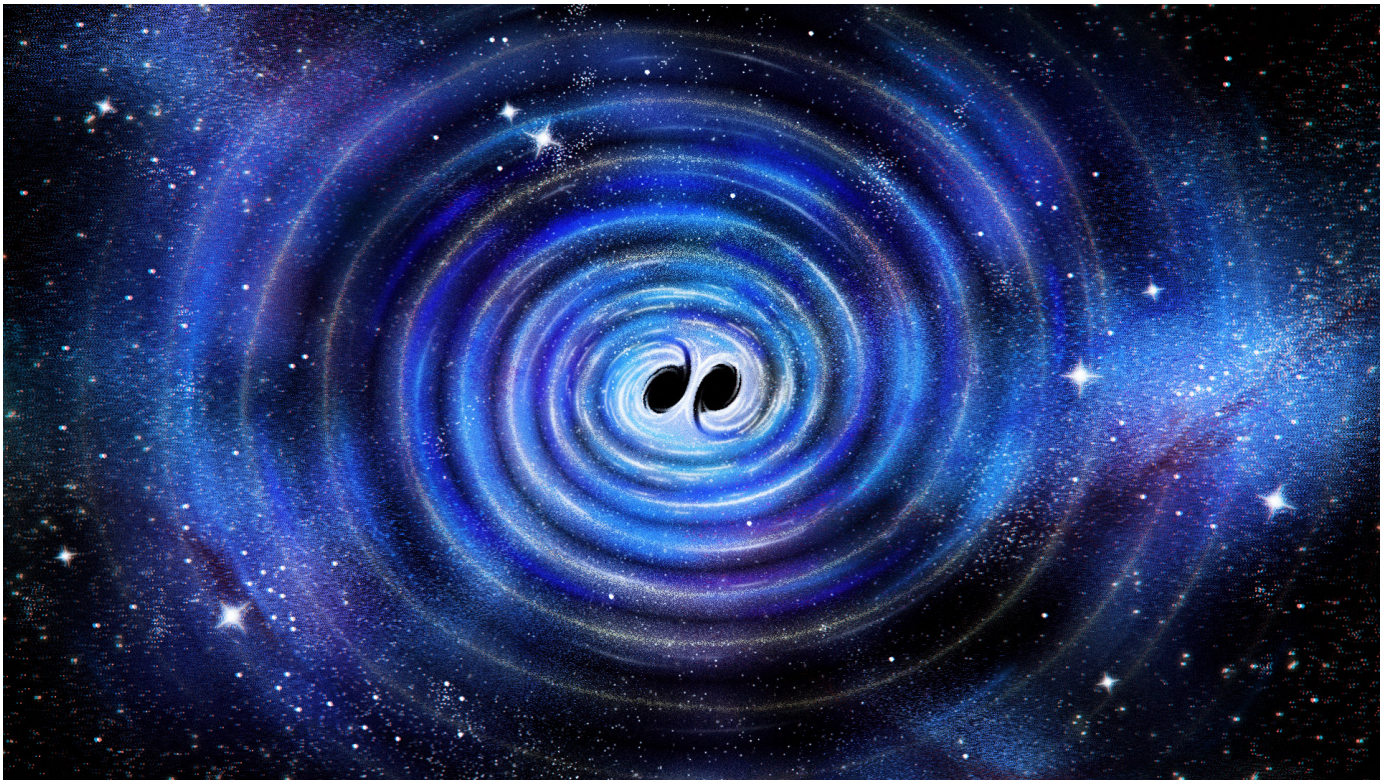
Concluindo, a astronomia de OGs está ainda nos seus primeiros passos, mas promete revolucionar a forma como compreendemos o Cosmos — não apenas confirmando teorias, mas revelando o inesperado.



Carlos Herdeiro é licenciado emFísica/Matemática aplicada pela Universidade do Porto e doutorado em Física Teórica pela Universidade de Cambridge (2001), em Inglaterra. Trabalhou nos departamentos de Física: da Universidade de Stanford, EUA (2001-2002), da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto (2002-2010), da Universidade de Aveiro (2010-2018) e do Instituto Superior Técnico da Universidade de Lisboa (2018-2019). É atualmente Investigador Coordenador de carreira no Departamento de Matemática da Universidade de Aveiro onde coordena o grupo de Geometria e Dinâmica Gravitacional do Centro de Investigação em Matemática e Aplicações (CIDMA). A sua investigação centra-se na interface da gravitação, cosmologia, astrofísica, física-matemática e física de altas energias, tendo publicado mais de 230 artigos em revistas internacionais em vários temas nesta interface e dirigido três redes internacionais Marie Curie financiadas pela União Europeia. É também autor de um livro de texto Universitário de Mecânica Quântica. Foi presidente da delegação norte da SPF (2007-2010). É membro fundador, foi presidente e é vice- presidente em exercício da Sociedade Portuguesa de Relatividade e Gravitação.

Referências

[1] A. Einstein, Die Feldgleichungen der Gravitation, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), (1915) 844-847.
[2] A. Einstein, Zur Elektrodynamik bewegter Körper, in Annalen der Physik, 17 (1905) 891.
[3] J. C. Maxwell, A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 155 (1865) 459–512.
[4] A. Einstein, Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), (1916) 688-696.
[5] A. Einstein, Über Gravitationswellen, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), (1918) 154-167.
[6] A. S. Eddington, The propagation of gravitational waves, Proc. Roy. Soc. Lond. A 102 (1922) 268-282.
[7] D. Kennefick, Einstein versus the Physical Review, Physics Today 58 (2005) 43-48.
[8] Em inglês "sticky beads". O autor optou pela tradução "argolas pegajosas" ao invés de "contas pegajosas". Para uma discussão detalhada desta conferência e deste argumento ver a Ref. [9].
[9] D. Kennefick, Traveling at the Speed of Thought: Einstein and the Quest for Gravitational Waves, Princeton University Press, 2007.
[10] Mais precisamente, quando há variações do quadrupolo gravitacional de um sistema físico. Note-se que em gravitação Newtoniano, o monopolo de um sistema de massas é a massa total, que é conservada, e o dipolo, é o momento linear total, que num sistema isolado é também conservado.
[11] R. A. Hulse, J. H. Taylor, Discovery of a pulsar in a binary system, ApJ. Lett., 195 (1975) L51-L53.
[12] J. H. Taylor, L. A. Fowler and P. M. McCulloch, Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar PSR1913 + 16, Nature, 277 (1979) 437-440.
[13] J. M. Weisberg, J. H. Taylor, The Relativistic Binary Pulsar B1913+16: Thirty Years of Observations and Analysis, in "Binary Radio Pulsars", 2005, Eds. F. A. Rasio e I. H. Stairs, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 328 (2005), 25; astro-ph/0407149.
[14] M. Kramer et al., Strongfield tests of gravity with the double pulsar, Ann. der Physik,15 (2006) 34–42.
[15] https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1993/summary/
[16] https://www.ligo.caltech.edu/
[17] B.P Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger, Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 061102, arXiv:1602.03837.
[18] Ver por exemplo, A. H. Mroue et al, A catalog of 174 binary black-hole simulations for gravitational-wave astronomy, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 241104, arXiv:1304.6077 ou https://data.black-holes.org/waveforms/index.html
[19] Não confundir com o spin quântico. Este spin é a rotação clássica do BN sobre o seu eixo.
[20] M. A. Scheel, M. Boyle, T. Chu, L. E. Kidder, K. D. Matthews, H. P. Pfeiffer, High-accuracy waveforms for binary black hole inspiral, merger, and ringdown, Phys. Rev. D 79 (2009) 024003, arXiv:0810.1767; um vídeo de visualização desta simulação pode ser visto em https://www.youtube.com/watch?time_continue=8&v=p647WrQd684&feature=emb_logo
[21] R. P. Kerr, Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics, Phys. Rev. Lett., 11 (1963) 237–238.
[22] R. Narayan, J. E. McClintock, Observational Evidence for Black Holes, arXiv:1312.6698.
[23] https://www.virgo-gw.eu/
[24] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, GW170814: A Three-Detector Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Coalescence, Phys. Rev. Lett. 119 (2017) 141101.
[25] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral, Phys. Rev. Lett. 119 (2017) 161101.
[26] https://sci.esa.int/web/integral
[27] https://fermi.gsfc.nasa.gov/
[28] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger, ApJ. Lett., 848 (2017) L12, arXiv:1710.05833.
[29] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A, ApJL 848 (2017) L13.
[30] Ver, por exemplo, P. Creminelli, F. Vernizzi, Dark Energy after GW170817 and GRB170817A, Phys. Rev. Lett. 119 (2017) 251302.
[31] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs, Phys. Rev. X, 9 (2019) 031040, arXiv:1811.12907.
[32] https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2017/press-release/
[33] https://gracedb.ligo.org/superevents/public/O3/
[34] R. Abbott et al., LIGO Scientific, GW190412: Observation of a binary-black-hole coalescence with asymmetric masses, Phys. Rev. D 102 (2020) 043015.
[35] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, GW190425: Observation of a Compact Binary Coalescence with Total Mass ~ 3.4 $M_\odot$, ApJL 892 (2020) L3.
[36] R. Abbott et al., LIGO Scientific, GW190814: Gravitational Waves from the Coalescence of a 23 Solar Mass Black Hole with a 2.6 Solar Mass Compact Object, ApJL 896 (2020) L44.
[37] R. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration), GW190521: A Binary Black Hole Merger with a Total Mass of 150 $M_\odot$, Phys. Rev. Lett. 125 (2020) 101102.
[38] Esta lacuna teórica no espectro de massas de BNs denomina-se "pair instability supernova gap". Ver a Ref. [35] para mais detalhes.
[39] J. Calderón Bustillo et al., The (ultra) light in the dark: A potential vector boson of 8.7*10-13 eV from GW190521, arXiv:2009.05376.
[40] https://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/
[41] https://www.ligo-india.in/
[42] https://www.elisascience.org/
[43] E. Barausse et al., Prospects for Fundamental Physics with LISA, Gen. Rel. Grav. 52 (2020) 81, arXiv: 2001.09793.
[44] Este artigo atualiza uma versão anterior publicada na Rev. Ciência Elem., V8(04) (2020) 058.



Quando dois buracos negros colidem e se fundem, eles liberam ondas gravitacionais. Essas ondas podem ser detetadas pelos detetores LIGO-Virgo-KAGRA na Terra, permitindo que os cientistas determinem a massa dos buracos negros. O sinal mais nítido de fusão de buracos negros encontrado até agora, é o chamado GW250114, registado pelo LIGO em janeiro de 2025. Créditos: Maggie Chiang para a Simons Foundation.

Os primeiros 10 anos de detecções pelos observatórios de ondas gravitacionais!

Riccardo Sturani
Instituto de Física Teórica - UNESP, São Paulo, Brazil
riccardo.sturani@unesp.br

A primeira detecção de ondas gravitacionais, que aconteceu no dia 14 de Setembro 2015, coroou o esforço experimental de décadas para construir interferómetros capazes de captar deslocamentos sub-nucleares devidos ao efeito da passagem de ondas gravitacionais.

Desde então, centenas de detecções se acumularam nas quatro tomadas de dados que se desenrolaram até hoje, a última das quais está ainda em andamento e deverá estar concluída em Novembro deste ano. Todas as ondas gravitacionais observadas são oriundas da fusão de sistemas binários compostos de buracos negros e/ou estrela de neutrões a uma taxa observada de mais de um por semana.

Apesar de sistemas binários de estrelas serem muito comuns no Universo - estima-se que a maioria de todas as estrelas estejam num sistema binário ou a maior multiplicidade - eventos de fusão de objetos astrofísicos acontecem mais raramente que uma vez por milhão de anos por galáxia.

Isso é devido ao facto que a vida dos sistemas binários é muito longa, já que a emissão de ondas gravitacionais responsáveis pelo encolhimento da órbita é decididamente fraca. Além disso vale ressaltar que os grandes interferómetros LIGO [1], Virgo [2] e KAGRA [3], que estão funcionando conjuntamente na atual tomada de dados, são sensíveis só à janela de frequência entre algumas dezenas de Hertz e alguns quilohertz. Isso torna possível a detecção de sinais só para objetos compactos, onde a fonte tem tamanho máximo de algumas centenas de quilómetros, para poder gerar sinais na janela de frequência mencionada.

As fontes detetáveis com os detectores funcionando neste momento são então limitadas a objetos astrofísicos compactos, como estrelas de neutrões e buracos negros, cujo tamanho varia entre ao torno de dez quilómetros para estrela de neutrões e uma quantidade variável linearmente com a massa para os buracos negros, sendo o tamanho de um buraco negro com massa igual à do nosso Sol de três kilometros.

Uma das particularidades das ondas gravitacionais é que a amplitude instantânea, oscilante no tempo, é detectada diretamente, sem precisar medir a intensidade média das oscilações, como é o caso das ondas electromagnéticas detectadas por exemplo pelos nossos olhos.

Isso tem uma dupla vantagem com respeito a outra observações astrofísicas: i) a variação temporal da frequência instantânea das ondas detectadas traz pelo detector a assinatura do sistema binário junto com os detalhes quantitativos da lei gravitacional regendo a dinâmica das fontes, ii) na propagação através do cosmos, a amplitude das ondas gravitacionais decai só com o inverso da distância, não com o quadrado dessa, permitindo alcançar fontes distantes.

O grande fascínio que as observações das ondas gravitacionais trazem, é a possibilidade de poder observar o Universo através de um novo mensageiro, permitindo ao mesmo tempo aprofundar o conhecimento sobre a história do Universo e sobre o mesmo mensageiro que traz esta informação, a gravidade.

Física fundamental

O padrão de oscilação das ondas gravitacionais geradas para binárias coalescentes traz uma mina de informação. Em primeiro lugar, a frequência das ondas não é constante, mas varia à medida que a emissão gravitacional faz encolher a órbita da fonte. Os detalhes quantitativos desta taxa de variação dependem dos parâmetros astrofísicos das fontes, como as massas e os spins dos constituintes do sistema binário, mas também da teoria fundamental da gravitação que rege a dinâmica dos dois corpos.

Podemos imaginar que cada um dos dois componentes, no ato de se deslocar, gera um campo gravitacional dependente do tempo em torno dele que afeta o deslocamento do outro componente, cujo campo gravitacional por sua vez afeta o deslocamento do primeiro.

Resolver exatamente este problema a dois corpos da Relatividade Geral é de uma dificuldade formidável, por isso vários métodos aproximados foram desenvolvidos.
É possível, por exemplo, resolver numericamente as equações da Relatividade Geral aproximando o espaço tempo com uma grelha cujos pontos estão a distância finita, em vez de formar um contínuo como seria natural [4]. É assim possível resolver as equações de Einstein e determinar tanto a dinâmica das fontes astrofísicas quanto a do próprio espaço tempo, cuja oscilações propagando-se com a velocidade da luz são as ondas gravita-

cionais.

Apesar de ser o método mais sólido para obter resultados confiáveis, integrar numericamente as equações de Einstein não é o mais prático: pelo alto custo computacional e porque é necessário simular cada evento separadamente.

Por outro lado, métodos analíticos não podem resolver exatamente o problema a dois corpos, mas precisam de aproximações para chegar a resultados úteis para interpretação dos dados observacionais.

Um esquema de aproximação usa como pequeno parâmetro para controlar a expansão perturbativa a razão das massas dos dois corpos [5] e recentemente atingiu a segunda ordem perturbativa [6]. Na descrição analitica da dinâmica gravitacional dos dois corpo, é conveniente separar uma fase de espiralamento na qual a distância entre os dois componentes do sistema binário diminui gradualmente, uma de fusão e a subsequente fase de oscilações amortecidas do objeto resultante, ou "ring-down", como é comumente chamada esta terceira e última fase.

Avaliando quantitativamente o sinal emitido do buraco negro oriundo de um sistema binário inicial, é possível testar a relatividade geral, cuja previsão é que o ring-down seja descritível, quantitativamente, como a superposição de oscilações amortecidas exponencialmente no tempo, cujas frequências e tempo de amortecimento são calculáveis em termos de 2 paramêtros só: a mass e o spin do buraco negro final. Dada a intensidade relativamente baixa dos sinais detectados até hoje, não foi possível testar significativamente esta previsão da relatividade geral, que passou por todos os testes até então.

O método analitico mais popular para descrever a fase de espiralamento de um sistema binário de massa comparável é a aproximação pós-Newtoniana à Relatividade Geral [7], que consiste em aproximar o campo ao torno de cada um dos dois corpos em série de potências na perturbação da métrica, ou GM/r (onde G é constante de gravitação, M a massa total do sistema binário, r a distância relativa dos seu constituintes) que pela lei de Kepler numa órbita circular deve igualar v^2, onde v é a velocidade relativa entre os dois corpos.

A detecção das ondas gravitacionais impulsionou grandemente este tipo de estudo, que tem atingido a quarta ordem perturbativa [8] (quinta ordem perturbativa se nos limitamos na parte conservativa da dinâmica gravitacional [9,10,11]). Além de formar a base pela forma de ondas usadas na análise das observações, o método pós-Newtoniano permite uma classificação de novos efeitos, qualitativamente diferentes, que aparecem na dinâmica ao aumentar a ordem de aproximação. Por exemplo, focando no caso dos objectos compactos sem spin, na quarta ordem perturbativa aparecem efeitos de absorpção do horizonte dos buracos negros, e na quinta ordem efeitos de deformação de marés, importantes para estrelas de neutrões mas nulos para buracos negros na relatividade geral. Aprofundar o cálculo perturbativo permite desvendar aspectos qualitativamente novos da relatividade geral e verificá-los quantitativamente nas formas de ondas medidas nas observações. Métodos de teoria de campo concebidos para estudar o resultados do espalhamentos de partículas fundamentais, mostraram-se muito eficazes no estudo das interações gravitacionais [12], mostrando como vários conceitos até há pouco tempo atrás associados à teoria quântica de campo, como gráficos de Feynman, divergências, contra-termos, renormalização, expansão em loop, tem tudo a ver com a teoria de campo, e não com a sua parte quântica.

Uma outra expansão perturbativa da relatividade geral aplicada à dinâmica a dois corpos é a aproximação post-minkowskiana, que é não-perturbativa na velocidade e cujo parâmetro de expansão é a perturbação da métrica, GM/r. Ainda mais neste esquema da aproximação pós-Newtoniana, o uso de métodos emprestados da física de partículas permitiram um rápido avanço no estudo do problema gravitacional a dois corpos. Cálculos a "loop", que na física de partículas são associados a correções quânticas, mostraram conter uma parte clássica relevante para o problema gravitacional, parte clássica que na verdade é a única a sobreviver no limite não relativístico, apropriado nas aplicações astrofísicas, no qual o momento trocado entre as "partículas" é muito menos que as massas delas. A quarta ordem perturbativa foi completada em [13,14] e resultados parciais na quinta ordem perturbativa foram obtidos em [15].

A coleção de eventos até hoje permitiu vários testes da relatividade geral, no regime "forte" na escala do tamanho das fontes (de quilómetros até centenas de quilómetros), não apontado pelo momento para alguma necessidade de modificá-la. Porém na próxima década estão previstos observatórios de ondas gravitacionais de terceira geração, o Einstein Telescope [16] e o Cosmic Explorer [17], e o interferómetro espacial LISA [18], que poderão observar sinais até 100 vezes mais intensos, cuja análise demandará um domínio mais preciso da dinâmica a dois corpos do que temos agora [19].

Cosmologia

De um lado a astronomia gravitacional permitiu-nos ver uma quantidade de objetos compactos, buracos negros e estrelas ne neutrões, fora da nossa galaxia, trazendo informação sobre a taxa de fusão de sistemas binarios (da ordem de 1 por galaxia por milhão de ano), a distribuição de massa dos buracos negros "estrelares" (com massa entre algumas e cem massas solares), por outro outro lado, mais em geral, providenciou um outro jeito de ver a estrutura de grande escala do Universo, que até há dez anos atrás podia ser investigada só com mensageiros electromagneticos. Graças às informações complementares trazidas pelas ondas gravitacionais relativamente aos mensageiros tradicionais (ondas electromagnéticas, neutrinos e raios cósmicos), novas investigações foram possíveis.

Focando a nossa atenção na cosmologia, sabemos que o Universo está em expansão, a velocidade de recessão das galáxias próximas com respeito à nossa sendo proporcional à distância relativa. Quando uma fonte em movimento relativo ao observador emite luz, essa chega ao observador com uma frequência distorcida com respeito aquela com que foi emitida, analogamente ao que acontece com o efeito Doppler no caso do som emitido de uma fonte em deslocamento.
A relação entre a distância e o redshift é um dos pilares de qual-

quer modelo cosmológico, mas infelizmente liga duas quantidades, a distância, ou melhor ainda, a distância de luminosidade, e o redshift, difíceis de medir conjuntamente pelo mesmo sistema.

Se é relativamente fácil medir a frequência da luz que chega ao observatório, para estimar o redshift é preciso saber qual era a frequência da luz na época da emissão. Para luz proveniente das galáxias, essa medida é possível identificando frequências associadas a fenómenos químicos específicos cuja frequência é conhecida. Porém, para fontes não padrões, como por exemplo "gamma ray bursts", a estimativa do redshift é possível só se a fonte for associada a uma galáxia conhecida.

De outro lado, para medir a distância não é suficiente observar a luz de um objeto astronómico, é necessário também conhecer a luminosidade intrínseca, ou seja a calibração da radiação emitida, para comparar com a luminosidade medida e então inferir a distância de luminosidade.

É esse o caso por exemplo de um certo tipo de supernovae, as chamadas de tipo Ia, que se distinguem das outras pela ausência de hidrogénio e pela presença de silício, visíveis no espectro, que são velas padrões, ou seja elas têm uma emissão padronizada e em base disso, com a intensidade da luz detectada a distância entre elas pode ser medida. Quando é possível determinar o redshift também, graças à identificação da galáxia hospedeira, eis que temos os dois ingredientes para determinar a relação distância-redshift. Essa relação pode ser expandida em série de Taylor, e o coeficiente da primeira ordem é a constante de Hubble-Lemaître H_0, que foi determinada com vários métodos, por exemplo [20].

Em particular, a determinação de H_0 obtida pela análise da radiação cósmica de fundo [21] não coincide com o valor obtido com as velas padrões. É de fundamental importância então ter uma nova determinação independente, e isso é o caso das ondas gravitacionais emitidas de binárias coalescentes, ou sirenes padrões.

O sinal gravitacional tem uma frequência característica variável devido ao encolhimento da órbita durante a fusão, que permite uma calibração absoluta da amplitude da onda emitida, e por consequência uma medida da distância. Porém o redshift de um evento gravitacional foi medido só por 1 evento, GW170817 [22], a fusão de duas estrelas de neutrões, que foi acompanhado de um sinal eletromagnético que permitiu a identificação da galáxia hospedeira. Na falta de demais sinais com contraparte electromagnética, as centenas de fusões de duplas de buracos negros representam um novo levantamento, complementar aos levantamentos astronómicos tradicionais, para explorar a estrutura a grande escala do universo. Nas próximas décadas, com o advento de novos detectores, o número de detecções de ondas gravitacionais é esperado contar-se não em centenas, mas em centenas de milhares; como consequência providenciará um nova mapa da distribuição da matéria no Universo, da qual será possível aprender sobre a sua história [23].

Referências

[1] J.Aasi et al., Advanced LIGO, Class. Quant. Grav. 32, 074001 (2015).
[2] F. Acernese et al., Advanced Virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector, Class. Quant. Grav. 32 (2), 024001 (2015).
[3] T. Akutsu et al., Overview of KAGRA: Detector design and construction history, PTEP 2021, 5, 05A101 (2021)
[4] L. Lehner, Numerical relativity: A Review, Class. Quant. Grav. 18, R25 (2001).
[5] A. Pound, B.Wardell, Black hole perturbation theory and gravitational self-force (2021).
[6] B. Wardell, A. Pound, N. Warburton, J. Miller, L. Durkan, PRL 130 24, 241402 (2023)
[7] L. Blanchet, Post-Newtonian Theory for Gravitational Waves, Living Rev. Rel., 17, 2 (2014)
[8] L. Blanchet, G. Faye, Q. Henry, F. Larroutouru and D. Trestini, Gravitational-wave flux and quadrupole modes from quasicircular nonspinning compact binaries to the fourth post-Newtonian order, Phys. Rev. D, 108, 6 064041 (2023)
[9] J. Blumlein, A.Maier, P. Marquard and G. Schafer, The fifth-order post-Newtonian Hamiltonian dynamics of two-body systems from an effective field theory approach, Nucl. Phys. B983, 115900 (2022), Erratum: Nucl.Phys.B 985, 115991 (2022)]
[10] R. Porto, M. Riva and Z. Yang, Nonlinear gravitational radiation reaction: failed tail, memories and squares, JHEP 04, 050 (2025)
[11] G. Almeida, A. Muller, S. Foffa and R. Sturani, Gravitational memory contributions to waveform and effective action, arXiv:2410.10565
[12] W. D. Goldberger, I.Z. Rothstein, An Effective field theory of gravity for extended objects, Phys. Rev. D73, 104029 (2006).
[13] Z. Bern, J. Parra-Martinez, R. Roiban, M. Ruf, C. Shen, M. Solon and M. Zeng, Scattering Amplitudes, the Tail Effect, and Conservative Binary Dynamics at O(G4), Phys. Rev. Lett. 128, 16 61103 (2022)
[14] C. Dlapa, G. Kalin, Gregor, Z. Liu and R. Porto, Conservative Dynamics of Binary Systems at Fourth Post-Minkowskian Order in the Large-Eccentricity Expansion, Phys. Rev. Lett 128, 16 161104 (2022)
[15] M. Driesse, G. U. Jakobsen, A. Klemm, G Mogull, C. Nega, J. Plefka, B. Saue and J. Usovitsch, Emergence of Calabi-Yau manifolds in high-precision black-hole scattering, Nature 641, 8063, 603–607 (2025)
[16] A. Abac et al., The Science of the Einstein Telescope, arXiv:2503.12263.
[17] D. Reitze et al., Cosmic Explorer: The U.S. Contribution to Gravitational-Wave Astronomy beyond LIGO, Bull. Am. Astron. Soc. 51, 7, 035 (2019).
[18] M. Colpi et al., LISA Definition Study Report, arXiv:2402.07571.
[19] M. Purrer and C. Haster, Gravitational waveform accuracy requirements for future ground-based detectors, Phys. Rev. Res. 2 023151 (2020).
[20] D. M. Scolnic et al. Pan-STARRS1 collaboration, The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample, Astrophys. J 959, 2, 101 (2018).
[21] N. Aghanim et al., Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, Astron. Astrophys. 64 A6 (2020). [Erratum: Astron.Astrophys. 652, C4 (2021)].
[22] B. P. Abbott et al., Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger, Astrophys. J. Lett. 848 2, L12 (2017).
[23] J. Ferri, I. Tashiro, L. R. Abramo, I. Matos, M. Quartin and R. Sturani, A robust cosmic standard ruler from the cross-correlations of galaxies and dark sirens, JCAP 04 008 (2025).



Riccardo Sturani completou o seu Mestrado em Física na Universidade de Pisa e o Doutoramento em Física na Scuola Normale Superiore di Pisa, sendo atualmente investigador na UNESP- Universidade Estadual Paulista. A sua investigação tem sido efetuada em torno das ondas gravitacionais. É membro da colaboração científica LIGO, da colaboração ET (Einstein Telescope) e membro do grupo *Dark Energy Science Collaboration (DESC)* da colaboração *Legacy Survey of Space and Time (LSST).*

Os pulsares e as ondas gravitacionais: sobre a primeira e a terceira janelas de ondas gravitacionais

Paulo C. C. Freire

Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53131 Bonn, Germany

pfreire@mpifr-bonn.mpg.de

Resumo

O evento de 14 de Setembro de 2015 representou a primeira deteção direta de ondas gravitacionais, mas, importantemente, não foi a primeira evidência. Neste artigo descrevemos a primeira descoberta de ondas gravitacionais, que aconteceu no fim dos anos 70 / princípio dos anos 80, que levou à atribuição do prémio Nobel da Física a Russel Hulse e Joe Taylor em 1993. Iremos falar também da aguardada deteção direta de ondas gravitacionais de muito baixa frequência, que vai ser a terceira janela sobre o espectro das ondas gravitacionais.

Estas duas avenidas de investigação têm em comum o facto de se basearem na cronometragem de pulsares, que é especialmente (mas não exclusivamente) feita na região rádio do espectro, especialmente na década de frequências de 300 MHz a 3000 MHz.

1. O que é um pulsar?

Os pulsares são estrelas de neutrões que parecem pulsar em ondas de rádio e raios gama (e em casos mais raros em outros comprimentos de onda, como os raios X e, ainda mais raramente, em luz visível). Estas pulsações são mais aparentes que reais, e uma consequência da rotação da estrela, que emite ondas de rádio numa direção específica. Quando, na sua rotação, essa região aponta para a Terra, detetamos um aumento súbito da emissão rádio. O fenómeno tem muitas semelhanças com a aparência de um farol, cuja emissão de luz é contínua mas cuja rotação faz com que observadores distantes vejam pulsações luminosas.

Estas pulsações fazem com que os pulsares sejam ferramentas ímpares para estudar as leis fundamentais do nosso Universo. A descoberta do primeiro pulsar rádio em 1967, PSR B1919+21[1] (Hewish et al. 1968) foi uma grande surpresa: Ninguém previu a emissão de rádio dos pulsares, e ainda hoje o assunto permanece envolto em mistério. A descoberta (Staelin & Reifenstein 1968) de um pulsar (PSR B0531+21) perto do centro do remanescente de supernova do Caranguejo (localizado, interessantemente, na constelação do Touro), e em especial a medição do seu período de pulsação (33 milissegundos), e finalmente o abrandamento dessa rotação mostrou que os pulsares são estrelas de neutrões altamente magnetizadas e em rotação rápida, como foi sugerido por Gold (1968). Estes são objetos de cuja existência se suspeitava desde 1934, ano em que Baade & Zwicky (1934) postularam que se formam no colapso gravitacional de grandes estrelas no final das suas vidas. Esta ideia é confirmada pela localização do PSR B1921+21 muito perto do centro de um remanescente de uma supernova[2].

As estrelas de neutrões são objetos extremos. A sua estrutura foi calculada em detalhe pela primeira vez por Tolman (1939) e Oppenheimer & Volkoff (1939). Com um diâmetro de pouco mais de 20 km, e massas superiores a 400 000 vezes a massa da Terra, a densidade de matéria no seu centro chega às centenas de milhões de toneladas por centímetro cúbico. Esta densidade, superior à densidade de matéria num núcleo atómico, é tão alta que a composição e estado da matéria nuclear a estas densidades são ainda hoje desconhecidas, o que se traduz em incertezas da ordem de 20 % no raio e momento de inércia destes objetos (Özel & Freire 2016; Lattimer 2021). Este é, hoje em dia, um campo de investigação com intensa atividade.

Devido à sua densidade e gravidade extrema à superfície, milhões de milhões de vezes a força de gravidade da Terra, as estrelas de neutrões podem, em teoria, rodar mais de mil vezes por segundo sem se desagregarem. O pulsar com a rotação mais rápida que se conhece roda sobre si mesmo 716 vezes por segundo (Hessels et al. 2006).

Por estas razões, Anthony Hewish - o diretor do observatório de radioastronomia de Cambridge, onde foi feita a descoberta recebeu o Prémio Nobel da Física em 1974.

2. Pulsares binários

A maioria (~90 %) dos mais de 4000 pulsares rádio conhecidos (Manchester et al. 2005) são objetos solitários. Os restantes fazem parte de sistemas binários. Nestes casos, a cronometragem do pulsar permite medições espantosamente precisas do seu movimento orbital, muitíssimo mais precisas (por um fator de milhares a milhões) do que as medições do movimento de quaisquer outros corpos celestes fora do sistema solar, ou do movimento dos próprios pulsares usando as técnicas comuns de medição dos desvios de Doppler. Esta é uma das principais razões da sua utilidade para o estudo da física, e em especial o estudo da gravidade.

Para mais, devido à sua formação, a maioria dos pulsares em sistemas

[1]Os nomes de todos os pulsares (e de muitos outros tipos de corpos celestes) refletem as coordenadas da sua localização no céu: a ascensão recta e a declinação. Os prefixos B são relativos ao equinócio de 1950, os prefixos J são relativos ao equinócio de 2000.

[2]Neste caso, uma "estrela hóspede" observada na China, Coreia e Japão no ano 1054 d.C. (Stephenson & Green 2002).

binários são pulsares "reciclados", isto é, a sua rotação foi acelerada pela absorção de matéria da estrela companheira. Além disso, neste processo o enorme campo magnético da estrela de neutrões é significantemente degradado. Esta rotação rápida permite medições especialmente precisas do movimento orbital do pulsar, a degradação do campo magnético permite uma extraordinária estabilidade rotacional a longo prazo (para uma referência detalhada, ver Tauris & van den Heuvel 2023).

A maioria das estrelas companheiras dos pulsares reciclados são também elas objetos compactos: outras estrelas de neutrões ou anãs brancas. Isto significa que os componentes da maioria dos pulsares binários se comportam como massas pontuais. Isto tem uma consequência fundamental: as pequenas perturbações relativistas no movimento orbital previstas pela relatividade geral (RG) não se misturam com quaisquer efeitos newtonianos causados pelas marés ou pela rotação dos componentes. A precisão da cronometragem destes pulsares é tal que algumas dessas perturbações relativistas são mensuráveis pelas pequenas variações que causam nos tempos de chegada dos pulsos. Muitos pulsares em sistemas binários são, por estas razões, não só instrumentos de medição extremamente precisos, mas os sistemas binários em si são também laboratórios extremamente limpos para o estudo da gravidade.

2.1. O sistema de Hulse-Taylor

O exemplo mais conhecido do que pode ser alcançado através da cronometragem de pulsares em sistemas binários é o estudo do primeiro pulsar binário, PSR B1913+16. O sistema foi descoberto em 1974 por Russel Hulse, então um estudante de doutoramento da Universidade do Massachusetts em Amherst, e o seu supervisor, Joseph Hooton Taylor. Para isso, usaram o radiotelescópio de Arecibo, localizado perto de Arecibo, em Porto Rico, para procurar pulsares rádio no plano da Via Láctea. Com um refletor primário de 305 metros de diâmetro, este foi até recentemente o maior e mais sensível radiotelescópio do mundo[3].

Entre os muitos pulsares descobertos por Hulse e Taylor, o pulsar designado por PSR B1913+16 distinguia-se pelo seu período de rotação de 59 milissegundos, o segundo mais pequeno conhecido ao tempo, depois do pulsar da nebulosa do Caranguejo. Isto levou a que Hulse e Taylor começassem a seguir este pulsar com especial atenção.

O que se segue foi mais interessante: ao contrário de todos os pulsares então conhecidos, o período de rotação do PSR B1913+16 parecia variar de um modo errático. As observações seguiam-se dia após dia, e o mistério adensava-se, com o período de rotação a variar cada vez mais... até que um dia a variação foi de tal modo extrema e esclarecedora que todas as dúvidas desapareceram.

As variações observadas eram devidas à variação do fator de Doppler associada à velocidade orbital, que muda constantemente. A órbita do pulsar é muito apertada (o seu período orbital é de 7 horas e 45 minutos) e excêntrica (e = 0,61). A amplitude de variação da velocidade orbital indicava uma estrela companheira com uma massa da ordem de uma massa solar. Com a órbita determinada, tornou-se possível prever o período de rotação com grande precisão. As notícias rapidamente se espalharam, confirmando a descoberta do primeiro pulsar binário, que foi publicada no ano seguinte (Hulse & Taylor 1975).

[3]O autor deste artigo teve a honra de trabalhar, entre 2001 e 2009, no National Astronomy and Ionosphere Center, a entidade que geria o radiotelescópio de Arecibo, que era ela própria administrada pela Universidade de Cornell, em Ithaca, estado de Nova Iorque, EUA. O telescópio sofreu uma falha catastrófica no dia 1 de Dezembro de 2020, depois disso não mais foi utilizado para observações astronómicas.

2.2. Cronometragem do pulsar binário

No entanto, o melhor estava para vir. Uma coisa é prever os períodos de rotação observados do pulsar, outra coisa completamente diferente é ser capaz de prever os tempos de chegada dos pulsos individuais. Esta é a característica que distingue os pulsares de outros objetos celestes. Para isso é necessária uma precisão muitíssimo maior na medição dos parâmetros da órbita e do período de rotação. Para isso, foi necessário um esforço intenso de desenvolvimento em 1975 e 1976, especialmente de programas computorizados capazes de fazer os cálculos dos tempos de chegada dos pulsos com precisão suficiente. Em 1976 foi publicado, pela primeira vez, um modelo capaz de prever com precisão a chegada de cada pulso (Taylor et al. 1976). De repente, podia-se determinar o período da órbita, a excentricidade e o período de rotação intrínseco com 30, 20 e 40000 vezes mais precisão usando exatamente os mesmos dados, sendo a única diferença estar-se agora a fazer a análise dos tempos de chegada das pulsações em vez de fazer a análise dos períodos de rotação aparentes. Medições subsequentes aumentaram grandemente a precisão destes parâmetros.

Um dos parâmetros mensuráveis com muito maior precisão na cronometragem era o avanço do periastro (o ponto em que o pulsar está mais próximo da estrela companheira), que em 1979 era de perto de (4,22 ± 0,04)° por ano. Este fenómeno é basicamente o mesmo que o avanço anómalo do periélio da orbital de Mercúrio detetado no Século XIX, que representou a primeira confirmação da relatividade geral. No entanto, há uma diferença significativa de magnitude: o avanço do periastro do pulsar binário num dia é equivalente ao avanço anómalo do periélio de Mercúrio num século! Esta medição foi importante: assumindo que a RG é a teoria que corretamente descreve a gravidade, pode-se imediatamente estimar a massa total do sistema binário: 2,83 vezes a massa do sol!

No entanto, o melhor estava para vir. Com o decorrer dos anos, e do acumular de medições cada vez mais precisas de mais tempos de chegada dos pulsos, dois efeitos relativistas adicionais tornaram-se mensuráveis (Taylor et al. 1979). O primeiro deve-se à dilatação do tempo próprio do pulsar em relação ao tempo de observadores distantes: este efeito varia de acordo com a fase orbital, sendo mais intenso perto do periélio, quando o pulsar viaja mais rapidamente e está mais próximo da estrela companheira. Isto causa, do ponto de vista dos observadores distantes, um abrandamento da rotação média do pulsar quando este está próximo do periastro. Medindo este efeito - conhecido como atraso de Einstein - e assumindo outra vez a validade da RG, foi possível determinar as massas dos dois componentes: perto de (1,44±0,15) massas solares para o pulsar e (1,39±0,15) massas solares para a estrela companheira, valores muito próximos dos aceites atualmente. A estrela companheira nunca foi detetada, mas há todas as razões para crer que se trata de uma segunda estrela de neutrões (a formação destes sistemas é revista em detalhe por Tauris et al. 2017).

Mais importante ainda foi a deteção de um terceiro efeito na cronometragem do pulsar: a variação do período da órbita. A RG prevê que o sistema deveria estar a perder energia orbital devido à emissão de ondas gravitacionais. Isto implica que o sistema está-se a afundar cada mais no seu próprio poço gravitacional, com os componentes cada vez mais próximos um do outro e a orbitarem em torno um do outro cada vez mais rapidamente. Se as massas derivadas até agora para os dois componentes assumindo a RG são verdadeiras, então de acordo com a própria RG, o período orbital de 7h e 45 min deveria diminuir em 75 microssegundos todos os anos - para esta previsão, é preciso somente conhecer as duas massas, o período orbital e a excentricidade, todos

parâmetros bem conhecidos. No artigo de 1979, este efeito foi medido pela primeira vez, mostrando que o sistema estava de facto a perder energia devido à emissão de ondas gravitacionais, e a fazê-lo a um ritmo consistente com as previsões da RG.

Na década seguinte, com o acumular de dados de cronometragem, a variação do período orbital foi sendo medida com cada vez mais precisão (Taylor & Weisberg 1982). Em 1989, a variação do período orbital coincidia com a previsão da RG dentro da margem de erro de 1 % da medição (Taylor & Weisberg 1989).

Na década de 90, a precisão das medições do decaimento orbital continuam a melhorar, mas a estimativa do decaimento intrínseco do sistema (i.e., o decaimento que seria observado num referencial inercial estacionário em relação ao pulsar) esbarraram no facto de a distância do sistema ser mal conhecida, o que impede uma estimativa precisa da sua aceleração no campo de gravidade da nossa Galáxia (Damour & Taylor 1991), situação que perdura até ao presente (Weisberg & Huang 2016).

2.3. Outros sistemas de estrelas de neutrões

Entretanto, centenas de sistemas de pulsares binários foram descobertos. A grande maioria tem estrelas anãs brancas como companheiras, mas perto de 20 consistem, como o sistema de Hulse-Taylor, em sistemas de duas estrelas de neutrões.

Entre todos estes sistemas, merece especial destaque o "pulsar duplo" (PSR J0737−3039A e B). Este sistema tem um período orbital de 2h e 27min, portanto bastante mais compacto que o sistema de Hulse-Taylor (Burgay et al. 2003). Isto significa que os efeitos relativistas na sua órbita são muito maiores e por isso mais facilmente (e precisamente) mensuráveis. Acresce que este sistema está muito mais próximo do nosso sistema solar, o que torna mais fácil estimar a sua aceleração no campo de gravidade da nossa Galáxia.

Mas, acima de tudo, a segunda estrela de neutrões é, caso único, ela mesma detectável como um pulsar, PSR J0737−3039B (Lyne et al. 2004), o que permite uma medição precisa e independente do quociente de massas do sistema. É por esta razão que este sistema é conhecido como o "pulsar duplo".

A cronometragem do PSR J0737−3039A levou a alguns dos testes mais precisos da RG em campos fortes (Kramer et al. 2021):

– O teste mais preciso das propriedades radiativas da gravidade: o decaimento orbital medido ((−39,3770 ± 0,0025) ms por ano, incerteza de um desvio padrão) coincide, dentro da precisão experimental de 0,0063 %, com a previsão da relatividade geral para a perda de energia da órbita devido à emissão de ondas gravitacionais. Isto é 25 vezes mais preciso do que a medição atual do sistema binário de Hulse-Taylor!

– Interessantemente, de todos os pulsares binários conhecidos, o sistema tem a inclinação orbital mais próxima de 90 graus ((89,35±0,05)º). Isto leva não só a uma deteção precisa do atraso de Shapiro (Shapiro 1964), mas também à deteção, pela primeira vez, de efeitos de segunda ordem deste atraso! Esta experiência investigou a propagação da radiação num espaço-tempo com uma curvatura 106 vezes superior à das experiências no Sistema Solar! Além disso, o facto de esta curvatura do espaço-tempo ser causada por uma estrela de neutrões torna esta experiência especialmente instrutiva, uma vez que as previsões de muitas alternativas da RG divergem grandemente neste caso.

– Além disso, existem também efeitos de segunda ordem no avanço do periastro. Um deles é o efeito Lense-Thirring, o arrasto de referencias inerciais causado pela rotação do pulsar A. Este último efeito, quando medido com mais precisão, será importante para medir o momento de inércia do pulsar A (Hu et al. 2020). Esta medição é importante para testar modelos do estado e da composição da matéria nuclear no centro das estrelas de neutrões (ver, por exemplo, Özel & Freire 2016).

Em 2018, foram anunciados dois sistemas semelhantes ao binário de Hulse-Taylor e ao pulsar duplo, mais ainda mais compactos, respetivamente PSR J1757−1854 (Cameron et al. 2018) e PSR J1946+2052 (Stovall et al. 2018). No primeiro caso, a grande distância e a incerteza associadas são, como no caso do binário de Hulse-Taylor, entraves a uma medição precisa do decaimento orbital intrínseco do sistema (Cameron et al. 2023).

3. A promessa das ondas gravitacionais

Devido à importância da sua descoberta, Russel Hulse e Joe Taylor foram galardoados com o Prémio Nobel da Física em 1993, "pela descoberta de um novo tipo de pulsar, que abriu novas possibilidades no estudo da gravitação". A descoberta foi de facto importante por muitas razões.

Esta medição atingiu dois objetivos que não podem ser alcançados por experiências no Sistema Solar: acima de tudo, confirmou experimentalmente a realidade física das ondas gravitacionais (GWs) - estas transportam de facto energia através do espaço. A existência das ondas gravitacionais havia sido discutida desde que Einstein sugeriu a ideia (Einstein 1916, 1918), mas o próprio Einstein nunca teve certeza da sua existência física. As dúvidas continuaram praticamente até ao tempo da confirmação experimental (para uma discussão detalhada, ver Damour 2015).

Em segundo lugar, confirmou a auto-consistência da RG para objetos extremamente compactos. Isto é importante, porque algumas teorias alternativas da gravidade que passam todos os testes no Sistema Solar produzem previsões substancialmente diferentes no caso de estrelas de neutrões. Em especial, a teoria de Jordan-Fierz-Brans-Dicke, uma das alternativas mais simples e melhor estudadas à RG, prevê não só a emissão de onda gravitacionais quadrupolares, como a RG, mas também a emissão de radiação dipolar (Eardley 1975), o que aumentaria potencialmente o ritmo de decaimento da órbita para valores inconsistentes com as observações. Para uma discussão detalhada dos testes de teorias de gravidade com pulsares rádio, ver Freire & Wex (2024).

No entanto, a descoberta transcende o estudo da gravitação: as ondas gravitacionais não são apenas mais um efeito relativista que podemos usar para testar a RG. São mensageiras que transportam informação através de vastas distâncias. Isto significa que, se construirmos um detetor de ondas gravitacionais extremamente sensível, podemos, em princípio, detetar objetos distantes ouvindo as ondas gravitacionais que emitem.

Será que um tal detetor ouviria realmente alguma coisa? É aqui que se torna clara a importância da descoberta do pulsar binário. O decaimento orbital do sistema implica que este perderá continuamente energia orbital sob a forma de ondas gravitacionais. A cada órbita, as duas estrelas de neutrões aproximam-se uma da outra 3 milímetros. À medida que se vão aproximando, este ritmo de aproximação vai aumentando, o que resulta inevitavelmente numa colisão das duas estrelas de neutrões daqui

a 300 milhões de anos. Nessa altura, emitirão uma gigantesca explosão de ondas gravitacionais: durante uma fração de segundo, a potência de ondas gravitacionais emitidas é comparável à potência luminosa de todas as estrelas no Universo visível! Como já foram observados vários sistemas de duas estrelas de neutrões na nossa Galáxia, devem existir muitos outros sistemas deste tipo no Universo, com muitos deles a colidir em cada ano. Este processo é tão comum no nosso Universo que se pensa que está na origem da maioria dos elementos pesados da tabela periódica, como o ouro, a platina, o chumbo e o urânio!

Isto significa que um detetor suficientemente sensível deverá certamente "ouvir" muitas destas colisões[4]. Foi graças a esta certeza que os detetores de ondas gravitacionais como o LIGO e o Virgo puderam ser construídos. Como é explicado neste volume, a deteção a 14 de Setembro de 2015 pelo LIGO da colisão de dois buracos negros de 30 massas solares (o evento conhecido como GW150914) abriu uma nova janela para o Universo, com a descoberta de um evento inesperado!

Dois anos depois, detetou-se a primeira colisão de duas estrelas de neutrões (o evento conhecido como GW170817), evento que foi além disso detectado em todo o espetro eletromagnético. Aqui estava, finalmente, cumprida a promessa feita pela descoberta do primeiro pulsar binário!

Na sequência da deteção direta de ondas gravitacionais com o LIGO, Rainer Weiss, Barry Barish e Kip Thorne foram galardoados com o Prémio Nobel da Física em 2017.

4. Deteção direta de ondas gravitacionais de baixa frequência

A descoberta dos pulsares, com o seu sinal periódico preciso vindo de um lugar muito distante, abriu outras possibilidades, desta vez na deteção direta de ondas gravitacionais. No fim dos anos 70, Sazhin (1978) e Detweiler (1979) sugeriram que a cronometragem de pulsares poderia ser usada para detetar diretamente ondas gravitacionais de grande amplitude e baixa frequência (i.e., com períodos de meses a anos, onde a técnica de cronometragem dos pulsares tem mais sensibilidade), produzidas, por exemplo, por sistemas binários de dois buracos negros supermassivos[5].

Mais tarde, Bertotti et al. (1983) calcularam, com base nos limites de irregularidades na cronometragem de alguns pulsares então conhecidos, que a densidade de ondas gravitacionais de baixa frequência é uma fração pequena da densidade de energia do Universo. Contudo, estes limites estavam ainda muito longe de quaisquer previsões realistas para o fundo de ondas gravitacionais muito longas.

4.1. Pulsares milissegundo

Em 1982, usando também o radiotelescópio de Arecibo, foi descoberto o primeiro pulsar milissegundo, PSR B1937+21 (Backer et al. 1982). Rodando sobre si mesmo quase 642 vezes por segundo, este pulsar era quase 20 vezes mais rápido que o pulsar da nebulosa do Caranguejo. Nas décadas seguintes, foram descobertos centenas destes objetos.

Estes sistemas são formados em sistemas binários em que se formam estrelas de neutrões com estrelas companheiras de baixa massa (isto é, que iniciam as suas vidas com menos de oito vezes a massa do Sol). Estas estrelas têm vidas mais longas, e por isso o episódio de acreção de massa (visível como um binário de raios X) é muito mais longo, o que resulta numa rotação mais rápida para o pulsar. Devido à sua massa, as estrelas companheiras nunca formam estrelas de neutrões, evoluindo em vez disso para estrelas anãs brancas. Perto de 80 % dos pulsares milissegundo são encontrados em sistemas binários com estrelas anãs brancas, ou outros tipos de remanescentes estelares de baixa massa (Tauris & van den Heuvel 2023). Mas interessantemente, e sem que haja uma explicação óbvia, alguns pulsares milissegundo são objetos solitários, como o próprio PSR B1937+21.

A precisão da cronometragem de um pulsar é, sendo tudo o resto igual, proporcional à sua frequência de rotação, o que implica que a nova classe de pulsares deveria ter uma precisão de cronometragem assombrosa. Esta precisão não se traduziu até hoje em testes especialmente precisos de teorias de gravidade como no caso do pulsar duplo, a razão é que, devido à baixa massa da estrela companheira, esta nunca explode numa supernova, evoluindo em vez disso lentamente para o estágio de anã branca. Isto faz com que a excentricidade da órbita do sistema se mantenha sempre em valores extremamente baixos, o que implica que alguns efeitos relativistas, como o avanço do periastro e o atraso de Einstein, que tão importantes foram para medir as massas dos componentes do sistema de Hulse-Taylor, não são simplesmente mensuráveis para estes sistemas.

Isto não é um problema para a deteção de ondas gravitacionais de baixa frequência, onde tudo o que é necessário é um relógio distante - tudo o que interessa neste caso é a precisão da cronometragem do pulsar.

Um dos primeiros pulsares milisegundo binários a ser descoberto, e um dos mais estáveis, tem a designação de PSR B1855+09 (Segelstein et al. 1986). A órbita tem um período de 12,3 dias, sendo a estrela companheira uma anã branca. Depois de oito anos de cronometragem intensa com Arecibo deste pulsar (Kaspi et al. 1994), os dados eram de tal modo precisos que foi possível impor um limite para a densidade de ondas gravitacionais por intervalo de frequência logarítmica inferior a $\sim 6\times10^{-8}$ (95 % de confiança) da densidade crítica do Universo, uma melhoria de ordens de magnitude em relação a resultados anteriores e que aproximava grandemente de previsões de um fundo estocástico de ondas gravitacionais de baixa frequência.

4.2. Pulsar timing arrays

No artigo de descoberta do pulsar B1855+09, os autores expressavam a necessidade de descobrir mais pulsares milissegundo estáveis. A razão era simples: uma coisa é introduzir limites à amplitude das ondas gravitacionais de baixa frequência, e uma outra, completamente diferente, é detetá-las. Para isso, um ou dois pulsares milissegundo não bastam. A razão é patente mesmo no artigo de Kaspi et al. (1994): para além da cronometragem do PSR B1855+09, os autores apresentam os resultados de mais de uma década de cronometragem do primeiro pulsar milissegundo, PSR B1937+21, e concluem que o último apresenta, ao contrário do caso do PSR B1855+09, irregularidades na sua rotação. Isto levanta a questão: se forem detetadas irregularidades na cronometragem de pulsares, como distinguir ondas gravitacionais de possíveis perturbações intrínsecas da rotação dos pulsares?

A resposta a esta questão é óbvia: há que cronometrar, com grande

[4]A deteção destas ondas gravitacionais é mais parecida com a audição porque se trata, tal como o sinal de rádio de um pulsar, de um sinal de uma só dimensão no tempo, sendo, para além do mais, que as frequências previstas para o estágio final de uma colisão de estrelas de neutrões (isto é, a frequência da órbita) são de dezenas e centenas de Hertz, bem dentro do espetro audível.

[5]Embora estes buracos negros sejam relativamente comuns no centro de galáxias, a existência e/ou o número de sistemas de dois destes buracos negros que emitem ondas gravitacionais em quantidades detetáveis é ainda hoje muito incerta. Teoricamente, a sua formação deveria resultar da coalescência de galáxias, que eventualmente deveria levar à colisão dos seus buracos negros centrais.

precisão, um número bastante grande de pulsares, e depois procurar o sinal das ondas gravitacionais na correlação entre as irregularidades medidas nos atrasos dos sinais dos pulsares. Em particular, Hellings & Downs (1983) propuseram tirar vantagem da estrutura quadrupolar das ondas gravitacionais previstas pela RG para procurar correlações positivas entre os atrasos nos tempos de chegada dos pulsos de pulsares localizados numa região particular do céu e os pulsares localizados em regiões opostas, e uma anti-correlação com pulsares localizados em regiões do céu a 90 graus das primeiras. A curva de correlações em função da separação angular é hoje conhecida como a curva de Hellings e Downs.

Para levar a cabo esta estratégia foi necessário, em primeiro lugar, descobrir não só um grande número de pulsares milissegundo, mas também descobri-los em zonas do céu menos estudadas, isto é, no caso dos pulsares, em regiões longe do plano da nossa Galáxia. Em parte por esta razão, foram empreendidas nos anos 90 e nas décadas seguintes muitas buscas sistemáticas de pulsares que englobaram o céu inteiro. Em paralelo, houve também um grande esforço para melhorar toda a instrumentação usada na cronometragem dos pulsares milissegundo, nas técnicas de análise dos dados e na deteção do fundo de ondas gravitacionais.

Até ao princípio do Séc. XXI, estes esforços eram largamente executados por observatórios ou institutos de investigação individuais. Foi a partir de meio da década de 2000 que estes esforços começaram a ser organizados à escala continental, com o "North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves" (NANOGrav) na América do Norte[6], o "European Pulsar Timing array" (EPTA) na Europa[7], o "Parkes Pulsar Timing Array" (PPTA) na Austrália[8]. A estes juntaram-se mais recentemente as versões chinesa, CPTA (Chen et al. 2025) e Sul-Africana, o "MeerKAT pulsar timing array", MPTA[9]; estes dois últimos consórcios usam novos radiotelescópios extremamente sensíveis: O Five Hundred Meter Aperture Spherical Telescope (FAST) na província de Guizhou, China, e o MeerKAT (ou "Karoo Array Telescope) na Província de Northern Cape, África do Sul. A nível mundial, estes esforços são coordenados pelo International Pulsar Timing Array[10].

4.3. No limiar da abertura da terceira janela

Depois de quase duas décadas de esforços coordenados e contínuos, estamos atualmente no limiar de deteção do fundo estocástico de ondas gravitacionais de muito baixa frequência, com deteções da curva de Hellings e Downs que se aproximam constantemente de um limiar estatisticamente seguro, mas também de previsões teóricas para a amplitude deste fundo estocástico. Até agora, os melhores resultados vêm de consórcios individuais: Agazie et al. (2023) para o NANOGrav, EPTA Collaboration et al. (2023) para o EPTA, Reardon et al. (2023) para o PPTA, Xu et al. (2023) para o CPTA e mais recentemente Miles et al. (2025) para o MPTA. É de prever que a combinação de todos estes dados por parte do IPTA leve finalmente a uma deteção inequívoca.

O resultado do MPTA merece especial destaque: a deteção efetuada com o radiotelescópio MeerKAT, na África do Sul, apesar de ter sido obtida com apenas 3,5 anos de dados, é comparável em sensibilidade com os resultados dos outros consórcios com mais de 15 anos de dados. Isto deve-se ao facto de o MeerKAT ser de longe o radiotelescópio mais sensível no hemisfério Sul, o que é excelente uma vez que a maioria dos pulsares estão localizados no Hemisfério Sul do céu[11]. É assim de prever que os resultados do MPTA venham a ultrapassar a curto prazo a sensibilidade de todos os outros consórcios.

Depois da deteção segura, a acontecer nos próximos anos, segue-se a exploração do Universo nesta nova janela de frequência de ondas gravitacionais. Quem pode adivinhar que surpresas iremos encontrar?

Referências
[1] Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, Nature, 217, 709
[2] Staelin, D. H. & Reifenstein, III, E. C. 1968, Science, 162, 1481
[3] Gold, T. 1968, Nature, 218, 731
[4] Baade, W. & Zwicky, F. 1934, Proceedings of the National Academy of Science, 20, 25
[5] Tolman, R. C. 1939, Physical Review, 55, 364
[6] Oppenheimer, J. R. & Volkoff, G. M. 1939, Physical Review, 55, 374
[7] Özel, F. & Freire, P. 2016, ARA&A, 54, 401
[8] Lattimer, J. M. 2021, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 71, 433
[9] Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., et al. 2006, Science, 311, 1901
[10] Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, AJ, 129, 1993
[11] Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2023, Physics of Binary Star Evolution. From Stars to X-ray Binaries and Gravitational Wave Sources
[12] Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1975, ApJ, 195, L51
[13] Taylor, J. H., Hulse, R. A., Fowler, L. A., Gullahorn, G. E., & Rankin, J. M. 1976, ApJ, 206, L53
[14] Taylor, J. H., Fowler, L. A., & McCulloch, P. M. 1979, Nature, 277, 437
[15] Tauris, T. M., Kramer, M., Freire, P. C. C., et al. 2017, ApJ, 846, 170
[16] Taylor, J. H. & Weisberg, J. M. 1982, ApJ, 253, 908
[17] Taylor, J. H. & Weisberg, J. M. 1989, ApJ, 345, 434
[18] Damour, T. & Taylor, J. H. 1991, ApJ, 366, 501
[19] Weisberg, J. M. & Huang, Y. 2016, ApJ, 829, 55
[20] Burgay, M., D'Amico, N., Possenti, A., et al. 2003, Nature, 426, 531
[21] Lyne, A. G., Burgay, M., Kramer, M., et al. 2004, Science, 303, 1153
[22] Kramer, M., Stairs, I. H., Manchester, R. N., et al. 2021, Physical Review X, 11, 041050
[23] Shapiro, I. I. 1964, Phys. Rev. Lett., 13, 789
[24] Hu, H., Kramer, M., Wex, N., Champion, D. J., & Kehl, M. S. 2020, MNRAS, 497, 3118
[25] Cameron, A. D., Champion, D. J., Kramer, M., et al. 2018, MNRAS, 475, L57
[26] Stovall, K., Freire, P. C. C., Chatterjee, S., et al. 2018, ApJ, 854, L22
[27] Einstein, A. 1916, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften, 688
[28] Einstein, A. 1918, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften, 154
[29] Damour, T. 2015, Classical and Quantum Gravity, 32, 124009
[30] Eardley, D. M. 1975, ApJ, 196, L59
[31] Sazhin, M. V. 1978, Soviet Ast., 22, 36
[32] Detweiler, S. 1979, ApJ, 234, 1100
[33] Bertotti, B., Carr, B. J., & Rees, M. J. 1983, MNRAS, 203, 945
[34] Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., & Goss, W. M. 1982, Nature, 300, 615
[35] Segelstein, D. J., Rawley, L. A., Stinebring, D. R., Fruchter, A. S., & Taylor, J. H. 1986, Nature, 322, 714
[36] Kaspi, V. M., Taylor, J. H., & Ryba, M. F. 1994, ApJ, 428, 713
[37] Hellings, R. W. & Downs, G. S. 1983, ApJ, 265, L39
[38] Agazie, G., Anumarlapudi, A., Archibald, A. M., et al. 2023, ApJ, 951, L8
[39] EPTA Collaboration, InPTA Collaboration, Antoniadis, J., et al. 2023, A&A, 678, A50
[40] Reardon, D. J., Zic, A., Shannon, R. M., et al. 2023, ApJ, 951, L6
[41] Xu, H., Chen, S., Guo, Y., et al. 2023, Research in Astronomy and Astrophysics, 23, 075024
[42] Miles, M. T., Shannon, R. M., Reardon, D. J., et al. 2025, MNRAS, 536, 1489
[43] International Pulsar Timing Array (IPTA). Disponível em: https://ipta4gw.org



Paulo Freire tirou a Licenciatura em Engenharia Física Tecnológica no Instituto Superior Técnico em 1994, Mestrado em Física no Instituto Superior Técnico em 1997 e Doutoramento em Radioastronomia pela Universidade de Manchester em 2001. Trabalhou no Observatório de Arecibo / Universidade de Cornell, no período 2001-2009. Atualmente, encontra-se no Instituto Max Planck para Radioastronomia, em Bona, desde 2009.

[6] https://nanograv.org
[7] https://www.epta.eu.org
[8] https://www.atnf.csiro.au/projects/science/pulsars/research-pulsar-ppta/
[9] https://mpta-gw.github.io
[10] https://ipta4gw.org

[11] A razão disto deve-se à localização do centro da nossa Galáxia na constelação do Sagitário, a uma declinação de -29 graus, portanto bem.

33
artigo geral
VOL. 48 - N.2

Cosmologia e ondas gravitacionais: o nascimento da cosmologia moderna

Pedro G. Ferreira
Astrophysics, University of Oxford, Oxford OX2 8LN, UK
pedro.ferreira@physics.ox.ac.uk

O nascimento da cosmologia moderna

Se quisermos compreender o papel que as ondas gravitacionais desempenham na cosmologia, temos de compreender primeiro como é que a própria cosmologia se tornou a joia da coroa da física moderna. A cosmologia - a ciência da origem e evolução do Universo - tem raízes antigas, com filósofos e astrónomos a debaterem durante milénios a melhor forma de descrever o Universo como um todo. Mas só no século passado é que a cosmologia se transformou numa ciência quantitativa e preditiva. O ponto de viragem ocorreu com a Teoria Geral da Relatividade de Albert Einstein, em 1915, que forneceu um quadro matemático revolucionário para a gravidade e para o espaço-tempo à escala cósmica. Com a Relatividade Geral, os físicos dispunham finalmente de um modelo para descrever a estrutura em grande escala do Universo e puderam começar a fazer previsões testáveis sobre o seu comportamento.

O próprio Einstein aplicou a sua nova teoria ao Universo. Em 1917, guiado pela crença predominante de que o Universo era estático, construiu um modelo cosmológico que tentava equilibrar a gravidade e atingir um estado estacionário. Para o fazer, introduziu um termo adicional nas suas equações - a constante cosmológica - uma espécie de força repulsiva para contrariar a gravidade e manter o Universo em equilíbrio. Esta constante impediu o espaço de colapsar sob o seu próprio peso e produziu um universo finito e estático (frequentemente designado por universo estático de Einstein). A insistência de Einstein num cosmos estático foi um passo em falso. Dez anos depois, as observações provaram que o Universo não é de todo estático. Einstein viria a chamar à constante cosmológica o seu "maior erro", embora as recentes descobertas da energia escura tenham de certa forma reintroduzido a ideia.

Independentemente do modelo estático de Einstein, outros pioneiros levaram a Relatividade Geral numa nova e ousada direção. Nos anos 20, o matemático Alexander Friedmann, na Rússia, e o astrónomo Belga (e padre) Georges Lemaître encontraram soluções para as equações de Einstein que não exigiam um universo estático. Os seus cálculos mostraram que o próprio tecido do espaço-tempo pode expandir-se ou contrair-se. Uma previsão clara destes modelos dinâmicos foi que as galáxias distantes devem estar a afastar-se de nós - quanto mais longe, mais rápida a recessão - devido à expansão cósmica. Este fenómeno revelar-se-ia como um desvio para o vermelho da luz de galáxias distantes (um alongamento dos comprimentos de onda em direção à extremidade vermelha do espetro). O físico holandês Wilhelm de Sitter, trabalhando com a nova teoria da relatividade, também mostrou que um modelo de universo em expansão produz naturalmente uma relação entre a distância de uma galáxia e a sua velocidade de recessão. Essencialmente, a matemática da Relatividade Geral estava a dizer-nos que o nosso Universo deveria estar em expansão - uma ideia radical à espera de confirmação observacional.

A confirmação veio em 1929, quando o astrónomo americano Edwin Hubble, assistido por Milton Humason, publicou medições das distâncias e velocidades das galáxias. Hubble encontrou uma tendência clara: as galáxias mais distantes estão a afastar-se mais rapidamente do que as mais próximas, tal como os modelos dinâmicos previam. As observações de Hubble provaram que o Universo está a expandir-se e validaram os modelos relativistas de Friedmann, Lemaître e de Sitter. O Universo em expansão passou a ser o novo paradigma e Einstein abandonou o seu modelo estático. A velocidade de expansão passou a ser conhecida como a constante de Hubble, um número que os cientistas se têm esforçado por medir desde então. Com o trabalho de Hubble, a cosmologia teve a sua primeira base empírica sólida apoiada pela Relatividade Geral.

Durante as décadas seguintes, houve pouco progresso na cosmologia. Os astrónomos tentaram obter medições cada vez mais exatas da constante de Hubble (a taxa de expansão), mas os resultados que obtinham através de diferentes métodos eram frequentemente discordantes. Nos meados do século XX, a cosmologia ainda era vista como algo especulativo - aquilo a que um dos principais cosmólogos, Jim Peebles, chamou mais tarde "um assunto limitado... com dois ou três números" que caracterizavam todo o Universo, que para ele "sempre pareceu... bastante desolador". Nessa altura, esses "dois ou três números" incluíam a constante de Hubble e talvez a densidade média da matéria, e pouco mais. A cosmologia não dispunha da abundância de medições precisas que temos hoje em dia.

Nos anos 40 e 50 houve, no entanto, progresso teórico. Em 1948, o físico George Gamow e os seus colegas calcularam que, se o Universo tivesse começado num estado quente e denso (a ideia do "Big Bang"), arrefeceria à medida que se expandisse e deixaria para trás um fundo de radiação de micro-ondas que preenche o espaço. Mostraram também que, numa fase inicial tão quente, as reações nucleares sintetizariam elementos leves como o hélio. Estas

eram previsões arrojadas: uma bola de fogo cósmica no passado que deixou um brilho residual e criou hélio primordial. Durante muito tempo, esta foi considerada uma teoria interessante, mas não confirmada. Até que, em 1965, os radioastrónomos Arno Penzias e Robert Wilson descobriram, por acaso, um sinal fraco de micro-ondas isotrópico - o fundo cósmico de micro-ondas (CMB de “Cosmic Microwave Background”) - a uma temperatura de cerca de 3 graus acima do zero absoluto. Esta era a radiação que o grupo de Gamow previra, uma prova impressionante de que o Universo começou de facto num estado quente e denso. A descoberta do CMB transformou a cosmologia de especulação em ciência quase de um dia para o outro.

Jim Peebles e outros (como Robert Dicke e Yakov Zel'dovich) aperceberam-se de que o CMB não era apenas uma confirmação do Big Bang - as pequenas variações da sua temperatura podiam revelar a forma como a matéria estava distribuída no Universo primordial. Peebles ajudou a desenvolver a teoria de como pequenas inomogeneidades cresceriam através da gravidade para formar galáxias e enxames de galáxias ao longo de milhares de milhões de anos. Durante os finais dos anos 60 e os anos 70, estes teóricos lançaram as bases para a teoria do crescimento da estrutura cósmica - como as galáxias se formam e se aglomeram numa imensa teia cósmica (Figura 1) de aglomerados, filamentos e vazios. A cosmologia estava a tornar-se uma ciência preditiva: se fosse possível medir o padrão estatístico do brilho do CMB, poder-se-ia inferir muito sobre a composição e a história do Universo.

Só no fim dos anos 90 é que a tecnologia conseguiu recuperar o atraso e mapear em pormenor essas pequenas flutuações de temperatura. Em 1992, o satélite COBE (Cosmic Background Explorer) da NASA revelou a primeira deteção definitiva de anisotropias do CMB (as ténues irregularidades na radiação de fundo). O mapa do COBE

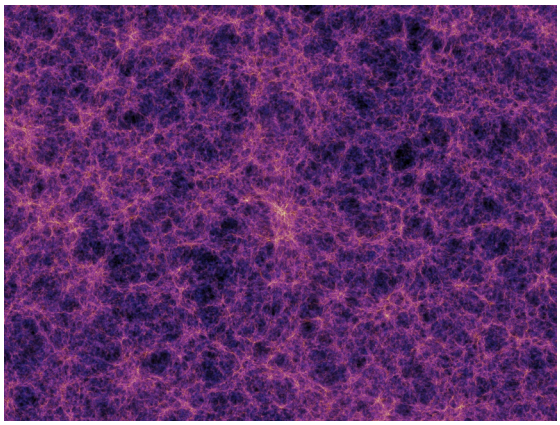


Figura 1 - Teia Cósmica. Creditos: Volker Springel (Max Planck Institute for Astrophysics) et al., https://esahubble.org/images/heic2003b/

tinha uma resolução relativamente baixa, mas foi uma descoberta monumental. De facto, confirmou que o Universo primordial tinha o tipo certo de flutuações primordiais para se transformar nas estrelas, galáxias e aglomerados atuais. Os líderes da equipa do COBE, George Smoot e John Mather, ganharam o Prémio Nobel em 2006 por este trabalho. O COBE inaugurou uma época de ouro da cosmologia, uma vez que as experiências que vieram a seguir (Boomerang, MAXIMA, e especialmente a Wilkinson Microwave Anisotropy Probe em 2003 e o satélite Planck em 2013) mapearam o CMB com uma precisão cada vez maior. Cada experiência melhorou cada vez mais as medições de parâmetros cósmicos fundamentais - a idade do Universo, a constante de Hubble, a densidade da matéria, etc. - transformando a cosmologia naquilo a que agora se chama "cosmologia de precisão", um domínio em que os parâmetros são conhecidos com uma precisão elevadíssima. Hoje em dia, graças ao CMB e aos grandes estudos de galáxias (como o Sloan Digital Sky Survey e o recente projeto DESI), temos um Modelo Padrão da cosmologia - frequentemente designado por modelo ΛCDM - que é consistente com uma espantosa variedade de dados. Neste modelo, o Universo tem cerca de 13,8 mil milhões de anos, é composto por cerca de 5 % de matéria ordinária, 27 % de matéria escura e 68 % de energia escura, e sofreu uma breve explosão de hiperexpansão (inflação) na sua primeira fração de segundo.

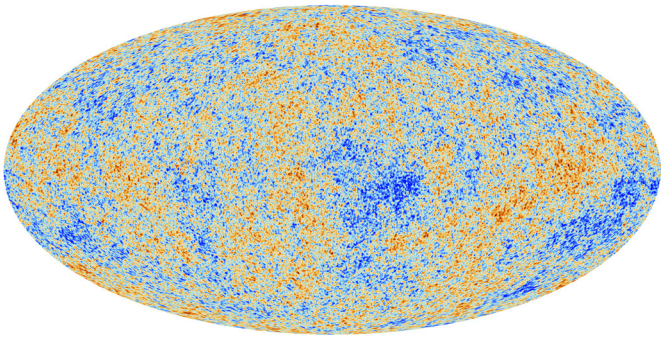


Figura 2 - Mapa Planck do fundo cósmico de micro-ondas (CMB). Foto: ©ESA e colaboração Planck. https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2013/03/Planck_CMB

O modelo cosmológico tem, como parte fundamental, três componentes misteriosos. A inflação, a hipotética expansão exponencial nos primeiros instantes do Universo, parece criar as condições iniciais que observamos - no entanto, o campo – "o inflatão" – responsável por este período de expansão permanece desconhecido. A matéria negra, uma forma invisível de matéria que constitui a maior parte da massa das galáxias, até agora só foi observada através dos seus efeitos gravitacionais. E a energia escura, um termo que usamos para a aparente aceleração cósmica observada atualmente na expansão do Universo, é um enigma - pode ser a constante cosmológica de Einstein ou algo mais exótico. Determinar a natureza destes componentes – o campo responsável pela inflação, a matéria escura, e a energia escura - é o objetivo central da cosmologia moderna. Atualmente, dispomos de instrumentos para medir o Universo com uma precisão extraordinária; o desafio é compreender a nova física que estas medições nos revelam.

Ondas Gravitacionais e o Fundo Cósmico de Micro-ondas

Muito antes de as ondas gravitacionais serem descobertas, já eram tópico de especulação teórica. A ideia de ondas gravitacionais emergiu da Relatividade Geral de Einstein apenas um ano depois da própria teoria. Mas a deteção destas ondas estava muito para além da tecnologia do tempo de Einstein, e durante décadas as ondas gravitacionais permaneceram uma ideia teórica. Foi apenas em 2015 que o Observatório Interferómetro Laser de Ondas Gravitacionais (LIGO) fez a primeira deteção direta histórica de uma onda gravitacional - gerada pela colisão de dois buracos negros a milhares de milhões de anos-luz de distância. Este feito, anunciado em 2016, abriu uma nova era na astronomia de ondas gravitacionais.

No entanto, mesmo antes do triunfo do LIGO, os cosmólogos já

tinham reconhecido que as ondas gravitacionais devem desempenhar um papel importante na história do Universo, em particular, durante as primeiras frações de segundo após o Big Bang. Durante a inflação, pequenas flutuações quânticas em escalas subatómicas foram ampliadas para escalas astronómicas. A inflação explica a origem das ligeiras flutuações de densidade que mais tarde se transformaram em galáxias (estas provêm de flutuações quânticas nos campos de matéria). Mas a inflação teria também ampliado as flutuações quânticas do próprio espaço-tempo - deveria ter criado um banho de ondas gravitacionais que permeavam o Universo. Estas ondas gravitacionais primordiais são essencialmente flutuações do Universo primordial, ampliadas pela inflação e que se propagam pelo espaço-tempo desde então. Ao contrário das ondas gravitacionais que o LIGO detetou, as ondas gravitacionais inflacionárias formariam um fundo difuso e omnipresente - uma espécie de ruído ténue de ondas gravitacionais oriundas do Big Bang.

As ondas gravitacionais primordiais teriam deixado uma marca na própria radiação cósmica de fundo em micro-ondas (Figura 2). O CMB é luz polarizada - e prevê-se que as ondas gravitacionais da inflação imprimam um padrão de polarização distinto no CMB, conhecido como polarização de modo B. Em termos mais simples, à medida que as ondas gravitacionais do Universo primordial comprimiam e esticavam o espaço, induziram subtis redemoinhos na orientação da luz do CMB. Encontrar esse sinal específico de polarização seria uma prova irrefutável da existência de ondas gravitacionais inflacionárias.

Ao longo das décadas de 2000 e 2010, equipas de cosmólogos construíram telescópios de micro-ondas ultra-sensíveis para procurar este sinal. Em 2014, uma equipa que utilizava o telescópio BICEP2 no Pólo Sul anunciou que tinha encontrado sinais de polarização em modo B, consistentes com um forte sinal de ondas gravitacionais inflacionárias. O resultado fez manchetes em todo o mundo - se fosse verdade, significava que estávamos a ver ecos da época inflacionária do Big Bang, uma descoberta digna de um Nobel. No entanto, o entusiasmo durou pouco tempo. Nos meses que se seguiram, o exame minucioso de outros cientistas revelou uma falha: a equipa do BICEP2 tinha subestimado a emissão polarizada da poeira na nossa própria galáxia Via Láctea. O que tinham detetado não eram de todo ondas gravitacionais primordiais, mas radiação de poeira interestelar que pode imitar o sinal cósmico de que se estava à procura. No final de 2014, o consenso era que a "descoberta" do BICEP2 era um falso alarme e que o fundo de ondas gravitacionais inflacionárias continuava por detetar. Ficou claro que estas medições são extraordinariamente delicadas; separar um sinal cosmológico ténue do "ruído" de fontes mais próximas (como a poeira galáctica) é extremamente difícil.

Apesar deste contratempo, a caça às ondas gravitacionais primordiais continua com um vigor renovado. Estamos numa era de grande atividade na observação do CMB, com uma nova geração de observatórios que pretende atingir a precisão necessária. Um exemplo notável é o Simons Observatory, em construção no deserto de Atacama, no Chile. Este observatório - com um conjunto de potentes telescópios e detetores supercondutores de última geração - irá mapear a temperatura e a polarização da radiação cósmica de fundo em micro-ondas com uma precisão sem precedentes. Paralelamente, outros projetos, como o BICEP-Array (sucessor do BICEP2), o South Pole Telescope e um satélite proposto no Japão, chamado LiteBIRD, pretendem detetar estas ondas primordiais.

Ondas Gravitacionais do Universo Primordial: Transições de Fase e Cordas Cósmicas

O Universo primordial foi uma época turbulenta, e vários processos nesses primeiros momentos poderiam ter produzido um fundo estocástico de ondas gravitacionais - um ruído aleatório e persistente de vibrações do espaço-tempo que não provém de uma única fonte, mas do efeito combinado de inúmeros acontecimentos microscópicos. Ao contrário dos sinais limpos de "chirp" de colisões individuais de buracos negros ou de estrelas de neutrões que o LIGO deteta, este fundo primordial de ondas gravitacionais soaria mais como ruído estático num detetor - um ruído persistente e fraco sem qualquer padrão particular. Detetá-lo é um pouco como tentar ouvir um murmúrio suave numa sala cheia de conversas mais altas.

Um dos alvos principais são as ondas gravitacionais das transições de fase cósmicas. Nas primeiras frações de segundo de existência, o Universo era extremamente quente e denso e, à medida que se expandiu e arrefeceu, passou por uma série de transições de fase semelhantes ao congelamento da água ou à condensação do vapor, mas envolvendo forças e campos fundamentais. Por exemplo, logo após o Big Bang, as forças nucleares eletromagnética e fraca "separaram-se" (um processo conhecido como transição de fase eletrofraca). Se essa transição de fase fosse violenta poderia ter gerado ondas gravitacionais. Nessa transição, as bolhas da nova fase (pensem nas bolhas de líquido que se formam na água a ferver) nuclearam e cresceriam e, quando essas bolhas colidissem ou convertessem a sua energia em movimento, poderiam agitar o plasma e o próprio espaço-tempo, emitindo ondas gravitacionais. Acredita-se que a transição de fase eletrofraca no Modelo Padrão da física de partículas tenha sido, na verdade, um cruzamento relativamente suave, e não uma transição violenta. Mas muitas extensões do Modelo Padrão poderiam torná-la mais violenta. Da mesma forma, ainda mais cedo, se a inflação terminasse de uma forma complexa, poderia produzir uma explosão de ondas gravitacionais. Logo a seguir, cerca de 1 microssegundo após o Big Bang, os quarks livres do plasma de “quark-gluon” passaram para estados ligados (protões e neutrões) no que se chama a transição de fase QCD (Cromodinâmica Quântica). Detetar um fundo de ondas gravitacionais geradas por uma transição de fase seria revolucionário: forneceria uma sonda direta das condições físicas a energias e temperaturas muito para além de qualquer experiência laboratorial.

Outra fonte de ondas gravitacionais primordiais são os defeitos topológicos formados no Universo primordial. Defeitos topológicos são estruturas estáveis que podem aparecer quando os campos fundamentais sofrem transições de fase que quebram a simetria. Um exemplo famoso é a corda cósmica - essencialmente um filamento estreito e ultra denso de energia, que se poderia formar se a configuração dos campos do Universo primordial mudasse para um estado de energia mais baixa, deixando defeitos semelhantes a tubos. (As cordas cósmicas são concetualmente análogas às fendas que se formam quando o gelo da água congela - um defeito unidimensional num meio que, de outro modo, seria uniforme). As cordas cósmicas, se existirem, seriam extraordinariamente maciças (um pequeno pedaço poderia pesar tanto como uma montanha) e, ao moverem-se, criariam ondulações no espaço-tempo. Duas cordas que se cruzassem poderiam mesmo formar laços que oscilam

e decaem gradualmente, emitindo ondas gravitacionais. O resultado seria um fundo estocástico de ondas gravitacionais provenientes de cordas cósmicas, potencialmente abrangendo uma vasta gama de frequências.

Há vários mecanismos que poderiam encher o cosmos de ondas gravitacionais: transições de fase rápidas que fazem soar o espaço-tempo como um sino, laços de cordas cósmicas oscilantes ou mesmo a expansão abrupta da própria inflação. Todos estes são exemplos de fundos estocásticos - sinais aleatórios e persistentes provenientes de uma única direção. A deteção de tais fundos é extremamente difícil. Uma das razões é que se espera que sejam muito ténues – falamos de processos que ocorreram a densidades de energia muito superiores às da física padrão, mas que depois se diluíram em 14 mil milhões de anos de expansão. Outra dificuldade é que, mesmo que os nossos detetores sejam suficientemente sensíveis, o sinal aparecerá como uma espécie de ruído, e é preciso distingui-lo do ruído do próprio instrumento ou de fundos produzidos por fontes astrofísicas mais mundanas.

A estratégia para detetar um sinal estocástico é procurar um sinal correlacionado. O ruído aleatório instrumental não está correlacionado entre diferentes detetores; um fundo real de ondas gravitacionais, no entanto, afetaria detetores separados em sincronia, produzindo padrões correspondentes de flutuações minúsculas. Os observatórios LIGO, Virgo e KAGRA - a atual rede global de interferómetros terrestres - estão a procurar na banda de alta frequência (dezenas a centenas de Hz) sinais de um fundo estocástico. Mas, até agora, não foi feita qualquer deteção definitiva de ondas gravitacionais primordiais, para além da marca indireta que podem ter deixado na polarização do CMB.

As próximas gerações de observatórios de ondas gravitacionais irão aumentar consideravelmente a nossa capacidade de detetar um fundo primordial - ou excluir definitivamente muitas possibilidades. Na Terra, projetos como o Telescópio Einstein (ET), na Europa, e o Cosmic Explorer (CE), nos EUA, propõem interferómetros de terceira geração com uma sensibilidade muito maior numa vasta gama de frequências. O Telescópio Einstein, por exemplo, foi concebido como um detetor triangular subterrâneo com uma extensão de 10 km, que funcionará a temperaturas criogénicas para reduzir o ruído. Aumentaria a sensibilidade numa ordem de grandeza e alargaria o alcance de baixas frequências (até ~1 Hz ou menos), onde alguns sinais primordiais poderão estar escondidos. O Cosmic Explorer, terá uma extensão de 40 km (dez vezes o comprimento do LIGO). Estes detetores estarão principalmente ocupados com fontes astrofísicas (por exemplo, colisões de buracos negros), mas no ruído de todos esses eventos, poderão detetar o tal ruído omnipresente do Universo primordial.

No espaço, podemos construir observatórios de maior extensão e aceder a diferentes bandas de frequência sem o ruído sísmico da Terra. O LISA (Laser Interferometer Space Antenna) da Agência Espacial Europeia - cujo lançamento está previsto para a década de 2030 - funcionará com uma extensão de milhões de quilómetros, sensíveis a ondas gravitacionais de baixa frequência (cerca de um milihertz). Embora os alvos principais do LISA sejam a colisão de buracos negros muito grandes (com massa de a ordem 10^6 a massa do Sol) e sistemas estelares extremos, também foi concebido para detetar um fundo cósmico de ondas gravitacionais na sua banda.

O Japão também propôs uma missão ambiciosa chamada DECIGO (Deci-Hertz Interferometer Gravitational-Wave Observatory), que visa frequências à volta de 0,1 Hz a 1 Hz (entre as bandas do LISA e do LIGO). O objetivo mais importante do DECIGO é detetar ondas gravitacionais provenientes da inflação cósmica, que nenhum outro instrumento poderia alcançar diretamente.

Os *pulsar timing arrays* (PTAs) complementam os interferómetros laser na busca de ondas gravitacionais a frequências extremamente baixas (nanohertz). Os PTAs utilizam uma rede de pulsares de milissegundos como detetores naturais: a passagem de uma onda gravitacional alteraria subtilmente os tempos de chegada dos impulsos. Recentemente, colaborações de PTA na América do Norte (NANOGrav), Europa, Austrália e China anunciaram provas de um sinal comum que pode ser o primeiro indício de um fundo de ondas gravitacionais na gama dos nanohertz. A principal explicação é um fundo de ondas gravitacionais provenientes da colisão de buracos negros supermassivos ao longo da história cósmica. No entanto, o sinal é um pouco mais forte do que o esperado, o que levou os cientistas a especular sobre contribuições adicionais - por exemplo, talvez cordas cósmicas ou mesmo um fundo inflacionário possam estar a contribuir.

Os desafios da deteção de um fundo primordial de ondas gravitacionais são imensos. É preciso isolar um sinal fraco e aleatório do ruído dos instrumentos e das fontes astrofísicas mais próximas. São necessários múltiplos detetores, tecnologia ultrassensível e anos de dados. Mas a recompensa seria igualmente imensa: uma deteção mudaria radicalmente a nossa compreensão do Universo primordial.

Ondas Gravitacionais como Sondas do Universo Recente

As ondas gravitacionais são ferramentas poderosas para estudar o Universo mais recente - a era das galáxias, das estrelas e da expansão acelerada em que vivemos atualmente. Na cosmologia tradicional, os astrónomos há muito que se baseiam em sinais eletromagnéticos (como a luz das supernovas ou das galáxias) como "velas padrão" para medir as distâncias e a expansão cósmicas. Agora, as ondas gravitacionais oferecem um método independente: chamamos-lhes "sirenes padrão". A ideia, proposta pela primeira vez por Bernard Schutz em 1986, é simples. Quando o LIGO ou outro detetor observa um sinal de ondas gravitacionais de uma colisão distante (por exemplo, duas estrelas de neutrões em espiral), a forma desse sinal codifica a intensidade absoluta das ondas - o que, por sua vez, nos indica a distância à fonte. Com as ondas gravitacionais, a forma de onda *chirp* revela as massas dos objetos em colisão e a amplitude intrínseca do sinal; medindo a intensidade do sinal, os cientistas podem inferir a distância que as ondas percorreram. Esta medida de distância a partir da gravidade é incrivelmente valiosa, porque não depende da escala de distâncias cósmicas nem das calibrações que os métodos óticos necessitam. É uma leitura direta da extensão do espaço entre nós e a fonte. Chamamos-lhe sirene padrão (referente ao "som" de um sinal de onda gravitacional) em analogia com as velas padrão na luz.

A primeira demonstração no mundo real de uma sirene padrão ocorreu com o evento GW170817. Corresponde à onda gravitacional de uma colisão binária de estrelas de neutrões detetada em agosto de 2017, que - crucialmente - foi acompanhada por um flash de luz (uma curta explosão de raios gama e uma kilonova ótica).

Dezenas de telescópios captaram o brilho posterior, identificando a galáxia (NGC 4993) onde ocorreu a colisão. Isto foi um triunfo da astronomia "multi-mensageiro": pela primeira vez, um evento astronómico foi observado tanto em ondas gravitacionais como em ondas eletromagnéticas. As equipas do LIGO e do Virgo conseguiram calcular a distância à colisão a partir dos dados das ondas gravitacionais (cerca de 140 milhões de anos-luz). Entretanto, ao identificar a galáxia hospedeira, os astrónomos puderam medir a velocidade a que essa galáxia se está a afastar (o seu desvio para o vermelho, relacionado com a expansão do Universo). A combinação destes dados permitiu obter uma estimativa direta da constante de Hubble - a atual taxa de expansão do Universo. O resultado, cerca de 70 (km/s)/Mpc (kilometros por segundo por megaparsec), foi amplamente consistente com os métodos tradicionais. Embora a incerteza fosse grande (cerca de 15 %, uma vez que se tratou apenas de um evento), demonstrou o potencial das sirenes padrão.

Nos anos que se seguiram ao GW170817, o LIGO e o Virgo detetaram dezenas de colisões de dois buracos negros e algumas colisões de estrelas de neutrões. A maioria destes eventos de buracos negros não são observadas através de ondas eletromagnéticas (os buracos negros que se fundem no escuro não produzem luz), o que significa que não sabemos a sua localização exata nem o seu desvio para o vermelho - por isso, não podem ser usados individualmente como sirenes padrão. No entanto, há métodos estatísticos para extrair informação cosmológica destes processos. Usando catálogos de galáxias como potenciais hospedeiras destas colisões e combinando a informação sobre a distância de muitos eventos de ondas gravitacionais (por vezes chamadas "sirenes escuras", quando não se vê luz), é possível inferir estatisticamente a constante de Hubble. Estas análises estão em curso; os resultados atuais são ainda bastante grosseiros. Esperamos que, no final desta década, poderemos ter uma medição independente da expansão cósmica baseada em ondas gravitacionais que seja tão precisa como as tradicionais.

As ondas gravitacionais podem também ser utilizadas para testar a Relatividade Geral em novas escalas e regimes. O evento GW170817 (Figura 3) forneceu uma confirmação dramática de que as ondas gravitacionais viajam essencialmente à velocidade da luz. Quando as estrelas de neutrões colidiram, o LIGO detetou o sinal da onda gravitacional; cerca de 1,7 segundos depois, uma explosão de raios gama foi detetada por telescópios espaciais. Tomando

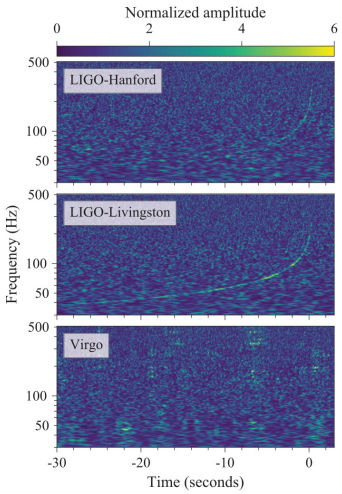


Figura 3 - O sinal GW170817 medido pelos detetores de onda gravitacionais LIGO e VIRGO. Créditos: LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, via Wikipedia. https://en.wikipedia.org/wiki/GW170817

em conta que estes sinais viajaram ~140 milhões de anos-luz, um atraso de 1,7 s é insignificante - implica que a velocidade das ondas gravitacionais é igual à velocidade da luz com uma aproximação de um parte em 10^{15}. Isto representa uma melhoria de mil milhões de vezes em relação as medidas anteriores, e exclui muitas teorias alternativas da gravidade de uma só vez. Isto reforça a ideia de que a teoria de Einstein, com um século de idade, continua a ser a teoria correta mesmo nas condições mais extremas (buracos negros em colisão, colisões de estrelas de neutrões) que podemos observar.

Conclusão

Há pouco mais de cem anos, Einstein deu-nos as ferramentas para pensar cientificamente sobre o Universo como um todo e, desde então, a cosmologia deixou de ser um campo carente de dados com "dois ou três números" para se tornar numa ciência de alta precisão. Mapeámos a radiação cósmica de fundo em micro-ondas, analisámos milhões de galáxias e medimos a composição do Universo com uma precisão extraordinária. Agora, as ondas gravitacionais estão a acrescentar uma nova dimensão. Permitem-nos "ouvir" o Universo, para além de o vermos.

Temos que ser pragmáticos em relação às ondas gravitacionais. Os desafios são grandes: os sinais são minúsculos e os detetores têm de ser extraordinariamente sensíveis. É possível que o ruído estocástico do Universo primordial, seja tão fraco que mesmo os observatórios da próxima geração tenham dificuldade em detetá-los. Pode também acontecer que as ondas gravitacionais de fundo da inflação ou das transições de fase estejam mesmo abaixo dos limiares dos instrumentos planeados, limitando o que podemos aprender sobre esses momentos primordiais. Temos de moderar as nossas expectativas de que as ondas gravitacionais resolverão subitamente todos os mistérios cósmicos.

No entanto, a história da ciência mostra que, sempre que abrimos uma nova janela para o universo, descobrimos o inesperado. A astronomia das ondas gravitacionais ainda está a dar os primeiros passos - tem apenas alguns anos - e já nos surpreendeu. À medida que os nossos detetores forem melhorando, poderemos detetar algo inesperado - um sinal de ondas gravitacionais que não corresponde a nenhuma causa astrofísica conhecida, talvez sugerindo uma nova física exótica.

Referências

[1] P. G. Ferreira, "Uma Teoria Perfeita" Editorial Presença (2014)
[2] C. Caprini & D. Figueroa, "Cosmological Backgrounds of Gravitational Waves", Class. Quant. Grav. 35, 163001 (2018)
[3] J. Romano & N. Cornish, "Detection methods for stochastic gravitational-wave backgrounds: a unified treatment", Living Rev. Relativity 20, 2 (2017)
[4] N. Christensen, "Stochastic Gravitational Wave Backgrounds," Rep. Prog. Phys. 82, 016903 (2019)

Imagens

Mapa Planck do CMB: https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2013/03/Planck_CMB
Teia Cósmica: https://esahubble.org/images/heic2003b/
GW170817: https://en.wikipedia.org/wiki/GW170817



Pedro G. Ferreira é professor de astrofísica na Universidade de Oxford. Estudou e trabalhou no Imperial College, em Londres, na Universidade da Califórnia, em Berkeley, e no CERN, em Genebra. Foi professor visitante na Universidade de Edimburgo, no Instituto Albert Einstein, em Berlim, e na Universidade de Columbia, em Nova Iorque. Ganhou o Prémio Gerald Whitrow 2022 e a Medalha Eddington 2024 da Royal Astronomical Society. Atualmente, é presidente do departamento de Astrofísica e diretor do Instituto Beecroft de Física de Partículas e Cosmologia em Oxford.
Sua área de especialização é a cosmologia, onde estudou a radiação remanescente do Big Bang, a natureza da matéria escura e da energia escura, e liderou o estudo de alternativas à teoria da Relatividade Geral de Einstein. Ele também se concentrou na teoria e análise das ondas gravitacionais e no uso de "Machine Learning" na análise de dados cosmológicos. O seu livro, "The Perfect Theory: A Century of Geniuses and the Battle over General Relativity" (A Teoria Perfeita: Um Século de Gênios e a Batalha pela Relatividade Geral), foi selecionado para o Prêmio Royal Society Winton Science Book de 2014.

Estrelas de neutrões como laboratórios de física

Constança Providência, Milena Albino, João Cartaxo, Valéria Carvalho, Tiago Custódio, Luigi Scurto, Márcio Ferreira, Tuhin Malik, Helena Pais

CFisUC, Departamento de Física, Universidade de Coimbra, Portugal

cp@fis.uc.pt

Sumário

É feita uma breve apresentação das estrelas de neutrões e do seu papel na determinação da equação de estado e do diagrama de fases da matéria que interage pela força forte. Após uma breve incursão histórica é discutido sucintamente como estes astros nos podem dar informação importante sobre matéria muito densa que não conseguimos produzir no laboratório. Apresentamos as observações que atualmente impõem restrições fortes, tanto dos pulsares identificados pela radiação eletromagnética que emitem na gama de frequências do rádio e dos raios-X de baixa energia, como a informação obtida da deteção das ondas gravitacionais da fusão de estrelas de neutrões. Discutimos como estas observações restringem a equação de estado, usando um modelo agnóstico que não nos dá informação sobre a composição da matéria, mas permite identificar toda a região do espaço de fase acessível, considerando restrições teóricas e observações. Mostramos que, considerando apenas matéria nuclear, a região possível para a equação de estado é apenas coberta parcialmente, ficando em aberto perceber que graus de liberdade poderão gerar a região toda, e de que modo novas observações vão restringir mais esta região. Concluímos, discutindo como métodos de aprendizagem de máquina nos poderão ajudar a identificar a equação de estado da matéria que interage pela força forte diretamente da observação de estrelas de neutrões.

1. Um pouco de história

A descoberta do neutrão por Chadwick ocorre em 1932. Logo em 1934, Walter Baade e Fritz Zwicky propõem pela primeira vez que uma estrela de neutrões resulta de uma explosão de supernova, afirmando "with all reserve we advance the view that supernovae represent the transition from ordinary stars into neutron stars, which in their final stages consist of closely packed neutrons." [1].

É apenas em 1967 que a aluna de doutoramento Jocelyn Bell observa sinais que viria a interpretar com o seu supervisor Antony Hewish como emitidos por um pulsar. Através do Interplanetary Scintillation Array do telescópio do Observatório de Radio Astronomia Mullard da Universidade de Cambridge, construído em parte por Jocelyn Bell, foram detetados pulsos regulares com a duração de 0,3 s e um período de repetição de 1,337 s, período que se mantinha com uma enorme precisão. Confirmaram que o período era constante com uma precisão superior a uma parte em 10^7. Fazendo um cálculo da energia irradiada por ano estimaram que o raio do objeto teria de ser inferior a 4800 km, concluindo que a radiação poderia ter origem numa anã branca ou numa estrela de neutrões. Antony Hewish recebe o prémio Nobel Física em 1974 pela sua contribuição na descoberta dos pulsares. O prémio Nobel da Física é dado pela primeira vez a uma descoberta na área da astronomia e astrofísica. Infelizmente, Jocelyn Bell não foi adequadamente reconhecida pela sua contribuição essencial para esta descoberta. De notar que um pulsar é uma estrela de neutrões em rotação que emite radiação eletromagnética ao longo do seu eixo magnético.

Em 1975, Russell Alan Hulse e Joseph Hooton Taylor Jr. observam o primeiro binário constituído por um pulsar PSR B1913+16 e uma estrela de neutrões [2]. Identificaram imediatamente o binário como um laboratório ideal para testar a relatividade geral. Em particular, observaram que a variação da velocidade e da compacidade durante a órbita seriam suficien-

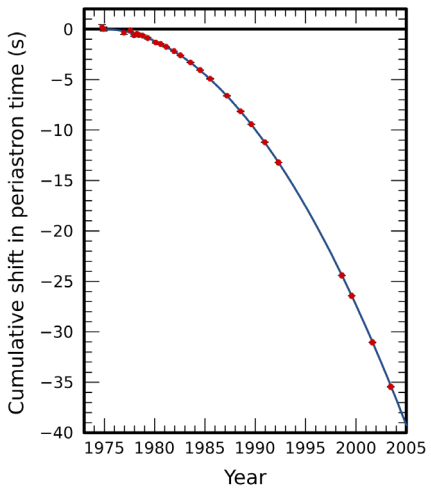


Figura 1 - Decaimento da órbita do pulsar PSR B1913+16, sendo representado em função do ano a mudança do periastro em segundos, relativamente a um sistema igual que não sofresse decaimento. Os pontos a vermelhos são as observações e a linha resulta de um cálculo teórico. (figura retirada de [3]).

tes para dar origem a efeitos observáveis no período. Prevendo que o avanço do periastro seria de cerca de 4° por ano utilizaram este binário para confirmar a teoria da relatividade geral. Em 2005 foram publicados dados acumulados durante trinta anos de observações. A figura 1, retirada de [3], mostra como o periastro do pulsar PSR B1913+16 se desloca no tempo em relação a um sistema que teria um período orbital constante: os pontos vermelhos são dados observacionais e a linha azul é a previsão teórica da relatividade geral. A observação da lenta redução do período do binário é explicada pela emissão de ondas gravitacionais por um sistema acelerado. Russell Alan Hulse e Joseph Hooton Taylor Jr. recebem o prémio Nobel da Física em 1993 pela "descoberta de um novo tipo de pulsar, uma descoberta que abriu novas possibilidades para o estudo da gravitação".

2. Estrelas de neutrões como laboratórios de física

Desde a descoberta das primeiras estrelas de neutrões que o interesse por estes objetos não deixa de crescer por poderem servir de laboratórios de diferentes tipos de física. A matéria no interior destes astros é formada por muitos neutrões mas não só: protões, eletrões, e muões também estão presentes, e no seu centro, poderão existir outros tipos de matéria a que chamamos de exótica porque as partículas que a formam necessitam de condições especiais para serem criadas. Quando referimos matéria exótica, referimo-nos a hiperões, primos próximos dos neutrões e protões mas contendo pelo menos um quark estranho e não só quarks up e down, bariões-delta, também primos dos protões e neutrões mas com mais massa, condensados de kaões, partículas contendo quarks estranhos mas muito diferentes dos protões e neutrões pois podem formar condensados, e simplesmente quarks livres. Algo que os físicos querem perceber é se no centro destas estrelas existem mesmo quarks livres. Além disso, sabemos que o Universo é constituído não só de matéria bariónica mas também de matéria escura. Devido à sua grande massa, as estrelas de neutrões também poderão ser locais onde a matéria escura se acumula, e presentemente são também considerados laboratórios de nova física para o estudo de candidatos a matéria escura, desde os axiões aos WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Para podermos usar as estrelas de neutrões como laboratórios temos de conseguir medir as suas propriedades como massa, raio, período de rotação, deformabilidade de maré, luminosidade com uma grande precisão!

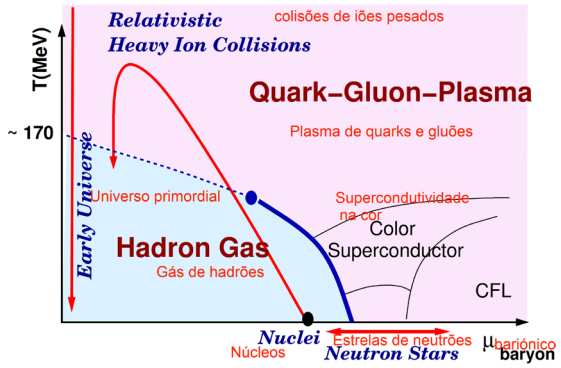


Figura 2 - Diagrama de fases da cromodinâmica quântica, sendo a temperatura representada em função do potencial químico bariónico (μbariónico). As linhas azul grossa a cheio e pretas finas representam transições de fase previstas em cálculos teóricos. A linha azul tracejada representa um crossover. As linhas a vermelho representam regiões do diagrama de fases exploradas em laboratório ou nas estrelas de neutrões.

E porque é que há tanto interesse em considerar as estrelas de neutrões como laboratórios? Não chegam os que construímos à superfície da Terra? Não. É que nos laboratórios como os do CERN, não é possível criar as condições existentes dentro de uma estrela de neutrões, nem de densidade, nem de assimetria neutrão-protão, nem de temperatura. Também falham os nossos cálculos de primeiros princípios baseados na cromodinâmica quântica, a teoria que descreve o comportamento das partículas que contêm quarks e que interagem pela força forte. Tal como a água tem um diagrama de fases que nos indica para certas condições de temperatura, pressão e volume o estado da água, também podemos construir um diagrama de fases para a matéria que interatua pela força forte, como na figura 2. Algumas partes deste diagrama já foram confirmadas experimentalmente, mas a maior parte é ainda desconhecida. Em particular, é impossível criar no laboratório matéria muito densa a baixas temperaturas, como a que no diagrama fica a baixas temperaturas e potenciais químicos bariónicos (densidades bariónicas) grandes.

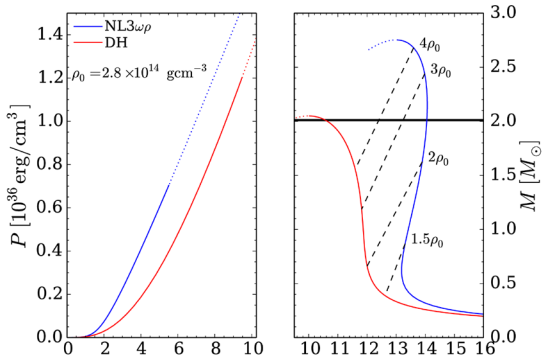


Figura 3 - Equação de estado da matéria duma estrela de neutrões, pressão versus densidade bariónica (esquerda) e curvas representando a massa das estrelas de neutrões em função do raio da estrela (direita). Curvas obtidas para dois modelos com propriedades muito diferentes. As linhas a tracejado unem estrelas com a mesma densidade bariónica no centro.

Na figura 3 mostramos a equação de estado em termos da pressão e densidade bariónica de dois modelos diferentes representados pelas linhas azul e vermelha. Dizemos que o modelo azul é muito mais duro que o modelo vermelho porque a pressão aumenta mais rapidamente com a densidade bariónica na estrela. Conhecendo as equações de estado é possível integrar as equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff [4,5] para determinar a massa e o raio de estrelas esféricas em equilíbrio hidrostático. Equações de estado diferentes dão origem a curvas massa-raio diferentes. Se for possível medir simultaneamente o raio e massa de uma estrela de neutrões poderemos eliminar os modelos que não satisfazem as observações.

3. Novas observações I: pulsares com duas massas solares

Em 2010 é medida a massa dum pulsar que tem quase duas massas solares: o pulsar PSR J1614-2230 com uma massa de 1,908±0,016 M⊙ e um período de 3 ms [6,7]. Este pulsar forma um binário com uma anã branca. A determinação da massa com uma grande precisão foi possível porque sempre que a anã branca está entre o pulsar e o telescópio, a radiação emitida demora mais tempo a chegar. Dizemos que sofre um atraso de Shapiro, e este atraso previsto pela relatividade geral é uma quantidade que depende da massa da estrela.

Esta deteção foi muito importante porque muitos modelos teóricos que tinham sido apresentados até àquela data tiveram de ser postos de lado porque não conseguiam descrever estrelas com duas massas solares.

Três anos mais tarde, volta a ser observado um outro pulsar com uma massa acima das duas massas solares: o pulsar PSR J0348+0432 com a massa 2,01± 0,04 $M_\odot$ e um período de 39 ms [8]. O pulsar forma um binário com uma estrela anã branca e a determinação da sua massa foi possível pelo decaimento da sua órbita devido à emissão de ondas gravitacionais, tal como o pulsar Hulse-Taylor. Esta nova observação veio confirmar que modelos teóricos credíveis que descrevem matéria densa que interage pela força forte têm de conseguir descrever estrelas com pelo menos duas massas solares. Os pulsares com maior massa atualmente conhecidos são o PSR J0740+6620 com a massa 2,08±0,07 $M_\odot$ [9], PSR J1810+1744 [10] com a massa 2,13±0,04 $M_\odot$ e o PSR J0952–0607 com a massa 2,35± 0,17 $M_\odot$ [11]. Os últimos dois pulsares são conhecidos por "viúvas-negras" por pertencerem a um binário, onde estão a acretar matéria da estrela companheira, o que torna a determinação da sua massa sujeita a maiores incertezas, e as observações a restrições menos fortes. O pulsar PSR J0740+6620 foi posteriormente estudado pela missão NICER, como discutiremos numa das próximas secções.

4. Novas observações II: ondas gravitacionais

Uma verdadeira revolução ocorreu com a deteção das ondas gravitacionais emitidas pela fusão de duas estrelas de neutrões no dia 17 de agosto de 2017, designadas por GW170817, e detetadas pelos observatórios LIGO/Virgo [12,13]. Associada a esta fusão foi detetado um surto curto de raios gamma pelos detetores de ondas eletromagnéticas como o Fermi e Integral [14] e ainda uma componente eletromagnética no ultravioleta, ótico e infravermelho que foi interpretada usando modelos de kilonovas como radiação emitida por núcleos que decaem como resultado da nucleossíntese por captura rápida de neutrões designados por processos r [15]. Esta última observação indica que a fusão de estrelas de neutrões cria locais ideais para a produção de núcleos pesados como o ouro e a platina, sendo consideradas como verdadeiras minas cósmicas de ouro.

A observação da fusão de estrelas de neutrões associada às ondas gravitacionais GW170817 foi o início do que atualmente chamamos Astronomia Multimensageira. A observação de um mesmo fenómeno por diferentes tipos de detetores, seja de ondas gravitacionais, de ondas eletromagnéticas nos diferentes comprimentos de onda, ou de partículas como neutrinos, reunem muito mais informação sobre as propriedades do objeto observado. O sinal detetado em 17 de agosto de 2017 permitiu fazer uma estimativa do raio e massa das estrelas que fundiram. A determinação do raio foi possível porque o espectro das ondas gravitacionais transmite informação sobre a deformabilidade de maré que as estrelas de neutrões sofrem devido à força gravítica que cada estrela exerce na outra. A deformabilidade de maré depende da equação de estado que descreve a matéria da estrela e está relacionada com as massas e raios das estrelas envolvidas. Esta primeira determinação veio acompanhada de incertezas bastante grandes, mas acreditamos que com os futuros detetores de ondas gravitacionais de terceira geração, como o Einstein Telescope ou o Cosmic Explorer, em funcionamento na próxima década, será possível obter informação do raio com uma incerteza de cerca de 100 m, informação que vimos anteriormente ser necessária para determinar se um modelo teórico é realista, e podermos confirmar se no centro de uma estrela de neutrões existe matéria de quarks livres.

Simulações da fusão de duas estrelas de neutrões têm permitido identificar possíveis assinaturas da existência de matéria de quarks [16] ou outro tipo de matéria não nuclear como hiperões [17] no seu interior, mas dados observacionais com menor incerteza e estudos mais gerais e com mais estatística são necessários para dar respostas definitivas. Recentemente, num estudo [18] que realizou várias simulações de fusão de estrelas de neutrões, usando seis equações de estado sintéticas, representativas de diferentes comportamentos, os autores mostraram existir uma forte correlação entre a relação entre as perdas de energia e de momento angular na porção tardia do sinal pós-fusão, designado por "long ringdown", e a equação de estado a densidades várias vezes a densidade de saturação de matéria nuclear existente no centro de estrelas de neutrões. Realizando estudos com maior estatística, espera-se que esta correlação, e outras que sejam identificadas, permitam fornecer restrições rigorosas sobre as propriedades da matéria no centro das estrelas de neutrões. Estas restrições juntamente com restrições provenientes de cálculos de QCD perturbativo serão essenciais para desvendar a composição das estrelas de neutrões.

5. Novas observações III: ondas eletromagnéticas de raios-X

A determinação simultânea da massa e raio de uma estrela de neutrões pode restringir fortemente a equação de estado como discutimos acima. Foi precisamente esse o objetivo do telescópio da NASA, o Neutron Star Interior Composition ExploreR (NICER) instalado na Estação Espacial Internacional, que permite efetuar espetroscopia na banda dos raios X de baixa energia (0,2 keV - 12 keV). Desde 2019 a colaboração já publicou dados referentes a cinco pulsares PSR J0030+0451 [19,20], PSR J0740+6620 [21,22], PSR J0437–4715 [23], PSR J1231-1411 [25], PSR J0614-3329 [24] com massas de uma até mais de duas massas solares. Estes resultados têm dado uma contribuição importante, mas as incertezas associadas às observações ainda restringem pouco a equação de estado [26,27]. Espera-se que as futuras missões de raios-X eXTP (X--Ray Timing and Polarimetry) [28] e STROBE-X [29] possam reduzir as incertezas associadas à determinação do raio a 2 %.

Baseados em observações da missão Gaia e na modelação do espectro de raios-X, a colaboração HESS detetou recentemente um objeto compacto no centro do remanescente de uma supernova, HESS J1731-347, com uma massa abaixo de uma massa solar, $0{,}77\,^{+0.20}_{-0.17}\,M_\odot$, e raio $10{,}4^{+0.86}_{-0.78}$ km, que desafia a descrição da matéria de estrela de neutrões a baixas densidades [30].

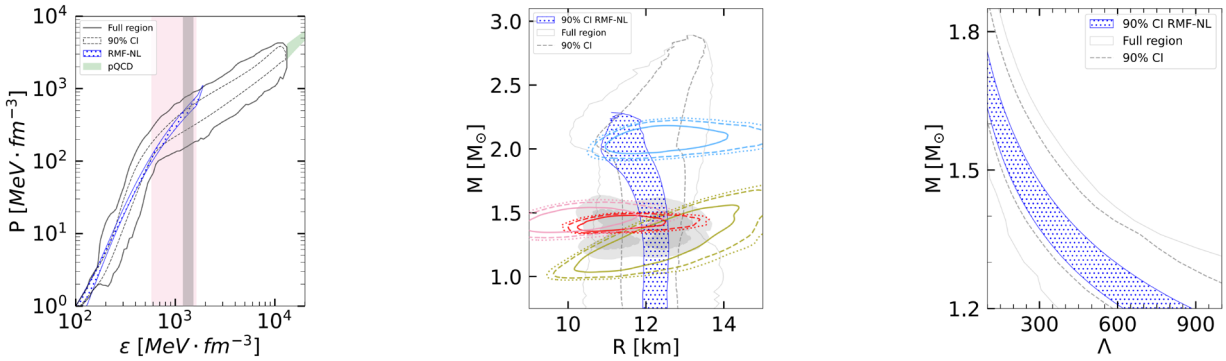


Figura 4 - Esquerda: A região do espaço pressão versus densidade de energia definida pela linha cheia (tracejada) é a região permitida (intervalo de confiança de 90%) pela aplicação de várias restrições observacionais e de cálculos de primeiros princípios. A região azul ponteada é determinada usando um modelo microscópico que descreve matéria nuclear sujeita às mesmas restrições e considerando também as propriedades de núcleos finitos. A região verde a altas densidades resulta de cálculos de QCD perturbativa e corresponde a densidades da ordem de 40 vezes a densidade de saturação. Causalidade e relações termodinâmicas mostram que mesmo sendo as restrições obtidas a densidades muito altas, estas têm influência nas densidades existentes dentro das estrelas de neutrões. A banda rosa (cinza) identifica a densidade central das estrelas de massa máxima descritas pelo modelo agnóstico (microscópico nuclear). Meio e direita: respetivamente, regiões de massa-raio e massa-deformabilidade de maré previstas pelas equações de estado da figura da esquerda. São probabilidades do raio e da deformabilidade de maré condicionadas na massa. A linha a cheio define a região total, enquanto a linha tracejada define o intervalo de confiança de 90 %, e a região ponteada azul é o intervalo de confiança de 90% previsto pelo modelo microscópico nuclear. Na figura do meio representamos as distribuições de probabilidade de quatro pulsares observados pela missão NICER: PSR J0030+0451 (verde seco) [19,20], PSR J0740+6620 (azul) [21,22], PSR J0437-4715 (vermelho) [23], PSR J0614-3329 (rosa) [24]. A região cinza escura (clara) corresponde à distribuição de probabilidade com um intervalo de confiança de 50% (90%) obtida da análise do evento GW170817 [12].

6. A equação de estado de matéria nuclear

Utilizando as observações apresentadas juntamente com cálculos ab-initio para densidades abaixo da densidade de saturação e a densidades muito altas onde a QCD perturbativa é válida, vários estudos recentes têm recorrido a modelos agnósticos para definir a região do espaço fase definido pela pressão em função da densidade de energia que inclui a verdadeira equação de estado de matéria que interage pela força forte. Estes modelos agnósticos não utilizam modelos microscópicos, mas descrevem a equação de estado baseados em parametrizações de funções politrópicas, ou da velocidade do som, ou ainda abordagens não paramétricas como processos gaussianos. A figura 4, painel da esquerda, identifica a região da pressão em função da densidade de energia que é permitida pelas observações astrofísicas que temos atualmente e cálculos ab-initio a baixas e altas densidades. A linha a cheio define a região total, enquanto a linha a tracejado define o intervalo de confiança de 90%. Esta região foi obtida usando sete segmentos parametrizados pela velocidade do som e impondo restrições de cálculos teóricos (teoria de campos quiral efetiva a baixas densidades e QCD perturbativa a altas densidades) e observações astrofísicas (a deformabilidade de maré efetiva da fusão de duas estrelas de neutrões do evento GW170817, e a massa máxima acima de duas massas solares imposto pelos pulsares PSR J0348+0432 e PSR J0740+6620). Representamos com uma banda rosa a região definida pela densidade no centro das estrelas de maior massa. As observações astrofísicas só conseguirão impor restrições até esta densidade. Nos painéis do meio e da direita é representada a previsão para a massa-raio e massa-deformabilidade de maré obtida da descrição agnóstica da equação de estado: as linhas a cheio representam a região total e as linhas a tracejado as distribuições de probabilidade com um intervalo de confiança de 90% (mais abaixo serão discutidas as regiões a azul ponteado). Esta informação é útil, mas nada nos diz sobre a composição da estrela de neutrões. Além disso, dados laboratoriais existentes, como as propriedades dos núcleos, não são tidos em conta numa descrição agnóstica da equação de estado. Assim, esta informação precisa de ser complementada por novas observações com incertezas menores, e cálculos teóricos que permitam dar informação sobre a composição. Além de dados observacionais da massa, raio e deformabilidade de maré, será essencial também usar outro tipo de dados, como os que estão relacionados com o arrefecimento das estrelas, os seus modos de oscilação e as suas propriedades magnéticas.

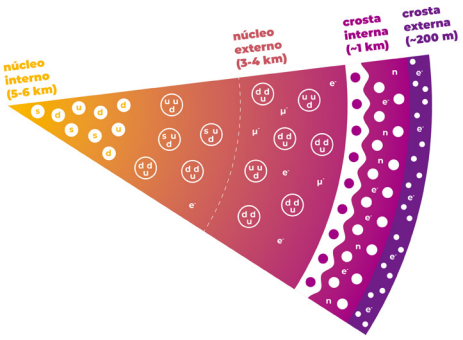


Figura 5 - Corte representando as diferentes camadas que constituem uma estrela de neutrões: a crosta externa contém agregados de nucleões numa rede cristalina com um fundo de eletrões; na crosta interna os agregados de nucleões são muito ricos em neutrões e existem num fundo de eletrões e neutrões. Os agregados nucleares podem adquirir formas exóticas na transição para o núcleo da estrela; o núcleo externo é constituído por neutrões, protões, eletrões e muões; no núcleo interno podem existir vários tipos de matéria exótica como hiperões ou quarks desconfinados.

Usando vários modelos de matéria nuclear baseados em descrições com simetria de covariância de Lorentz designadas por funcionais covariantes da densidade, o nosso grupo fez recentemente um estudo amplo considerando apenas matéria nuclear em equilíbrio beta para identificar de que modo matéria sem componentes exóticas é compatível com as observações astrofísicas, dados experimentais dos núcleos e cálculos ab-initio existentes [31]. Os parâmetros dos modelos que descrevem a interação nuclear através da troca de mesões com as simetrias adequadas (escalar-isoescalar, vector-isoescalar e vector-isovector) foram obtidos em cálculos de inferência bayesiana [32,33,34]. Em todos os painéis da figura 4, as regiões a azul ponteado representam as distribuições de pro-

babilidade obtidas do cálculo de inferência bayesiana com um intervalo de confiança de 90 %.

Os dados observacionais existentes presentemente são todos compatíveis com modelos sem graus de liberdade exóticos. Verificamos, no entanto, que uma descrição hadrónica só cobre parte da região permitida atualmente pelas observações e descrições teóricas. O modelo microscópico utilizado não tem em conta o aparecimento de graus de liberdade exóticos e de transições de fase sendo, por isso, apenas um ponto de partida para descobrir o diagrama de fases da QCD a densidades altas. O próprio funcional covariante da densidade deve ter flexibilidade suficiente e ser apenas limitado por argumentos físicos. Encontrar assinaturas que identifiquem sem qualquer dúvida a presença de graus de liberdade não nucleónicos é um dos desafios presentes.

É essencial também referir que o conhecimento do interior das estrelas de neutrões, obriga a uma correta interpretação dos sinais emitidos à superfície. Entre a superfície e o núcleo de uma estrela existe a crosta, uma camada com uma estrutura muito complexa. A crosta é normalmente dividida em duas partes: a crosta externa onde núcleos formam uma estrutura cristalina que tem como fundo uma distribuição de eletrões de modo que no todo há neutralidade de carga elétrica; a crosta interna caracterizada por agregados de nucleões cada vez mais ricos em neutrões em equilíbrio com um fundo de eletrões e de neutrões. A crosta interna pode apresentar na camada próxima do núcleo da estrela estruturas exóticas cuja forma geométrica resulta da competição entre a força de Coulomb e força nuclear. Dizemos que é uma forma de matéria frustrada. Os físicos que descreveram pela primeira vez esta matéria chamaram-lhe de pasta, inspirados no termo italiano, porque à medida que se penetra na estrela mostraram que os agregados de nucleões passam pela geometria esférica (o gnocchi), cilíndrica (spaghetti), planar (lasagna), buracos cilíndricos (pene), buracos esféricos (queijo suíço) [35]. Foi proposto que a existência desta camada amorfa poderia explicar o decaimento rápido do campo magnético em estrelas com campos magnéticos muito fortes [36]. Em [37], construímos um conjunto de equações de estado unificadas, cuja crosta interna foi calculada com o mesmo modelo usado para descrever o núcleo da estrela, algo que geralmente não é feito. Para simular a fusão de estrelas de neutrões é necessária a equação de estado a temperatura finita, que inclui também uma região não homogénea à superfície. Mais uma peça do grande puzzle que é uma estrela de neutrões que precisa de ser investigada. Usando dados de colisões de iões pesados que decorreram no laboratório GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) em Caen, França, obtivemos recentemente uma parametrização realista de matéria nuclear com núcleos leves como isótopos do hidrogénio e do hélio como a que poderá existir em matéria de supernovas ou da fusão de estrelas de nucleares [38]. São todas estas componentes que a descrição de uma estrela de neutrões exige que torna esta área tão desafiante.

Uma questão que podemos colocar é: como podemos de um modo eficiente extrair a equação de estado da matéria das estrelas de neutrões e identificar a sua composição? Os métodos de aprendizagem de máquina (ML) irão certamente constituir uma ferramenta importante para identificar a composição de uma estrela. Recorrendo a estes métodos, utilizámos redes neuronais bayesianas (BNN) para determinar a composição no interior de uma estrela de neutrões, em particular a fração de protões, conhecendo as suas propriedades macroscópicas como a massa, raio e deformabilidade de maré. Estas redes BNN têm a particularidade de nos fornecerem uma medida de incerteza da previsão. O modelo de BNN foi treinado usando conjuntos de equações de estado geradas impondo restrições observacionais e teóricas e verificámos que o modelo BNN recuperou com sucesso a fração de protões com níveis razoáveis de incerteza [39]. Um outro modelo de ML usado com sucesso foi um modelo de classificação por redes neuronais para detetar a presença de graus de liberdade hiperónicos em estrelas de neutrões, partindo do conhecimento do raio e/ou deformabilidade de maré de um conjunto de estrelas de neutrões [40]. O modelo treinado dá a probabilidade da presença de hiperões na composição da estrela de neutrões.

7. Olhando para o futuro

Estrelas de neutrões são objetos muito complexos, que colocam muitos desafios, mas que poderão servir de laboratórios não só de física nuclear e de partículas, mas também de matéria escura, de relatividade geral, de matéria condensada, de física de plasmas. Nesta aventura é essencial descrever adequadamente a equação de estado da matéria que as forma mas também a sua dinâmica: a explosão de supernova, a fusão de duas estrelas, a evolução do seu campo magnético, os glitches ou mudanças repentinas no período de rotação, os seus modos vibracionais, o seu arrefecimento. O desenvolvimento de recursos computacionais cada vez mais potentes e mais rápidos serão essenciais. Nas próximas décadas irão entrar em funcionamento diversos telescópios e missões que nos vão permitir ter acesso às propriedades de um grande número de estrelas de neutrões, com uma incerteza cada vez menor. O conhecimento da física das estrelas de neutrões coloca desafios a todos os níveis, desde o tecnológico, ao teórico, observacional e computacional, e certamente os próximos anos serão muito ricos em novas descobertas.

Agradecimentos

Trabalho financiado por fundos nacionais através da FCT – Fundação para a Ciência e a Tecnologia, I.P., no âmbito dos projetos UIDB/04564/2020 e UIDP/04564/2020 com identificadores DOI 10.54499/UIDB/04564/2020 e 10.54499/UIDP/04564/2020, respetivamente. M.A., V.C., T.C. e L.S. são financiados pelas bolsas de doutoramento 2022.11685.BD, 2024.00311.BD, PRT/BD/154193/2022 e 2021.08779.BD (FCT, Portugal), respectivamente. H.P é financiada pelo contrato 2022.03966.CEECIND (FCT, Portugal) com o identificador DOI 10.54499/2022.03966.CEECIND/CP1714/CT0004.

Referências

[1] W. Baade and F. Zwicky, Contributions from the Mount Wilson Observatory 3, 79 (1934).
[2] R. A. Hulse and J. H. Taylor, ApjL 195, L51 (1975).
[3] J. M. Weisberg and J. H. Taylor, ASP Conf. Ser. 328, 25 (2005), arXiv:astro-ph/0407149.
[4] R. C. Tolman, Phys. Rev. 55, 364 (1939).
[5] J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, Phys. Rev. 55, 374 (1939).
[6] P. Demorest, T. Pennucci, S. Ransom, M. Roberts, and J. Hessels, Nature 467, 1081 (2010), arXiv:1010.5788 [astro-ph.HE].
[7] H. T. Cromartie et al. (NANOGrav), Nature Astron. 4, 72 (2019), arXiv:1904.06759 [astro-ph.HE].
[8] J. Antoniadis et al., Science 340, 6131 (2013), arXiv:1304.6875 [astro-ph.HE].
[9] E. Fonseca et al., Astrophys. J. Lett. 915, L12 (2021), arXiv:2104.00880 [astro-ph.HE].
[10] R. W. Romani, D. Kandel, A. V. Filippenko, T. G. Brink, and W. Zheng, Astrophys. J. Lett. 908, L46 (2021), arXiv:2101.09822 [astro-ph.HE].
[11] R. W. Romani, D. Kandel, A. V. Filippenko, T. G. Brink, and W. Zheng, Astrophys. J. Lett. 934, L17 (2022), arXiv:2207.05124 [astro-ph.HE].
[12] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. Lett. 119, 161101 (2017), arXiv:1710.05832 [gr-qc].
[13] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. Lett. 121, 161101 (2018), arXiv:1805.11581 [gr-qc].
[14] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo, Fermi-GBM, INTEGRAL), Astrophys. J. Lett. 848, L13 (2017), arXiv:1710.05834 [astro-ph.HE].
[15] P. S. Cowperthwaite et al., Astrophys. J. Lett. 848, L17 (2017), arXiv:1710.05840 [astro-ph.HE].
[16] A. Bauswein, N.-U. F. Bastian, D. B. Blaschke, K. Chatziioannou, J. A. Clark, T. Fischer, and M. Oertel, Phys. Rev. Lett. 122, 061102 (2019), arXiv:1809.01116 [astro-ph.HE].
[17] H. Kochankovski, G. Lioutas, S. Blacker, A. Bauswein, A. Ramos, and L. Tolos 10.1103/vrnr-lf6k (2025), arXiv:2501.12905 [astro-ph.HE].
[18] C. Ecker, T. Gorda, A. Kurkela, and L. Rezzolla, Nature Commun. 16, 1320 (2025), arXiv:2403.03246 [astro-ph.HE].
[19] T. E. Riley et al., Astrophys. J. Lett. 887, L21 (2019), arXiv:1912.05702 [astro-ph.HE].
[20] S. Vinciguerra et al., Astrophys. J. 961, 62 (2024), arXiv:2308.09469 [astro-ph.HE].
[21] T. E. Riley et al., Astrophys. J. Lett. 918, L27 (2021), arXiv:2105.06980 [astro-ph.HE].
[22] T. Salmi et al., Astrophys. J. 974, 294 (2024), arXiv:2406.14466 [astro-ph.HE].
[23] D. Choudhury et al., Astrophys. J. Lett. 971, L20 (2024), arXiv:2407.06789 [astro-ph.HE].
[24] L. Mauviard et al., (2025), arXiv:2506.14883 [astro-ph.HE].
[25] T. Salmi et al., Astrophys. J. 976, 58 (2024), arXiv:2409.14923 [astro-ph.HE].
[26] C. Huang, G. Raaijmakers, A. L. Watts, L. Tolos, and C. Providˆencia, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 529, 4650 (2024), arXiv:2303.17518 [astro-ph.HE].
[27] C. Huang, L. Tolos, C. Providência, and A. Watts, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 536, 3262 (2025), arXiv:2410.14572 [astro-ph.HE].
[28] S.-N. Zhang et al. (eXTP), Sci. China Phys. Mech. Astron. 62, 29502 (2019), arXiv:1812.04020 [astro-ph.IM].
[29] P. S. Ray et al. (STROBE-X Science Working Group), (2019), arXiv:1903.03035 [astro-ph.IM].
[30] V. Sagun, E. Giangrandi, T. Dietrich, O. Ivanytskyi, R. Negreiros, and C. Providˆencia, Astrophys. J. 958, 49 (2023), arXiv:2306.12326 [astro-ph.HE].
[31] J. Cartaxo, C. Huang, T. Malik, S. Sourav, W.-L. Yuan, T. Zhou, X. Liu, and C. Providˆencia, (2025), arXiv:2506.03112 [nucl-th].
[32] T. Malik, M. Ferreira, B. K. Agrawal, and C. Providência, Astrophys. J. 930, 17 (2022), arXiv:2201.12552 [nucl-th].
[33] T. Malik, M. Ferreira, M. B. Albino, and C. Providência, Phys. Rev. D 107, 103018 (2023), arXiv:2301.08169 [nucl-th].
[34] L. Scurto, H. Pais, and F. Gulminelli, Phys. Rev. D 109, 103015 (2024), arXiv:2402.15548 [nucl-th].
[35] D. G. Ravenhall, C. J. Pethick, and J. R. Wilson, Phys. Rev. Lett. 50, 2066 (1983).
[36] J. A. Pons, D. Vigano', and N. Rea, Nature Phys. 9, 431 (2013), arXiv:1304.6546 [astro-ph.SR].
[37] T. Malik, H. Pais, and C. Providência, Astron. Astrophys. 689, A242 (2024), arXiv:2401.10842 [nucl-th].
[38] T. Custódio, A. Rebillard-Soulié, R. Bougault, D. Gruyer, F. Gulminelli, T. Malik, H. Pais, and C. Providência, Phys. Rev. Lett. 134, 082304 (2025), arXiv:2407.02307 [nucl-th].
[39] V. Carvalho, M. Ferreira, T. Malik, and C. Providência, Phys. Rev. D 108, 043031 (2023), arXiv:2306.06929 [nucl-th].
[40] V. Carvalho, M. Ferreira, and C. Providência, Phys. Rev. D 110, 123016 (2024), arXiv:2409.12684 [nucl-th].



Constança Providência doutorou-se na Universidade de Oxford em Física Nuclear e é presentemente Professora Catedrática do Departamento de Física da Universidade de Coimbra. Estuda as propriedades da matéria nuclear em condições de densidade, assimetria nuclear e temperatura extremas como a que forma as estrelas de neutrões, estando especialmente interessada no diagrama de fases da cromo-dinâmica quântica, no aparecimento de graus de liberdade exóticos nas estrelas de neutrões, e nas propriedades de matéria bariónica magnetizada. Recebeu o Prémio Ciência da Gulbenkian em 1991 e é membro correspondente da Academia das Ciências de Lisboa.



Márcio Ferreira é investigador no CFisUC, Universidade de Coimbra, Portugal. Obteve o seu doutoramento em Física pela Universidade de Coimbra. Estudou o efeito de campos magnéticos muito fortes no diagrama de fases da QCD. Presentemente está particularmente interessado em determinar a composição das estrelas de neutrões conhecidas as suas propriedades, aplicando métodos de machine learning, em particular, modelos generativos para desenvolver estruturas de inferência rápida e redes neurais bayesianas para quantificar incertezas.



Helena Pais concluiu o seu doutoramento em Física, com especialização em Astrofísica, na Universidade do Tennessee, Knoxville, EUA, em 2013. Trabalha na área das Ciências Físicas, com especialização em Astrofísica Nuclear. Atualmente, é investigadora auxiliar com um CEECIND na Universidade de Coimbra. A sua investigação centra-se nas estrelas de neutrões, particularmente na equação de estado, transições de fase de matéria que interage pela força forte, energia de simetria nuclear e o efeito de campos magnéticos fortes na matéria bariónica.



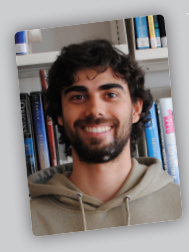
Tuhin Malik é investigador no CFisUC, Universidade de Coimbra, Portugal. Obteve o seu doutoramento em Física pelo BITS-Pilani, Índia (2020) e é especialista em física de estrelas de neutrões, modelação de equações de estado e métodos de inferência bayesiana. A sua investigação centra-se na restrição das propriedades da matéria densa e na presença de matéria escura em estrelas de neutrões através de observações astronómicas multi-mensageiras e modelação teórica. É membro ativo da colaboração Einstein Telescope.



Milena Bastos Albino é aluna de doutoramento em Física na Universidade de Coimbra e mestre pela Universidade de São Paulo. Estuda a possibilidade de haver matéria de quarks no interior das estrelas de neutrões utilizando modelos microscópicos e aplicando análise Bayesiana para obter conjuntos de equações que satisfaçam restrições teóricas de matéria que interage pela força forte e observacionais das estrelas de neutrões.



Valéria Carvalho é aluna de doutoramento em Física na Universidade de Coimbra. O seu trabalho foca-se na aplicação de métodos de machine learning para determinar a composição e as propriedades da matéria das estrelas de neutrões, a partir de dados observacionais atuais e a previsão da sua fiabilidade em observações futuras.



Tiago Custódio é aluno de doutoramento em Física Nuclear e Partículas pela Universidade de Coimbra. Estuda colisões de iões pesados como forma de melhorar o conhecimento da equação de estado da matéria nuclear quente não-homogénea presente em eventos astrofísicos como colisões de estrelas de neutrões e colapsos de supernovas.



Luigi Scurto é aluno de doutoramento na Universidade de Coimbra. A sua investigação centra-se na equação de estado magnetizada para objetos estelares compactos, com especial enfoque na região da crosta, onde se pode formar agregados de matéria nuclear. Estes aglomerados nucleares podem ter impacto não só no arrefecimento da proto-estrela de neutrões, mas também nas propriedades dinâmicas, como os coeficientes de transporte destes objetos compactos.



João Cartaxo está a concluir o Mestrado em Física na Universidade de Coimbra, com especialização em Física Nuclear e de Partículas. A sua investigação centra-se no desenvolvimento de um modelo fenomenológico flexível para estudar as limitações e o alcance preditivo dos modelos de Campo Médio Relativista (RMF).

44
artigo geral
VOL. 48 - N. 2

Ondas gravitacionais como detetores de novas partículas

Richard Brito

CENTRA, Departamento de Física, Instituto Superior Técnico - IST, Universidade de Lisboa - UL

richard.brito@tecnico.ulisboa.pt

Resumo

Na última década, a deteção de ondas gravitacionais emergiu como uma das mais revolucionárias ferramentas de observação do Universo. Este artigo discute como essas ondas, além de nos fornecerem informação sobre buracos negros e estrelas de neutrões, poderão também ser utilizadas para obter informação sobre a natureza da matéria escura. Em particular, abordamos o papel que a observação de buracos negros e ondas gravitacionais poderá ter na procura por bosões ultra-leves.

Introdução

A maior parte da informação que recebemos no nosso dia-a-dia chega até nós sob a forma de ondas. Ouvimos porque o nosso ouvido é capaz de descodificar informação contida em ondas sonoras com frequências entre aproximadamente 20 Hz e 20 000 Hz. Vemos porque os nossos olhos são sensíveis a ondas eletromagnéticas com frequências entre os 400 Hz e os 800 THz. Durante grande parte da história da humanidade, o nosso conhecimento sobre o Universo esteve limitado à informação acessível através da observação dessas duas faixas relativamente estreitas: o som e a luz visível.

Em 1865, o físico escocês James Clerk Maxwell publicou um conjunto de equações, hoje conhecidas como as equações de Maxwell, que descrevem os fenómenos eletromagnéticos de forma unificada [1]. A partir destas equações, previu a existência de ondas eletromagnéticas que se propagam no vácuo à velocidade da luz. Essa constatação levou-o à extraordinária conclusão de que "a luz é uma perturbação eletromagnética propagada através do campo de acordo com as leis do eletromagnetismo" [1]. Cerca de 20 anos mais tarde, Heinrich Hertz confirmou experimentalmente a existência de ondas eletromagnéticas, produzindo ondas com frequências mais baixas do que aquelas a que o olho humano é sensível, as hoje indispensáveis ondas de rádio. Essa descoberta revolucionou a ciência e a tecnologia. Para além de abrir caminho às telecomunicações modernas, permitiu o desenvolvimento da astronomia em múltiplas bandas do espectro eletromagnético, das ondas rádio aos raios gama, permitindo-nos observar fenómenos cósmicos que seriam impossíveis de detetar se apenas tivéssemos acesso ao espectro visível.

Neste artigo, vamos explorar uma nova e promissora janela para o Universo, aberta em 2015: a deteção de ondas gravitacionais [2]. Nesse ano, os detetores LIGO (acrónimo para *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) registaram pela primeira vez ondas gravitacionais emitidas durante a colisão de dois buracos negros. Foi também a primeira vez que "vimos" um evento cósmico desta natureza, o que não é de surpreender visto que esta colisão não emitiu nenhuma radiação eletromagnética (que saibamos), apenas radiação gravitacional. Tal como a exploração do espectro eletromagnético para lá da luz visível revolucionou a astronomia, a observação do Universo através de ondas gravitacionais abriu uma nova era que irá certamente revolucionar o nosso conhecimento sobre o Universo.

O destino quis que essa deteção histórica ocorresse quase precisamente 100 anos após Albert Einstein ter dado uma série de palestras na Academia de Ciências da Prússia, onde apresentou pela primeira vez a sua Teoria da Relatividade Geral, reformulando por completo a nossa compreensão da gravidade [3]. Pouco tempo depois, em 1916, Einstein previu a existência de ondas gravitacionais [4]: pequenas perturbações no campo gravitacional que se propagam à velocidade da luz, de forma análoga às ondas eletromagnéticas[1]. Tal como previsto por Einstein, a amplitude destas ondas é extremamente reduzida, mesmo quando emitidas por uma colisão de dois buracos negros, o que torna a sua deteção tecnicamente desafiante.

Apesar dessa dificuldade, a deteção de ondas gravitacionais tornou-se desde então quase rotineira. Em 2025, os detetores LIGO, Virgo e KAGRA registam eventos com uma regularidade de quase diária. Esse número imenso de observações, assim como a precisão das observações, só irá aumentar no futuro. Estão neste momento a ser planeados futuros detetores de ondas gravitacionais que serão muito mais sensíveis do que os detetores atuais, nomeadamente o Cosmic Explorer nos Estados Unidos [6] e o *Einstein Telescope* na Europa [7]. Os obser-

[1]Einstein viria a duvidar do significado físico dos seus resultados, sendo que apenas nos anos 50 a existência de ondas gravitacionais foi rigorosamente demonstrada como sendo uma previsão real das equações de Einstein [5].

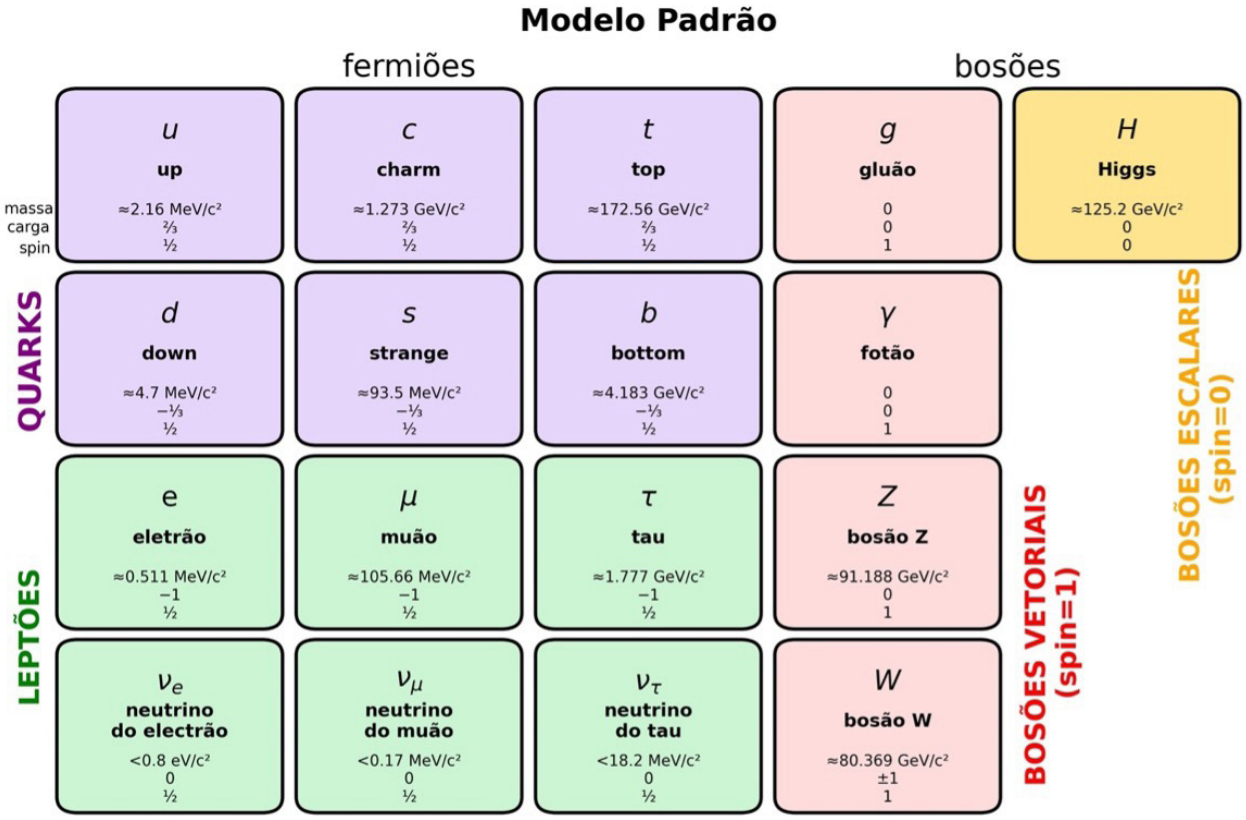


Figura 1 - O Modelo Padrão das partículas elementares: fermiões (quarks e leptões) e bosões mediadores das interações fundamentais. O gravitão, a partícula que teoricamente medeia a interação gravitação, não está incluído. Cada caixa mostra o símbolo, nome, massa aproximada, carga elétrica e spin da partícula [10]. A massa é expressa em unidades de electrão-volt (eV) por c^2, onde c é a velocidade da luz. Em unidades do sistema internacional, $1\text{eV}/c^2 \approx 1{,}78 \times 10^{-36}$ kg. A carga elétrica é dada relativamente à do protão.

vatórios de ondas gravitacionais terrestres estão, contudo, limitados à observação de ondas gravitacionais com frequências no intervalo ≈ [10,1000] Hz. As fontes de ondas gravitacionais mais comuns nesta gama de frequências são sistemas binários compostos por buracos negros com dezenas de massas solares ou por estrelas de neutrões. A deteção de ondas gravitacionais com frequências muito mais baixas, nomeadamente ondas com frequências no intervalo ≈ $[10^{-4},10^{-1}]$ Hz, das quais se destacam os sinais emitidos por sistemas envolvendo buracos negros com milhões de massas solares, requer a construção dum observatório de ondas gravitacionais no espaço, que é precisamente o âmbito da missão LISA [8] (acrónimo para *Laser Interferometer Space Antenna*), uma missão liderada pela Agência Espacial Europeia com o apoio da NASA.

O LISA está programado para ser lançado na próxima década. Até agora, as ondas gravitacionais deram-nos as provas mais convincentes da existência de buracos negros. Mas há razões para acreditar que o seu potencial vai muito para além disso. Neste artigo, iremos discutir uma possibilidade surpreendente, por enquanto apenas teórica, mas cheia de promessas: a ideia de que as ondas gravitacionais podem ajudar-nos a desvendar o mistério da matéria escura [9]. Esta forma de matéria, que compõe a maior parte da matéria do Universo, continua a escapar à nossa compreensão. Focaremos parte da discussão num tipo de candidato algo exótico, mas fascinante: partículas de massa extremamente pequena conhecidas como bosões ultra-leves. Mas as possibilidades são vastas, e as ondas gravitacionais podem muito bem ser a chave para revelá-las.

Matéria escura

O Modelo Padrão da física de partículas ensina-nos que toda a matéria de que somos feitos é composta, ao nível mais fundamental, por partículas elementares. Estas dividem-se em dois grandes grupos: os fermiões, como os eletrões, e os bosões, como os fotões, a partícula elementar associada à luz. Esta distinção baseia-se numa propriedade fundamental das partículas, chamada spin, uma característica quântica que pode ser interpretada como uma forma de momento angular intrínseco.

Apesar desta interpretação, é importante notar que o *spin* é uma propriedade fixa: cada tipo de partícula tem um valor de spin que nunca muda e que as caracteriza. A magnitude do spin S de uma partícula é dada por $S=\hbar\sqrt{s}\,(s+1)$, onde $\hbar$ é a constante de Planck reduzida e s pode ser um número inteiro ou semi-inteiro. Para fermiões s é um número semi-inteiro (como os eletrões, com $s = 1/2$), enquanto para bosões s é um número inteiro (como os fotões, com $s = 1$). Na Fig. 1 é dada alguma informação sobre todas as partículas elementares que compõem o Modelo Padrão atual. Os sucessos do Modelo Padrão são notáveis tendo, nalguns casos, previsto a existência de várias partículas muito antes da sua deteção experimental. O caso mais emblemático é o bosão de Higgs, descoberto em 2012 no LHC (acrónimo para *Large Hadron Collider*), o maior acelerador de partículas do mundo, operado pelo CERN [11, 12].

Contudo, apesar do seu sucesso impressionante, o Modelo Padrão não é uma teoria completa. Diversas observações,

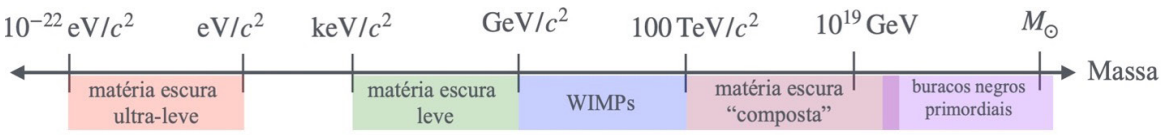


Figura 2 - Esboço (não à escala) da enorme gama de possíveis modelos de matéria escura classificados em termos da sua massa. Os possíveis candidatos abrangem muitas ordens de magnitude em massa, desde novas partículas elementares a buracos negros. Imagem inspirada nas Refs. [14,15].

desde a dinâmica das galáxias à radiação cósmica de fundo, indicam que o Universo contém muito mais matéria do que aquela que conseguimos ver. A essa componente invisível chamamos matéria escura, justamente porque desconhecemos a sua verdadeira natureza. Sabemos apenas que deve ser eletricamente neutra, interage muito fracamente com a matéria comum (pelo que sabemos, é possível que só interaja através da gravidade), e não pode ser composta por nenhuma das partículas atualmente incluídas no Modelo Padrão. Ainda mais desconcertante, desde 1998 sabemos que o Universo está a expandir-se de forma acelerada, o que aponta para a existência de um tipo de energia misteriosa a que chamamos energia escura.

Os fortes indícios que apontam para a existência da matéria e da energia escura não são um mero detalhe: segundo as mais recentes medições do satélite Planck, apenas cerca de 5 % da energia do Universo corresponde à matéria "comum" descrita pelo Modelo Padrão. Os restantes 95 % dividem-se em aproximadamente 27 % de matéria escura e 68 % de energia escura [13]. Em suma: a nossa melhor teoria atual sobre a composição elementar da matéria só explica uma pequena fração da composição do Universo. Este é certamente um dos maiores problemas ainda por resolver da física moderna!

O mistério da matéria escura é particularmente difícil de resolver porque, do ponto de vista teórico, existe uma grande variedade de possíveis candidatos [14] que são capazes de explicar as observações a grandes escalas (desde escalas comparáveis com as galáxias mais pequenas até escalas cosmológicas). Contudo, sabemos muito menos sobre o comportamento da matéria escura a pequenas escalas (como à escala do sistema solar). Essa ignorância torna difícil restringir as propriedades fundamentais dos candidatos a matéria escura. Tal como resumido na Fig. 2, a massa das partículas elementares que compõem a matéria escura pode ir de 10^{-22} eV/c^2 (10^{-28} vezes menor do que a massa do eletrão!) até massas comparáveis com as partículas mais pesadas do Modelo Padrão (ou maiores). E existe inclusive a possibilidade de que a matéria escura seja composta por buracos negros formados nos primórdios do Universo.

Uma estratégia chave para entender melhor a matéria escura passa, portanto, por estudar como ela se distribui em pequenas escalas. Por exemplo, se a matéria escura for composta por partículas com massa muito inferior a 1 eV/c^2, a descrição da matéria escura como um conjunto de partículas pontuais deixa de ser uma boa aproximação, sendo necessário considerar os efeitos ondulatórios da matéria. Este fenómeno está relacionado com a dualidade onda-partícula da matéria descoberta nos inícios do século XX. Todas as partículas têm associado a si um comprimento de onda de De Broglie, dado por $\lambda_{dB} = h/p$ onde p é o momento linear da partícula em causa e h é a constante de Planck. Se a distância média entre duas partículas num meio for comparável ou menor do que esse comprimento de onda, o comportamento ondulatório das matéria torna-se importante.

Com base em estimativas da velocidade típica da matéria escura na nossa galáxia, pode-se concluir que, se a sua massa for inferior a aproximadamente 30 eV/c^2 , é necessário considerar os efeitos ondulatórios[2] da matéria [16]. Para além disso, existe um limite inferior para a massa da matéria escura dado por ≈ 10^{-22} eV/c^2. Partículas com essa massa têm um comprimento de onda de De Broglie apenas 10 vezes menor do que a distância entre o sistema solar e o centro da Via Láctea. Se a matéria escura fosse composta por partículas com massas muito menores, o seu comprimento de onda seria muito maior que as escalas típicas de uma galáxia, levando à supressão da formação de galáxias no Universo, o que exclui essa possibilidade.

Como discutimos em cima, além da massa, outra propriedade fundamental de qualquer partícula é o seu spin. Como vimos, o spin permite distinguir entre fermiões e bosões. Os fermiões obedecem ao princípio de exclusão de Pauli, que impede que duas partículas idênticas ocupem o mesmo estado quântico, um aspeto essencial na estrutura dos átomos. Já os bosões não estão sujeitos a esta restrição. Este facto tem implicações importantes: não é possível explicar a matéria escura com fermiões muito leves (massa inferior a ≈ 10 eV/c^2), pois seriam necessárias mais partículas nas galáxias do que o princípio de exclusão permite. Portanto, qualquer partícula de matéria escura ultra-leve terá de ser um bosão.

A ideia de bosões ultra-leves não é tão estranha quanto parece. Já nos anos 70 foi proposto um candidato com estas características, o axião, para resolver certos problemas teóricos do Modelo Padrão [17, 18, 19]. Mais tarde, percebeu-se que os axiões também podiam ser bons candidatos a matéria escura [20, 21, 22]. Para além disso, a teoria de cordas, teoria que procura unificar todas as forças fundamentais incluindo a gravidade, prevê de forma natural a existência de famílias de partículas axiónicas, com massas que podem naturalmente ser muito menores que 1 eV/c^2 [23, 24].

Mas de que forma nos podem ajudar as ondas gravitacionais a desvendar estes mistérios? É isso que discutiremos a seguir: as oportunidades únicas que a deteção de ondas gravitacionais oferece para estudar a matéria escura, particularmente os candidatos ultra-leves, em contextos extremos, como nas vizinhanças de buracos negros. Como veremos, propriedades

[2]Por esse motivo, este tipo de matéria escura é por vezes denominado por wave dark matter.

como a massa e o spin destas partículas podem ser cruciais para explorar essas possibilidades.

Ondas gravitacionais e matéria escura

Existem vários exemplos de como as ondas gravitacionais poderão providenciar pistas sobre a natureza da matéria escura. Não discutiremos aqui todos esses exemplos; o leitor interessado poderá encontrar uma análise mais detalhada na Ref. [9]. Vejamos, contudo, algumas possibilidades.

Se a matéria escura for composta por buracos negros formados nos primórdios do Universo, é natural imaginar que esses buracos negros possam formar sistemas binários que emitem ondas gravitacionais potencialmente detetáveis. Apesar desta hipótese não estar completamente descartada, existem várias observações que restringem fortemente a possibilidade de que buracos negros primordiais expliquem a totalidade da matéria escura [25].

Por outro lado, se a matéria escura for composta por novas partículas que, de alguma forma, se aglomeram por colapso gravitacional, formando objetos muito compactos com dezenas de massas solares (ou mais) que eventualmente colidem, então a deteção das ondas gravitacionais emitidas nesses eventos poderá revelar a presença de objetos exóticos, possivelmente compostos por matéria escura. Embora esta possibilidade pareça algo especulativa, há modelos de matéria escura ultra-leve em que se prevê a formação de objetos compactos denominados estrelas de bosões [26]. As ondas gravitacionais emitidas durante a colisão de duas estrelas de bosões podem, em princípio, distinguir-se das geradas por sistemas de buracos negros ou estrelas de neutrões [27]. No entanto, essa diferenciação nem sempre é trivial: já foram detetados eventos pelo LIGO que são compatíveis tanto com colisões de dois buracos negros como com fusões de estrelas de bosões formadas por partículas ultra-leves vetoriais [28].

Uma possibilidade menos exótica é a de a matéria escura afetar a dinâmica de sistemas binários de buracos negros. De facto, um sistema binário em movimento num meio denso sofre perturbações por parte desse meio, o que afeta as ondas gravitacionais emitidas [29]. Embora a densidade típica da matéria escura seja extremamente baixa (na vizinhança do sistema solar estima-se que seja cerca de 10^{-26} vezes menor do que a densidade da água!), em certos cenários é possível que essa densidade seja significativamente maior, nomeadamente nas proximidades de buracos negros supermassivos, como os que se encontram no centro da maioria das galáxias [30, 31].

Como discutido anteriormente, a missão LISA irá detetar ondas gravitacionais provenientes de sistemas envolvendo buracos negros supermassivos, em particular os chamados *extreme mass-ratio inspirals* (EMRIs), onde um buraco negro de algumas dezenas de massas solares orbita um buraco negro supermassivo. Estes sistemas são especialmente interessantes, pois o LISA será capaz de os observar durante dezenas de milhares de ciclos orbitais [32]. Isso permitirá testar, com precisão sem precedentes, se os objetos supermassivos no centro das galáxias são de facto buracos negros, como previsto pela Relatividade Geral. Para além disso, em alguns casos, será possível estudar a matéria que rodeia estes sistemas, seja ela um disco de acreção ou matéria escura [29, 33, 34]. A densidade exata da matéria escura na vizinhança de um buraco negro supermassivo depende de vários fatores. Por exemplo, em certos modelos, partículas de matéria escura podem aniquilar-se a altas densidades, o que impede a formação de regiões com densidades muito elevadas. Por outro lado, colisões entre buracos negros supermassivos podem dispersar a matéria escura em redor. Ainda assim, desde que a densidade seja suficientemente alta, poderá ser possível detetar os seus efeitos em EMRIs através de observações com o LISA [29, 33, 34].

Existem pelo menos dois mecanismos para gerar grandes densidades de matéria escura na vizinhança de um buraco negro. Um deles ocorre quando o buraco negro cresce lentamente ao longo do tempo devido à acreção de matéria, levando a uma acumulação progressiva de matéria escura nas suas proximidades [30]. Outro mecanismo, talvez menos intuitivo, baseia-se na possibilidade de extrair energia e momento angular de um buraco negro [31]. Como discutiremos de seguida, essa possibilidade permite formar nuvens macroscópicas de bosões ultra-leves em torno de buracos negros, se tais partículas realmente existirem na natureza.

Buracos negros e bosões ultra-leves

De modo algo surpreendente, os buracos negros podem funcionar como baterias de energia. Apesar de nada poder escapar de dentro de um buraco negro, onde "dentro" é definido como a região delimitada pelo chamado horizonte de eventos, parte da energia contida num buraco negro pode ser extraída [35]. O leitor mais familiarizado com a física de buracos negros poderá pensar de imediato na famosa radiação de Hawking, que ocorre devido a efeitos quânticos e leva à evaporação do buraco negro. No entanto, a extração de energia é possível mesmo negligenciando esse fenómeno, que é irrelevante para buracos negros com as massas que sabemos existir na natureza.

Desde 1969, graças a um famoso trabalho de Roger Penrose (galardoado com o Prémio Nobel da Física em 2020), sabemos que é possível extrair toda a energia rotacional de um buraco negro em rotação [35]. Existem vários mecanismos para essa extração; um deles é o da *superradiância* [36], descoberto nos anos 70: se uma onda monocromática de baixa frequência incidir sobre um buraco negro em rotação, esta poderá ser refletida com uma intensidade superior à da onda original. Esta amplificação ocorre desde que a frequência angular de rotação da onda seja menor do que frequência angular do buraco negro, e dá-se à custa da energia rotacional do buraco negro, que diminui no processo.

O fenómeno da superradiância pode ocorrer com ondas eletromagnéticas, gravitacionais, mas também com qualquer outro tipo de ondas cujo constituinte fundamental sejam bosões. Devido à dualidade onda-partícula, uma partícula que tenha um comprimento de onda de Compton associado (dado por $\lambda_C = h/(m_b c)$, com m_b a massa da partícula) que seja da ordem de

grandeza do tamanho do buraco negro ou maior, comporta-se essencialmente como uma onda em torno desse buraco negro. Assim, partículas muito leves podem extrair energia e momento angular de um buraco negro através do processo de superradiância. Além disso, flutuações de baixa frequência destas partículas podem ficar "presas" em torno do buraco negro, permitindo uma extração contínua de energia e momento angular, que leva à formação de uma nuvem de bosões que no fim do processo gira de forma sincronizada com o buraco negro [31, 37], tal como ilustrado na Fig. 3.

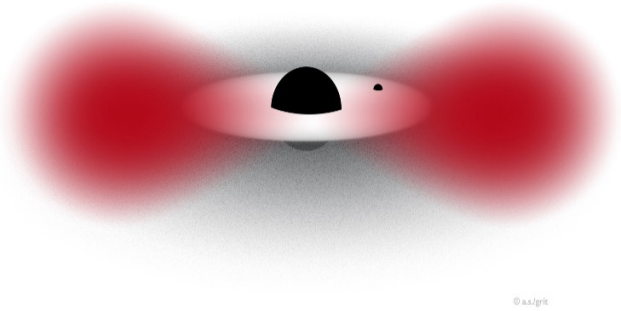


Figura 3 - Representação de uma nuvem de bosões (regiões avermelhadas) em torno de um buraco negro. A figura mostra também um disco de acreção (em branco) e um pequeno buraco negro a orbitar o buraco negro central. Adaptado de [31].

A estrutura desta nuvem é em tudo semelhante a um átomo de hidrogénio macroscópico, com a particularidade que, devido ao fato do princípio de exclusão de Pauli não ser aplicável à bosões, é possível formar nuvens de bosões macroscópicas que podem conter até $N \approx 10^{76} \times (M/M_{\odot})^2$ partículas num dado nível de energia [38] (M refere-se à massa do buraco negro e $M_{\odot}$ indica uma massa solar).

Existem fortes evidências de que o Universo está repleto de buracos negros, cujas massas variam entre $\approx 3\, M_{\odot}$ e $10^{10} M_{\odot}$. O raio típico desses buracos negros pode ser estimado usando o chamado raio de Schwarzschild $R_{Sch} = 2GM/c^2$, com G a constante gravitacional de Newton, o que nos permite concluir que o raio dos buracos negros que conhecemos pode ir de ≈ 9 km a 3×10^{10} km. Um cálculo simples, comparando λ_C com R_{Sch}, permite concluir que o processo descrito em cima é apenas relevante para partículas com massa $m_b \approx 5{,}6\times10^{-11} \times (M_{\odot}/M)$ eV/c^2, ou seja, apenas se existirem partículas ultra-leves na natureza.

Se tais partículas ultra-leves existirem, a formação duma nuvem de bosões pode ser extremamente rápida. Por exemplo, para um buraco negro com um milhão de massas solares e partículas escalares com massa 10^{-16} eV/c^2, o processo pode ocorrer em menos de um ano, sendo por isso potencialmente relevante no processo de evolução de um buraco negro. Em geral, após a formação de uma nuvem, esta decai num período que pode durar milhares ou mesmo dezenas de milhões de anos[3], devido à emissão de ondas gravitacionais periódicas com uma frequência típica $f_{GW} \approx 50 \times (m_b / (10^{-13}\text{eV}/c^2))$ Hz [38,39]. Isto é de contrastar com as ondas gravitacionais emitidas pela colisão de dois buracos negros, tais como as detetadas até agora pelo LIGO, que duram apenas frações de segundo. Assim, estas nuvens funcionam como autênticos "faróis" gravitacionais, cujos sinais podem estar constantemente presentes nos detetores.

Para além disso, se nuvens de bosões existirem, estas poderão afetar a evolução de binárias de buracos negros [40], como já aludido em cima, o que poderá ser detetável por futuros detetores como o LISA [33, 34]. A Fig. 4 mostra simulações recentes [41], em que se modela a perturbação duma nuvem de bosões provocada por um objeto compacto a orbitar um buraco negro supermassivo envolto pela nuvem. Essas perturbações por sua vez afetam a evolução da órbita do objeto, o que modifica a onda gravitacional emitida pelo sistema binário. Observações de buracos negros e ondas gravitacionais poderão, assim, impor limites sem precedentes à existência de partículas ultra-leves. Por exemplo, a simples medição da massa e rotação de buracos negros permite excluir intervalos de massa dessas partículas, pois a superradiância só ocorre se o buraco negro tiver uma rotação suficientemente elevada [36]. Além disso, o LIGO é sensível às ondas gravitacionais emitidas por nuvens de bosões formadas por partículas com massas entre ~10^{-14} eV/c^2 e 10^{-11} eV/c^2, enquanto o LISA será sensível ao intervalo ~10^{-19} eV/c^2 a 10^{-15} eV/c^2. O facto de o LIGO não ter detetado tais sinais já permite excluir com alguma confiança partículas com massas entre 10^{-13} eV/c^2 e 10^{-12} eV/c^2, desde que essas interajam principalmente através da gravidade [42]. Com o LISA e observações eletromagnéticas complementares, poderemos excluir partículas ultra-leves em todo o intervalo ~10^{-21} eV/c^2 a 10^{-11} eV/c^2, ou, mais entusiasmante ainda, detetar indícios da sua existência.

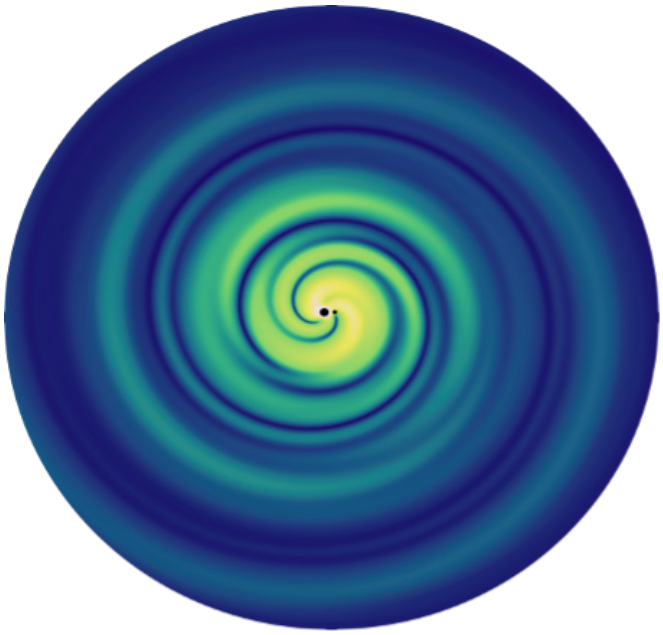


Figura 4 - Simulação de um objecto compacto com dezenas de massas solares, em órbita circular em torno de um buraco negro supermassivo envolto numa nuvem de bosões. A figura mostra as perturbações induzidas na nuvem devido ao movimento do objecto compacto. Adaptado de [41].

Conclusão

Os exemplos discutidos mostram que, de forma algo surpreendente, a observação de ondas gravitacionais pode ser uma

[3] Existem contudo modelos onde é possível evitar essa emissão, ver por exemplo [37].

poderosa ferramenta para investigar a existência de novas partículas, incluindo potenciais constituintes da matéria escura. Embora ainda hipotética, a ideia de utilizar buracos negros e ondas gravitacionais para descobrir novas partículas que escapam aos métodos laboratoriais tradicionais é certamente excitante.

Estas novas fronteiras tornaram-se acessíveis com a primeira deteção de ondas gravitacionais, a 14 de setembro de 2015. Com o desenvolvimento de detetores cada vez mais sensíveis, é quase certo que muitas descobertas nos aguardam e que surpresas estão ao virar da esquina. Talvez algumas dessas descobertas ajudem a resolver alguns dos maiores enigmas da física moderna, como a natureza da matéria escura; ou, quem sabe, tragam consigo novas e ainda mais desafiantes questões. Seja qual for o caminho, o futuro da física das ondas gravitacionais é, sem dúvida, promissor e entusiasmante.

Agradecimentos
Agradeço aos Profs. José Sande Lemos, Carlos Herdeiro e Jorge Rocha pelo convite para escrever este artigo. Agradeço ainda o apoio financeiro da Fundação para a Ciência e a Tecnologia através do projeto "GravNewFields", graças ao qual foi possível realizar parte do trabalho discutido neste artigo.

Referências

[1] J. C. Maxwell, "A dynamical theory of the electromagnetic field," Philosophical Transactions of the Royal Society of London, vol. 155, pp. 459-513, 1865.
[2] B. P. Abbott et al., "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger," Phys. Rev. Lett., vol. 116, no. 6, p. 061102, 2016.
[3] A. Einstein, "Zur allgemeinen Relativitätstheorie," Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften, pp. 778-786, Jan. 1915.
[4] A. Einstein, "Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation," Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften, pp. 688- 696, Jan. 1916.
[5] D. Kennefick, Traveling at the Speed of Thought: Einstein and the Quest for Gravitational Waves. Princeton University Press, 2007.
[6] M. Evans et al., "A Horizon Study for Cosmic Explorer: Science, Observatories, and Community," arXiv:2109.09882 [astro-ph.IM], 2021.
[7] A. Abac et al., "The Science of the Einstein Telescope," arXiv:2503.12263 [gr-qc], 2025.
[8] M. Colpi et al., "LISA Definition Study Report," arXiv:2402.07571 [astro-ph.CO], 2024.
[9] G. Bertone et al., "Gravitational wave probes of dark matter: challenges and opportunities," SciPost Phys. Core, vol. 3, p. 007, 2020.
[10] S. Navas et al., "Review of particle physics," Phys. Rev. D, vol. 110, no. 3, p. 030001, 2024.
[11] S. Chatrchyan et al., "Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC," Phys. Lett. B, vol. 716, pp. 30-61, 2012.
[12] G. Aad et al., "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," Phys. Lett. B, vol. 716, pp. 1-29, 2012.
[13] N. Aghanim et al., "Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters," Astron. Astrophys., vol. 641, p. A6, 2020. [Erratum: Astron.Astrophys. 652, C4 (2021)].
[14] T. Lin, "Dark matter models and direct detection," PoS, vol. 333, p. 009, 2019.
[15] E. G. M. Ferreira, "Ultra-light dark matter," Astron. Astrophys. Rev., vol. 29, no. 1, p. 7, 2021.
[16] L. Hui, "Wave Dark Matter," Ann. Rev. Astron. Astrophys., vol. 59, pp. 247-289, 2021.
[17] R. D. Peccei and H. R. Quinn, "CP Conservation in the Presence of Instantons," Phys. Rev. Lett., vol. 38, pp. 1440-1443, 1977.
[18] S. Weinberg, "A New Light Boson?" Phys. Rev. Lett., vol. 40, pp. 223-226, 1978.
[19] F. Wilczek, "Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons," Phys. Rev. Lett., vol. 40, pp. 279-282, 1978.
[20] J. Preskill, M. B. Wise, and F. Wilczek, "Cosmology of the Invisible Axion," Phys. Lett. B, vol. 120, pp. 127-132, 1983.
[21] L. F. Abbott and P. Sikivie, "A Cosmological Bound on the Invisible Axion," Phys. Lett. B, vol. 120, pp. 133-136, 1983.
[22] M. Dine and W. Fischler, "The Not So Harmless Axion," Phys. Lett. B, vol. 120, pp. 137- 141, 1983.
[23] P. Svrcek and E. Witten, "Axions In String Theory," JHEP, vol. 06, p. 051, 2006.
[24] A. Arvanitaki et al, "String Axiverse," Phys. Rev. D, vol. 81, p. 123530, 2010.
[25] B. Carr and F. Kuhnel, "Primordial Black Holes as Dark Matter: Recent Developments," Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., vol. 70, pp. 355-394, 2020.
[26] S. L. Liebling and C. Palenzuela, "Dynamical boson stars," Living Rev. Rel., vol. 26, no. 1, p. 1, 2023.
[27] C. Palenzuela et al, "Gravitational Wave Signatures of Highly Compact Boson Star Binaries," Phys. Rev. D, vol. 96, no. 10, p. 104058, 2017.
[28] J. Calderón et al, "GW190521 as a Merger of Proca Stars: A Potential New Vector Boson of 8.7×10^{-13} eV," Phys. Rev. Lett., vol. 126, no. 8, p. 081101, 2021.
[29] E. Barausse, V. Cardoso, and P. Pani, "Can environmental effects spoil precision gravitational-wave astrophysics?" Phys. Rev. D, vol. 89, no. 10, p. 104059, 2014.
[30] P. Gondolo and J. Silk, "Dark matter annihilation at the galactic center," Phys. Rev. Lett., vol. 83, pp. 1719-1722, 1999.
[31] R. Brito, V. Cardoso, and P. Pani, "Black holes as particle detectors: evolution of superradiant instabilities," Class. Quant. Grav., vol. 32, no. 13, p. 134001, 2015.
[32] S. Babak et al, "Science with the space-based interferometer LISA. V: Extreme mass-ratio inspirals," Phys. Rev. D, vol. 95, no. 10, p. 103012, 2017.
[33] P. S. Cole et al, "Distinguishing environmental effects on binary black hole gravitational waveforms," Nature Astron., vol. 7, no. 8, pp. 943-950, 2023.
[34] H. Khalvati et al, "Impact of relativistic waveforms in LISA's science objectives with extreme-mass-ratio inspirals," Phys. Rev. D, vol. 111, no. 8, p. 082010, 2025.
[35] R. Penrose, "Gravitational collapse: The role of general relativity," Riv. Nuovo Cim., vol. 1, pp. 252-276, 1969.
[36] R. Brito, V. Cardoso, and P. Pani, "Superradiance: New Frontiers in Black Hole Physics," Lect. Notes Phys., vol. 906, pp. pp.1- 237, 2015.
[37] C. A. R. Herdeiro and E. Radu, "Kerr black holes with scalar hair," Phys. Rev. Lett., vol. 112, p. 221101, 2014.
[38] A. Arvanitaki, M. Baryakhtar, and X. Huang, "Discovering the QCD Axion with Black Holes and Gravitational Waves," Phys. Rev. D, vol. 91, no. 8, p. 084011, 2015.
[39] R. Brito et al, "Gravitational wave searches for ultralight bosons with LIGO and LISA," Phys. Rev. D, vol. 96, no. 6, p. 064050, 2017.
[40] D. Baumann, H. S. Chia, and R. A. Porto, "Probing Ultralight Bosons with Binary Black Holes," Phys. Rev. D, vol. 99, no. 4, p. 044001, 2019.
[41] C. Dyson et al, "Environmental Effects in Extreme-Mass-Ratio Inspirals: Perturbations to the Environment in Kerr Spacetimes," Phys. Rev. Lett., vol. 134, no. 21, p. 211403, 2025.
[42] R. Abbott et al., "All-sky search for gravitational wave emission from scalar boson clouds around spinning black holes in LIGO O3 data," Phys. Rev. D, vol. 105, no. 10, p. 102001, 2022.



Richard Brito, é Professor Auxiliar do Departamento de Física do Instituto Superior Técnico. A sua investigação foca-se principalmente em estudar como usar a observação de buracos negros e ondas gravitacionais para detetar candidatos à matéria escura e testar a gravidade nos seus regimes mais extremos. É membro do consórcio LISA, onde co-lidera um grupo de trabalho que visa estudar física fundamental com o LISA.

50
artigo geral
VOL. 48 - N.2

Um rumor primordial

Lara Sousa

Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Centro de Astrofísica da Universidade do Porto

lara.sousa@astro.up.pt

Fomos desvendando a história do universo vendo-o. A luz dos corpos astronómicos – dos planetas, das estrelas, das galáxias, … – demora algum tempo a chegar até nós porque se propaga com uma velocidade finita. Por isso, vemos estes corpos astronómicos não como são agora, mas como eram quando a luz foi emitida ou refletida. Vemos a lua de há 1,25 segundos e o sol de há 8 minutos. A Próxima Centauri, a estrela mais próxima a seguir ao Sol, parece-nos 4 anos mais nova e a imagem de Andrómeda, uma das galáxias mais próximas, já é de há mais de 2,5 milhões de anos. Quando olhamos para o céu, vemos então o passado do universo e vemo-lo tão mais novo quanto para mais longe apontarmos os nossos telescópios. Foi assim que fomos descobrindo como o universo era no passado e assim aprendemos quase tudo o que sabemos sobre como evoluiu. Mas o início do universo está fora do alcance dos nossos olhos e telescópios e, por isso, continuamos sem saber exatamente como tudo começou.

Aprendemos que o universo começou muito denso e quente, mas que tem expandido e arrefecido desde esse momento inicial [1]. Se viajarmos para o passado, à medida que a temperatura vai aumentando, primeiro os átomos ionizam-se, depois os núcleos dos átomos separam-se em protões e neutrões e eventualmente estes também se desfazem nas partículas elementares que os constituem (os quarks) … O universo seria então uma espécie de sopa de partículas elementares e, por isso, opaco à propagação da luz, já que os fotões não conseguiriam viajar grandes distâncias sem interagirem com as partículas carregadas deste plasma. Só quando o universo arrefeceu o suficiente para que os eletrões e protões se pudessem combinar e formar átomos neutros de hidrogénio é que os fotões conseguiram desacoplar da matéria. Passaram então a poder viajar livremente pelo espaço e eventualmente chegar até nós. Foi nesta altura, 379 mil anos depois do início da vida do universo, que se gerou a primeira luz, a chamada radiação cósmica de fundo (Fig. 1). Detetámos, pela primeira vez, esta primeira luz em 1965 (mas tinha sido prevista vários anos antes) e, desde essa altura, temo-la estudado em detalhe com satélites mais e mais sensíveis. Foi com ela que aprendemos muito do que sabemos sobre o universo [2]. Mostrou-nos, por exemplo, que o universo é extremamente homogéneo e isotrópico e, por isso, é muito parecido em todo o lado e qualquer que seja a direção em que olhemos. Mas nunca vamos conseguir ver nada para além dela.

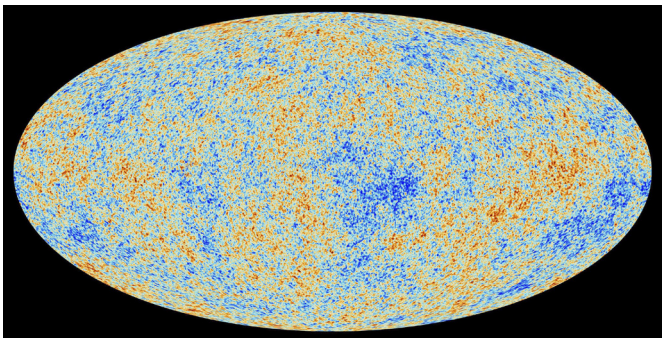


Figura 1: Imagem de céu completo da radiação cósmica de fundo captada pelo satélite Planck. Imagem: ESA/Planck Collaboration

Mas, se o universo primordial é o reino das partículas, precisamos de física de partículas para percebê-lo. Espera-se que, no início da vida do universo, as quatro interações fundamentais – a gravidade, o eletromagnetismo, a força fraca (que rege as interações subatómicas) e a força forte (que confina os quarks em partículas e mantém os núcleos dos átomos ligados) – tenham estado unificadas e fossem descritas por uma única força. No entanto, à medida que expandiu e arrefeceu, o universo terá passado por várias transições de fase em que estas interações se terão separado progressivamente. Terá sido algo muito semelhante ao que acontece, por exemplo, com a água se a arrefecermos progressivamente a partir de temperaturas muito altas: passamos de vapor de água a água líquida e depois a gelo. A cada transição de fase as propriedades mudam. Se pensarmos, por exemplo, na solidificação da água, vemos que esta desenvolve uma estrutura cristalina: as moléculas de água passam a orientar-se ao longo de direções preferenciais. No seu estado líquido, a água é isotrópica, não tem direções preferidas e as propriedades não dependem da direção. Quer isto dizer que, se fizermos uma rotação num dado ponto em torno de qualquer eixo, as propriedades da água se mantêm inalteradas. Matematicamente dizemos que um sistema tem uma dada simetria se for invariante segundo um determinado grupo de transformações. Diz-se, por isso, que a água líquida tem simetria de rotação. Quando se forma o gelo nesta transição, a água deixa de ter esta simetria e passa para um estado menos simétrico. Houve, por isso, uma quebra de simetria. Nas transições de fase por que terá passado o universo primordial terá havido também quebras de simetria e, neste contexto, isto é particularmente importante: não foi só o estado da matéria contida no universo e as suas propriedades que se

alteraram a cada quebra de simetria, também as leis da física foram mudando subitamente.

A Emmy Noether [3] demonstrou, em 1918, que aquilo a que chamamos leis da física – as leis que nos dizem que determinadas quantidades são conservadas – resultam precisamente das simetrias (contínuas) do sistema físico. Por exemplo, a energia conserva-se se o sistema for invariante sob translações temporais e, por isso, as equações do movimento forem as mesmas em cada instante de tempo. O momento linear conserva-se se as equações do movimento forem as mesmas em todo o lado e o sistema tiver simetria de translação. Já o momento angular deve ser conservado se houver simetria de rotação. As leis da física resultam então da simetria do sistema e devem, por isso, alterar-se quando há uma quebra de simetria. Assim, à medida que o universo primordial foi passando por sucessivas transições de fase com quebra de simetria, as interações fundamentais, que no início da vida do universo seriam descritas por uma simetria comum, foram-se separando sucessivamente – primeiro a gravidade, depois a força forte e, mais recentemente, a força fraca – e parecem-nos agora a baixas temperaturas interações distintas, descritas por leis de conservação independentes.

Sabemos já como descrever o eletromagnetismo e a interação fraca de forma unificada. A teoria que descreve esta força eletrofraca foi proposta por S. Glashow, A. Salam e S. Weinberg na década de 60 e muitas das suas previsões foram verificadas experimentalmente em aceleradores de partículas vários anos depois. Há também várias propostas de Teorias da Grande Unificação, que tentam juntar a força forte à interação eletrofraca, mas ainda não nos foi possível testá-las experimentalmente: a transição de fase em que a força forte se terá separado deve já ter acontecido a temperaturas (ou escalas de energia) tão elevadas que estão fora do alcance dos nossos aceleradores das partículas. A transição de fase em que a gravidade se teria separado teria ocorrido a temperaturas ainda mais altas e, por isso, estaria ainda mais fora do nosso alcance. Mas no caso destas Teorias de Tudo, que tentam descrever de maneira unificada as quatro interações fundamentais e descrever assim toda a física, às limitações experimentais juntam-se ainda dificuldades teóricas e/ou concetuais: é preciso reconciliar a gravidade com a mecânica quântica e, até ao momento, ainda não foi possível desenvolver uma teoria que cumpra todos os requisitos. Há, por isso, inúmeras propostas e modelos para descrever o universo primordial e a física fundamental [4] e ainda não conseguimos testá-las devidamente de forma experimental. Apesar de esforços ao longo de décadas em várias frentes não temos, por isso, ainda uma teoria que explique tudo e continuamos sem saber como tudo começou.

Mas pode haver outra maneira. Quando há transições de fase com quebra de simetria podem gerar-se configurações estáveis dos campos que descrevem as interações a que chamamos defeitos topológicos. Neste contexto, as quebras de simetria acontecem quando, a uma dada temperatura crítica, estes campos se vêm "forçados" a relaxar para um dos estados de vácuo (os mínimos da sua energia potencial) porque isto se torna energeticamente mais favorável. Ora, muitas vezes há mais do que uma escolha: o potencial pode ter mais do que um mínimo e, em geral, a priori nenhum deles é particularmente favorecido. Não é por isso de esperar que regiões muito distantes do universo "escolham" o mesmo vácuo. O universo contém aliás regiões causalmente desconexas, que estão tão distantes entre si que não podem sequer comunicar já que qualquer sinal, mesmo que viajasse à velocidade da luz, demoraria mais do que a vida do universo a percorrer a distância que as separa. Prevê-se por isso que diferentes regiões do universo escolham estados de vácuo diferentes. Nas fronteiras entre essas regiões, contudo, pode não ser possível aos campos relaxar para um dos mínimos já que têm de variar continuamente no espaço. Formam-se, então, nestas fronteiras os tais defeitos topológicos que são, pura e simplesmente, regiões em que os campos não estão num dos estados de vácuo e em que, por isso, há energia concentrada.

Estes defeitos podem formar-se em vários contextos. Por exemplo, vemo-los frequentemente em laboratório em sistemas de matéria condensada – em cristais líquidos, no grafeno, em ferromagnetes, entre outros – e até em bioquímica, quando as proteínas se "enovelam" para assumir a sua configuração funcional. Encontramos também muitas vezes algo parecido em casa, nos cubos de gelo que há no nosso congelador. Se fizermos gelo lentamente, descendo progressivamente a temperatura da água, há tempo suficiente para as moléculas de água adotarem uma estrutura cristalina perfeitinha. Isto faz com que o gelo fique límpido e transparente. Mas quando pomos uma cuvete com água à temperatura ambiente a temperaturas muito mais baixas no nosso congelador, esta começa a congelar rapidamente a partir dos bordos, onde a água arrefece mais depressa, em direção ao centro do cubo. A estrutura cristalina forma-se então subitamente a partir de vários pontos e, em pontos diferentes, as moléculas não se orientam necessariamente na mesma direção, o que pode levar a defeitos nesta estrutura que tornam o gelo turvo. Ora, se há defeitos em todo o lado, também se devem formar, por um processo semelhante, no universo primordial e foi Tom Kibble quem, em 1976, propôs pela primeira vez a existência destes defeitos cósmicos [5].

Os defeitos topológicos são em geral estáveis – isto é, são uma imperfeição na configuração dos campos que não se pode remover – e prevê-se, por isso, que em geral sobrevivam ao longo da vida do universo até aos dias de hoje. Podemos então tentar detetá-los e estudá-los agora para reconstituir a sequência de transições de fase que aconteceu num passado distante e começar assim a desvendar a física de como tudo começou. As quebras de simetria acontecem quando o estado de vácuo de uma teoria é menos simétrico do que o estado inicial ou, por outras palavras, quando uma transformação que deixaria a teoria invariante transforma um mínimo do potencial noutro mínimo distinto. Assim, quando os campos evoluem para um dos estados de vácuo a simetria é quebrada. Mas, nos defeitos topológicos, os campos não conseguem relaxar para um dos mínimos e, por isso, mantém-se a simetria original no seu interior. São, por isso, como fósseis do universo primordial em que a simetria e a física persistem inalteradas.

As propriedades dos defeitos topológicos dependem do tipo

de simetria que foi quebrada. Quando se quebra uma simetria de reflexão, podem formar-se paredes de domínio, defeitos topológicos com duas dimensões que separam regiões do universo em que o valor do campo no vácuo é diferente. Se se quebrar uma simetria esférica, podem formar-se defeitos pontuais conhecido por monopólos. Podem também formar-se defeitos com uma dimensão, conhecidos por cordas cósmicas, sempre que houver uma quebra de simetria axial ou cilíndrica (isto é, quando o potencial é invariante segundo rotações em torno de um dado eixo). Estas cordas são configurações dos campos semelhantes a vórtices, parecidas com os redemoinhos que se formam no mar e nos rios quando correntes de água que se movem em direções distintas se encontram. Correspondem a linhas em que há uma grande concentração de energia e têm, tal como o sistema antes da transição de fase que lhes deu origem, simetria axial. Há uma grande variedade de teorias e modelos para o universo primordial que preveem a produção de cordas cósmicas – uma grande parte das Teorias da Grande Unificação, por exemplo – e, por isso, procuramo-las há décadas [6]. Esperávamos encontrar a sua assinatura na radiação cósmica de fundo mas, como interagem gravitacionalmente muito fracamente com a matéria, não houve sinal delas... No entanto, recentemente, com o advento da astronomia de ondas gravitacionais, a esperança de detetá-las foi renovada.

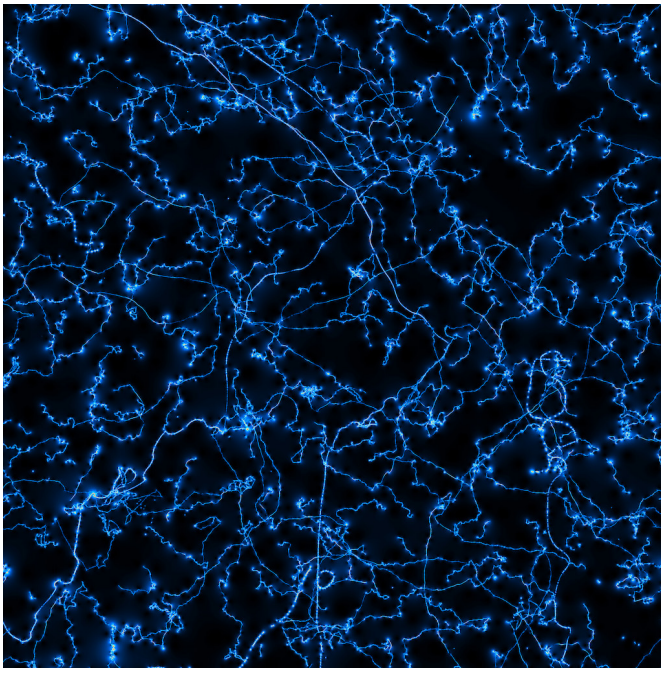


Figura 2: Simulação numérica de uma rede de cordas cósmicas. Imagem: C. Ringeval

As transições de fase com quebra de simetria axial levam à formação de redes de cordas cósmicas, com cordas tão grandes que se estendem ao longo de todo o universo visível (Fig. 2). Estas cordas, tal como as cordas de uma guitarra, têm tensão associada e, por causa dela, as cordas «preferem» estar esticadas: as partes das cordas com maior curvatura aceleram e tendem a colapsar ou vibrar. No entanto, são também esticadas pela expansão do universo, que amortece ainda o seu movimento. Em grande medida, a evolução das redes de cordas cósmicas em grande escala é determinada pela competição entre a aceleração causada pela curvatura e a desaceleração causada pela expansão. Mas há outro ingrediente essencial: as interações entre cordas. As cordas devem colidir frequentemente na sua evolução e, quando isto acontece, as cordas quebram-se no ponto de contacto e a extremidade de uma corda liga-se à extremidade da outra corda. Diz-se que as cordas trocam de parceiro e reconectam (Fig. 3a). Para os tipos de corda cósmica mais simples este processo, conhecido por intercomutação, acontece sempre que há colisões e espera-se que estas sejam muito frequentes. Formar-se-iam, por isso, em muitas situações – em colisões sucessivas ou em auto-interseções (Figs. 3b e 3c) – argolas fechadas de corda a que chamamos loops. Se estes loops forem suficientemente pequenos, o impacto da expansão do universo na sua evolução é negligenciável e eles deixam de evoluir solidariamente com o resto da rede. A sua dinâmica passa a ser determinada essencialmente pela tensão e passam a oscilar periodicamente, vibrando em vários harmónicos como a corda de uma guitarra. Nestas oscilações os loops de corda atingem velocidades ultra-relativistas e, por isso, devem emitir ondas gravitacionais. À medida que emitem esta radiação, os loops de corda perdem energia e vão-se evaporando lentamente até que desaparecem completamente.

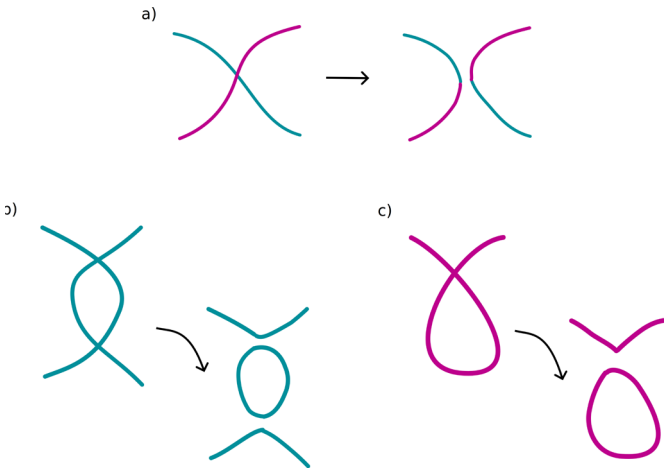


Figura 3: Interações entre cordas cósmicas: a) Intercomutação; b) produção de um loop em colisões entre cordas curvas; c) produção de um loop numa auto-interseção.

Deve haver produção de loops ao longo de quase toda a evolução da rede de cordas cósmicas e, portanto, ao longo de uma grande parte da vida do universo. Assim, prevê-se que haja, em cada momento da história do universo, muitíssimos loops de corda cósmica a emitir ondas gravitacionais em todas as direções e a sobreposição de todos estes sinais transitórios deve dar origem a um fundo estocástico de radiação gravitacional [7]. Como este fundo é gerado ao longo de quase toda a história cósmica, é dos sinais de origem cosmológica potencialmente mais ruidosos que conhecemos. Certos tipos de transição de fase, por exemplo, também podem gerar um fundo de ondas gravitacionais, mas a radiação é apenas emitida num curto período de tempo no universo primordial. Chegar-nos-ia então muito diluída pela expansão do universo e, por isso, o sinal seria muito mais fraco. A amplitude do fundo estocástico de ondas gravitacionais gerado pelos loops de cordas é, em grande medida, determinada pela tensão das cordas, que determina quão forte é a sua interação gravitacio-

nal e quão rapidamente estes se evaporam. Esta tensão é determinada pela escala de temperatura a que se dá a transição de fase que leva à formação das cordas, sendo mais elevada e a amplitude do sinal maior se esta ocorrer mais cedo na vida do universo. Assim, se detetarmos este sinal, podemos demonstrar não só que houve uma transição de fase com quebra de simetria axial no universo primordial mas inferir também, a partir da sua amplitude, a que temperatura esta terá ocorrido. Isto permitir-nos-ia validar ou excluir modelos de física de partículas para o universo primordial e ajudar-nos-ia então a perceber que propostas, do vasto leque que existe, vão na direção certa.

Mas há mais coisas que podemos aprender com este espectro. Com o passar do tempo e porque o universo se está a expandir, os loops vão-se formando com extensões cada vez maiores e, por isso, vão emitindo ondas gravitacionais com frequências cada vez menores. O fundo estocástico de ondas gravitacionais gerado por cordas estender-se-ia, por isso, por uma vasta gama de frequências (abarcando, em certos casos, mais de 20 ordens de magnitude) e pode então ser testado com vários tipos de detetores de ondas gravitacionais. Quanto mais alta for a frequência que observamos, mais cedo na vida do universo foram geradas estas ondas gravitacionais e, como este espectro é muito sensível à evolução e às propriedades do universo, pode também ser usado para testar e reconstituir a sua história em alturas em que a luz ainda não podia viajar livremente. Para além disso, as propriedades e fenomenologia das cordas cósmicas dependem da natureza dos campos e das quebras de simetria que lhes dão origem. Há modelos em que há mais do que um tipo de corda e se formam redes altamente emaranhadas com junções. Noutros modelos as cordas podem ser supercondutoras e percorridas por correntes eletromagnéticas e, por isso, os loops podem também emitir radiação eletromagnética. Outros há em que as cordas são metaestáveis e as redes decaem quando universo atinge uma determinada temperatura crítica. Em cada um destes casos, e em muitos outros que não referi, a evolução da rede de cordas cósmicas e o número de loops produzidos podem ser distintos e a quantidade de energia dos loops que é convertida em ondas gravitacionais pode também alterar-se. Assim, esperamos que haja diferenças na forma e na amplitude do espectro da radiação gravitacional de fundo gerado em cada um dos modelos e estas diferenças podem ser usadas como impressões digitais para distinguir também entre modelos específicos de física das partículas para o universo primordial. Assim, as cordas cósmicas podem vir a permitir-nos usar os detetores de ondas gravitacionais como experiências de física das partículas e, nesse caso, permitir-nos-iam aceder a escalas de energia muito para além das que conseguimos atingir nos nossos aceleradores de partículas.

Já detetámos, em 2023, o primeiro fundo estocástico de ondas gravitacionais. Poderia ser de cordas cósmicas, mas também de paredes de domínio ou de várias outras fontes exóticas [8], mas o mais provável é que seja gerado por buracos negros supermassivos com massas milhões ou milhares de milhões de vezes superiores à do Sol. Mas, de momento, não podemos ter a certeza: só o detetámos numa gama muito estreita de frequências muito baixas, onde estes sinais podem ser todos muito parecidos. Só quando formos capazes de estudar estes sinais em frequências mais elevadas é que poderemos saber que rumor é este que estamos a ouvir. Para isso, no entanto, vamos precisar de uma nova geração de detetores de ondas gravitacionais mais sensíveis, como a Antena Espacial de Interferometria por Laser (LISA) que a Agência Espacial Europeia espera lançar para o espaço daqui a cerca de 10 anos (Fig. 4). Até lá, temos de nos preparar: estudar em detalhe os sinais dos vários tipos de cordas e encontrar as suas assinaturas distintivas para que os nossos detetores as possam distinguir. Temos de aprender a ouvir o que este rumor primordial tem para nos revelar.

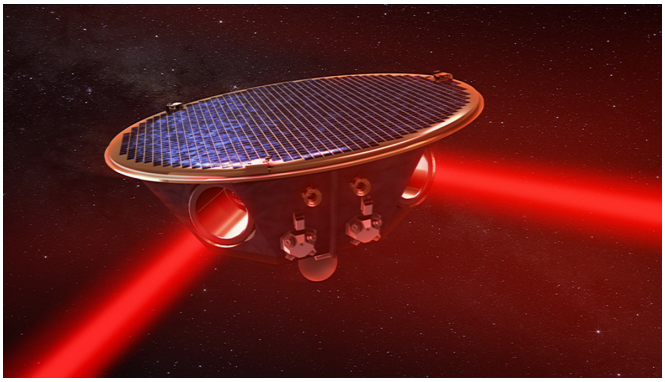


Figura 4: Um dos satélites da constelação LISA, que será o primeiro detetor de ondas gravitacionais no espaço. Imagem: Max Planck Institute for Gravitational Physics

Referências

[1] S. Weinberg, The First Three Minutes. A Modern View of the Origin of the Universe, Bantam Books, 1977
[2] Planck Collaboration, Planck 2018 results: I. Overview and the cosmological legacy of Planck, Astronomy & Astrophysics 641 (2020) A1.
[3] E. Conover, In her short life, mathematician Emmy Noether changed the face of physics, Science News, Jun. 12, 2018
[4] N. Wolchover, Theories of Everything, Mapped, Quanta Magazine, Aug. 3, 2015
[5] T.W.B Kibble, Topology of Cosmic Domains and Strings, Journal of Physics A: Mathematical and General 9 (1976) 1387-1398
[6] M. Frankel, How the Universe's hidden 'scars' could unlock time travel, BBC Science Focus, Nov. 9, 2004
[7] A. Vilenkin, Gravitational radiation from cosmic strings, Physics Letters B, 107, 47
[8] NanoGrav Collaboration, The NANOGrav 15 yr Data Set: Search for Signals from New Physics, The Astrophysical Journal Letters 951 (2023) 1, L11



Lara Sousa concluiu a licenciatura em Física/Matemática Aplicada (Astronomia) na FCUP em 2006, o mestrado em Campos Quânticos e Forças Fundamentais no Imperial College (Londres) em 2007 e o doutoramento em Física na FCUP em 2011. É investigadora no Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço/Centro de Astrofísica da Universidade do Porto desde 2012. Trabalha em Cosmologia, focando-se principalmente na evolução e assinaturas observacionais de cordas cósmicas e outros defeitos topológicos. Tem mais de 30 artigos publicados em revista internacionais e participa ativamente, desde 2014, no Consórcio que prepara a missão LISA.

54
artigo geral
VOL. 48 - N. 2

Ondas gravitacionais do universo primordial

António P. Morais

Departamento de Física, Escola de Ciências, Universidade do Minho
LIP Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas

amorais@fisica.uminho.pt

Quatro interações

Quando olhamos para o Universo atual e para as grandes estruturas que o constituem, como por exemplo planetas, estrelas, sistemas solares ou galáxias, é com naturalidade que aceitamos a existência de uma força que governa toda a sua dinâmica: a gravidade.

Desde tenra idade que nos habituamos a conviver com esta interação e a experienciar os seus efeitos, como a queda no recreio (e as marcas que nos vai deixando na pele, algumas para a vida), até ao lançamento de dardos num bar, numa noite animada entre amigos. Contudo, a gravidade não é a única força que tem impacto no nosso dia a dia. É difícil imaginar a viabilidade da civilização moderna sem a presença de eletricidade e magnetismo nas suas mais diversas utilidades. O simples ato de podermos observar o Universo, tanto a olho nu como com instrumentos óticos, e constatarmos a presença de corpos celestes, só é possível devido à existência da interação eletromagnética, que é, como sabemos, uma descrição unificada da eletricidade e do magnetismo. Isto deve-se não só à tecnologia aplicada em toda a instrumentação moderna para este efeito, mas, acima de tudo, devido à existência de uma partícula mensageira da força eletromagnética, o fotão, que, ao longo dos tempos, nos tem trazido informação sobre os pontos mais remotos do Universo.

Tanto a força gravítica como a força eletromagnética representam interações de longo alcance e, por isso, em escalas muito grandes, podendo ser descritas pelas leis da Física Clássica. Por outro lado, em escalas muito pequenas, ou seja, em regimes de *altas energias*, a interação eletromagnética obedece às leis da Mecânica Quântica. Contudo, o mesmo já não acontece com a gravidade, uma vez que, até hoje, não foi desenvolvida uma teoria quântica consensual que a descreva no contexto da física das altas energias.

Embora menos familiar para muitos de nós, mas não menos importante tanto do ponto de vista tecnológico como para a evolução do próprio Universo, encontram-se duas forças de carácter puramente quântico, que são as forças nuclear forte e nuclear fraca. Enquanto a primeira é responsável por fenómenos como a fissão nuclear, desempenhando um papel crucial na produção de energia em centrais nucleares, a segunda está na origem do decaimento radioativo e, em conjunto com a força forte, é essencial para manter o sol a brilhar, condição indispensável para a existência de vida no nosso planeta.

Observando o Universo invisível: das partículas elementares às ondas gravitacionais primordiais

Como consequência da sua natureza quântica, as interações forte, fraca e eletromagnética explicam a existência de um conjunto de partículas elementares que compõem o que designamos por Modelo Padrão [1, 2] da física das altas energias. Deste conjunto, apenas algumas partículas persistem no Universo atual. Referimo-nos ao que denominamos por quarks de primeira geração — os constituintes fundamentais dos protões e neutrões — bem como eletrões, neutrinos e fotões. Contudo, se recuarmos até ao Universo primordial, quando este tinha menos de um décimo de nanossegundo de existência após o Big-Bang, encontramos um ambiente extremamente quente e denso, preenchido por todas as partículas do Modelo Padrão. Nessa fase, as partículas moviam-se livremente e interagiam a velocidades relativistas. Embora o Universo visível mais antigo que conseguimos observar tenha cerca de 380 milhões de anos, é possível, através de experiências de colisão de partículas, recriar em laboratório as condições de épocas muito mais jovens. No entanto, a tecnologia atual ainda não nos permite ir muito além de um milésimo de nanossegundo após o Big-Bang — período que designamos por época eletrofraca — sendo fundamental para esse efeito o contributo de máquinas altamente sofisticadas como Grande Colisor de Hadrões, LHC [3], do CERN. Resta ainda um vasto intervalo temporal até à época em que se acredita que o Universo terá passado por um crescimento exponencial, conhecido como inflação cósmica, quando tinha aproximadamente dez elevado à potência de menos trinta e dois segundos de existência.

Chegados a este ponto, impõe-se uma questão fundamental: *Como podemos estudar o Universo que existiu entre as eras eletrofraca e inflacionária?* É precisamente aqui que em 2015 a descoberta de ondas gravitacionais nos abriu uma nova janela de exploração, ampliando significativamente o leque de escalas de energia que podemos potencialmente investigar com dados observacionais, e com um alcance muito superior ao das experiências de colisão de partículas. Importa, no entanto, sublinhar que estas experiências não são substituíveis por experiências de ondas gravitacionais. Só através do ambiente controlado das colisões de partículas temos acesso direto a

nova física, podendo descobrir e medir muitas das suas propriedades. No caso das ondas gravitacionais, esse acesso a fenómenos ainda por desvendar é feito de forma indireta, uma vez que estamos a medir um efeito cosmológico resultante de setores ainda desconhecidos. Em teoria, estes setores podem manifestar-se sob a forma de uma vasta gama de partículas e interações, sem que seja possível, com ondas gravitacionais, determinar as propriedades exatas dessas partículas, como massa, carga ou modos de decaimento, entre outros.

Inflação cósmica: as mais antigas ondas gravitacionais

Quando no parágrafo anterior nos referimos a escalas de energia, estamos a falar de períodos da história do Universo que vão desde a época eletrofraca, caracterizada por uma escala de massa/energia das partículas da ordem de 100 gigaeletrão-volts, até à época inflacionária, cuja escala energética atinge cerca de dez elevado a quinze gigaeletrão-volt. Enquanto o LHC, no CERN, não ultrapassa a escala do teraeletrão-volt, que, neste contexto, corresponde essencialmente à escala eletrofraca, as diversas experiências de deteção de ondas gravitacionais, tanto as já em funcionamento como as planeadas, permitem-nos cobrir todo este espectro de energia. Mas, afinal, que física esperamos desvendar com estas experiências e que conclusões podemos retirar? Começando pela época inflacionária, esta correspondeu a um período de expansão extremamente rápido durante o qual a densidade de energia do Universo foi dominada pela energia do vácuo, cujo valor é extraordinariamente pequeno, sendo este um problema ainda por explicar. Mesmo neste estado de energia mínima, a mecânica quântica prevê a existência de flutuações na densidade de energia e na geometria do espaço-tempo, que são amplificadas para grandes escalas astrofísicas devido à expansão do Universo. São precisamente estas flutuações, geradas à microescala e ampliadas à macroescala, que atuam como fontes de ondas gravitacionais primordiais e que, desde essa época, se têm propagado livremente pelo Universo até poder chegar aos nossos detetores. Nos modelos inflacionários mais simples, a frequência dessas ondas gravitacionais do Universo primordial situa-se preferencialmente na região do herz, podendo constituir uma possível explicação para as recentes observações de NANOGrav [4, 5]. Embora estas observações ainda não cumpram os critérios estatísticos necessários para reivindicar uma descoberta, representam já uma evidência extraordinária para a existência de um fundo de ondas gravitacionais compatível com fontes de origem cosmológica.

Transições de fase: o Universo a *borbulhar*

Apesar de até hoje não termos descoberto novas partículas para além daquelas previstas pelo Modelo Padrão, sabemos que estas representam apenas cerca de 5 % do Universo. O restante está repartido entre matéria escura e energia escura, que correspondem a 27 % e 68 % do Universo, respetivamente. Para além disso, as massas extremamente leves dos neutrinos, inferiores a 0,1 eletrão-volt, também não encontram explicação no âmbito do Modelo Padrão. Estes dados observacionais sugerem fortemente a existência de novas partículas, que até hoje não foram descobertas em experiências de colisão, como o LHC ou os seus antecessores. Se considerarmos que estas partículas pertencem a um setor escuro, é natural que interajam muito fracamente com os 5 % de matéria visível, tornando a sua deteção experimental direta um enorme desafio, possivelmente fora do alcance da tecnologia atual. Por outro lado, a eventual existência destas mesmas partículas teria impacto no estado de energia mínima do Universo (o vácuo) e influenciaria a forma como este terá evoluído, em contraste com o que é previsto pelo Modelo Padrão. Ora, isto levanta a possibilidade da coexistência de múltiplos vácuos com energias diferentes, que podem evoluir ao longo do tempo, alterando os seus valores de energia. Ou seja, se imaginarmos que inicialmente existiam dois vácuos, A e B, com energias $E(A) < E(B)$, o Universo poderá ter evoluído para um estado em que $E(B) < E(A)$. Como a natureza nos demonstra repetidamente, tanto em sistemas clássicos como quânticos, o estado que minimiza a energia é sempre o vácuo preferencial. Por exemplo, se largarmos um berlinde numa calha parabólica, este irá sempre estabilizar no ponto mais baixo, e nunca fora dele. Isto significa que, inicialmente, o Universo poderia encontrar-se no estado A e ter experienciado uma transição de fase para o estado B a partir do momento em que $E(B) < E(A)$. Esta transição de A para B é acompanhada pela libertação de uma quantidade assinalável de energia, que conduz à formação de bolhas no Universo primordial, as quais se expandem e colidem. Esta expansão ocorre num meio denso que se comporta como um fluido, onde são geradas ondas sonoras que podem ser parcialmente ou totalmente convertidas em radiação gravitacional observável. Em situações extremas, quando as bolhas se expandem praticamente à velocidade da luz, a colisão entre as suas paredes pode dominar a produção de ondas gravitacionais.

Podemos estabelecer uma analogia entre este processo e o funcionamento de um fervedor de água. Inicialmente em repouso, ao aquecemos a água até 100 ºC, ocorre a transição de fase do estado líquido (vácuo A) para o estado gasoso (vácuo B), durante a qual se formam bolhas de vapor que se expandem e colidem, gerando ondas mecânicas. Contudo, há uma diferença importante que devemos assinalar: no exemplo do fervedor, é necessário fornecer energia para produzir as ondas mecânicas, enquanto no Universo primordial este *borbulhar* ocorreu à medida que o Universo arrefecia.

As ondas gravitacionais primordiais resultantes de transições de fase [6] constituem um mensageiro extraordinário para determinar a escala de energia onde pode existir física para além do Modelo Padrão. A frequência destas ondas está relacionada com a escala de massa das hipotéticas novas partículas, pelo que uma eventual deteção poderá fornecer indicações valiosas sobre onde procurar essas partículas em futuras experiências de colisão. Por outro lado, a ausência de deteção permitirá impor restrições importantes às teorias atualmente desenvolvidas. Por exemplo, a experiência LISA [7], que deverá entrar em funcionamento na próxima década, será sensível a escalas de energia que vão desde o gigaeletrão-volt até aproximadamente dez elevado a seis gigaeletrão-volt, abrangendo, assim, a região que anteriormente designámos por eletrofraca. Os resultados obtidos por esta experiência poderão ser cruzados com futuras medições no LHC ou em aceleradores do futuro, como o FCC (*Future Circular Collider*) [8], permitindo a procura de nova física em diferentes e complementares frentes.

Experiências como LIGO [9], atualmente em funcionamento, ou o *Einstein Telescope* [10], que deverá iniciar a sua operação também durante a década de 2030, permitem aceder a escalas de massa superiores às que serão cobertas por LISA, possibilitando testar de forma indireta fenómenos físicos que estão fora do alcance das experiências de colisão.

Embora tenhamos centrado a nossa discussão em fenómenos que se manifestam à escala eletrofraca e a energias mais elevadas, é igualmente possível que existam setores escuros a escalas de energia inferiores. Nestes casos, também podem ocorrer transições de fase, mas que resultam em ondas gravitacionais com frequências mais baixas. Por exemplo, se a escala de energia for da ordem do megaeletrão-volt, podemos prever sinais com frequências acessíveis a experiências como NANOGrav.

Defeitos topológicos

Sempre que ocorrem transições de fase no Universo primordial, estas podem ser acompanhadas pela formação de defeitos topológicos, como cordas cósmicas [11] ou paredes de domínio [12]. As cordas cósmicas podem ser visualizadas como um análogo das fendas que se formam na água ao congelar. A interação entre cordas cósmicas pode dar origem a laços que ao vibrar perdem energia através da emissão de ondas gravitacionais. Por sua vez, as paredes de domínio surgem quando existem pelo menos dois vácuos, B e C, com energias equivalentes (ainda que não exatamente iguais), permitindo que diferentes regiões do Universo transitem do vácuo A para o vácuo B ou para o vácuo C com probabilidades semelhantes. No entanto, basta uma pequena diferença entre as energias E(B) e E(C) para destabilizar as paredes de domínio, levando ao seu colapso e consequente emissão de energia sob a forma de radiação gravitacional.

Conclusão

Em suma, discutimos quatro tipos de fontes de ondas gravitacionais do Universo primordial: inflação, transições de fase, cordas cósmicas e paredes de domínio. Cada uma destas fontes apresenta características próprias, como a largura do espectro, a frequência (ou frequências) onde a densidade de energia da radiação gravitacional é máxima, a forma do espectro, entre outros detalhes mais subtis. Ao conhecermos estas propriedades, a deteção de um sinal poderá permitir discriminar quais as fontes que deram origem e que escalas de energia estão envolvidas. Embora tal não conduza à descoberta direta de novas partículas, possibilita identificar as classes de modelos de física das altas energias que podem explicar um fenómeno deste tipo. No cenário mais otimista, esta informação poderá ser de grande importância para orientar futuras buscas diretas em aceleradores de partículas, e, eventualmente, levar a descobertas. Afinal, quão valioso seria para as experiências de colisão dispor de uma indicação concreta sobre a escala de energia onde nova física se poderá manifestar? Por outro lado, a ausência de deteção deste fenómeno tornaria os setores escuros ainda mais escuros, impondo novas restrições a muitos dos modelos teóricos existentes na literatura científica.

Em jeito de conclusão, a força que nos fazia cair no recreio e esfolar os joelhos quando éramos crianças é a mesma que, hoje, nos permite investigar onde se escondem as partículas ainda por descobrir e compreender de que forma o Universo evoluiu desde o final do período inflacionário até aos nossos dias.

Referências

[1] https://home.cern/science/physics/standard-model
[2] M. K. Gaillard, P. D. Grannis, F. J. Sciulli, The Standard model of particle physics, Rev. Mod.Phys. 71 (1999), S96-S111
[3] https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider
[4] G. Agazie et al. (NANOGrav), The NANOGrav 15 yr Data Set: Evidence for a Gravitational-wave Background, Astrophys. J. Lett. 951, L8 (2023), 2306.16213.
[5] Y. Cai, Y.-T. Wang, and Y.-S. Piao, JHEP 03, 024.
[6] D. J. Weir, Gravitational waves from a first order electroweak phase transition: a brief review, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A 376 (2018), no. 2114 20170126, [1705.01783].
[7] LISA Collaboration, P. Amaro-Seoane et al., Laser Interferometer Space Antenna, 1702.00786.
[8] https://home.cern/science/accelerators/future-circular-collider
[9] KAGRA, Virgo, LIGO Scientific Collaboration, R. Abbott et al., Upper limits on the isotropic gravitational-wave background from Advanced LIGO and Advanced Virgo's third observing run, Phys. Rev. D 104 (2021), no. 2 022004.
[10] M. Punturo et al., The Einstein Telescope: A third-generation gravitational wave observatory, Class. Quant. Grav. 27 (2010) 194002.
[11] A. Vilenkin, Gravitational radiation from cosmic strings, Phys. Lett. B 107 (1981) 47–50.
[12] T. W. B. Kibble, Topology of Cosmic Domains and Strings, J. Phys. A 9 (1976) 1387–1398.



António Morais é Professor Auxiliar no Departamento de Física da Escola de Ciências da Universidade do Minho e investigador integrado no grupo de fenomenologia do LIP (Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas). Desenvolve investigação em Física de Partículas e Cosmologia na sua vertente teórica, com ênfase recente no estudo de ondas gravitacionais do Universo primordial. Licenciou-se em Física em 2007 pela Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa (FCUL), onde também concluiu o Mestrado em Física Nuclear e de Partículas em 2009. Obteve o grau de Doutor em 2014 pela Universidade de Glasgow. Entre 2014 e 2019, realizou investigação pós-doutoral na Universidade de Aveiro e na Universidade de Lund, Suécia. De 2019 até final de 2024, foi investigador júnior no CIDMA (Centro de Investigação e Desenvolvimento em Matemática e Aplicações) da Universidade de Aveiro, integrando o grupo gr@v e coordenando a subárea de Física das Altas Energias. Entre outubro de 2023 e maio de 2024, exerceu funções como Scientific Associate no Departamento de Física Teórica do CERN. Desde então, permanece ligado à instituição na qualidade de Visitor Scientist.

57
artigo geral
VOL. 48 - N. 2

Ondas gravitacionais para além da Relatividade Geral

Jorge V. Rocha

Departamento de Matemática, ISCTE-Instituto Universitário de Lisboa
Centro de Astrofísica e Gravitação CENTRA-IST, Universidade de Lisboa
IT-IUL, Instituto de Telecomunicações, Lisboa

jorge.miguel.rocha@iscte-iul.pt

Este artigo aborda a importância das ondas gravitacionais enquanto ferramentas para testar possíveis extensões da teoria da Relatividade Geral [1-11]. No contexto atual da física teórica e experimental, o interesse por teorias modificadas de gravitação é cada vez maior, procurando superar as limitações da Relatividade Geral em diferentes regimes físicos. Essas teorias alternativas têm como objetivo explicar fenómenos ainda não totalmente compreendidos, como a expansão acelerada do universo, o comportamento anómalo da rotação de galáxias e a reconciliação da gravidade com a mecânica quântica numa teoria unificada. Em muitos casos, elas propõem que a gravidade possa comportar-se de maneira diferente daquela prevista por Einstein quando se consideram grandes escalas, energias elevadas ou campos extremamente intensos — exatamente os cenários acessíveis pela astronomia de ondas gravitacionais.

1 – Introdução

Após 110 anos desde a sua formulação por Albert Einstein, a Relatividade Geral (RG) perdura, sendo ainda hoje a teoria de que dispomos que melhor descreve a gravitação. E isto não se deve à falta de escrutínio. Longe disso! Ela foi posta à prova pelo próprio Einstein logo na terceira das quatro apresentações em que anunciou a teoria à Academia de Ciências da Prússia, durante o mês de Novembro de 1915. Nessa aula ele verificou que a RG prevê um avanço do periélio de Mercúrio em total concordância com medições astronómicas já conhecidas naquela altura, mas que até então eram consideradas "anómalas".

Desde esse longínquo ano, a RG foi amplamente testada por observações no Sistema Solar, em pulsares binários ou em estudos cosmológicos (ver, por exemplo, [4, 6, 9]). E até agora tem passado (quase) todos os testes com distinção. Então porque se buscam alternativas à teoria de Einstein?

2 – Uma alternativa à Relatividade Geral impõe-se

Muitos dos testes mencionados anteriormente têm uma característica comum: eles exploram principalmente o regime de campo fraco, quase estacionário e quase linear. Por outras palavras, investigam situações em que o campo gravitacional é débil em comparação com a massa-energia do sistema, as velocidades dos corpos são baixas em relação à velocidade da luz, e o campo gravitacional é aproximadamente constante no tempo em comparação com a escala temporal característica do sistema. Temos, de facto, evidência para acreditar que a RG é igualmente válida noutros regimes?

Com efeito, existem alguns problemas relacionadas com a gravitação que permanecem por resolver. Discuto abaixo as questões mais prementes, por ordem cronológica.

O primeiro sinal de alarme foi a observação da rotação anómala de galáxias. Numa galáxia típica a velocidade de rotação das suas estrelas aumenta, de forma monótona, com a distância da estrela ao centro da galáxia, aproximando-se duma constante a grandes distâncias. Esta dependência da velocidade das estrelas em função da distância ao centro da galáxia é conhecida como uma 'curva de rotação'. No entanto, existe uma discrepância entre as curvas de rotação observadas em galáxias e as que são previstas pela RG —na verdade, o seu limite Newtoniano é o regime relevante para estas observações. Mais precisamente, as leis de Kepler implicam que a velocidade de rotação diminua com a distância da estrela ao centro da galáxia. Esta discrepância terá sido notada em casos pontuais por Fritz Zwicky em 1933, e posteriormente foi firmemente estabelecida por Vera Rubin e colaboradores no final da década de 1970. A ideia de que haveria matéria invisível através de observações eletromagnéticas — daí o nome 'matéria escura'— que permeia as galáxias e os seus arredores foi introduzida por Zwicky como forma de explicar essa discrepância sem alterar a RG. Presume-se que a matéria escura deva ser atribuída à existência de partículas hipotéticas que não fazem parte do modelo padrão da física de partículas, e que interagem fracamente por intermédio de forças que não a da gravidade. Contudo, até hoje não foi possível detetar essa tal partícula, apesar de intensas buscas desde a década de 1980.

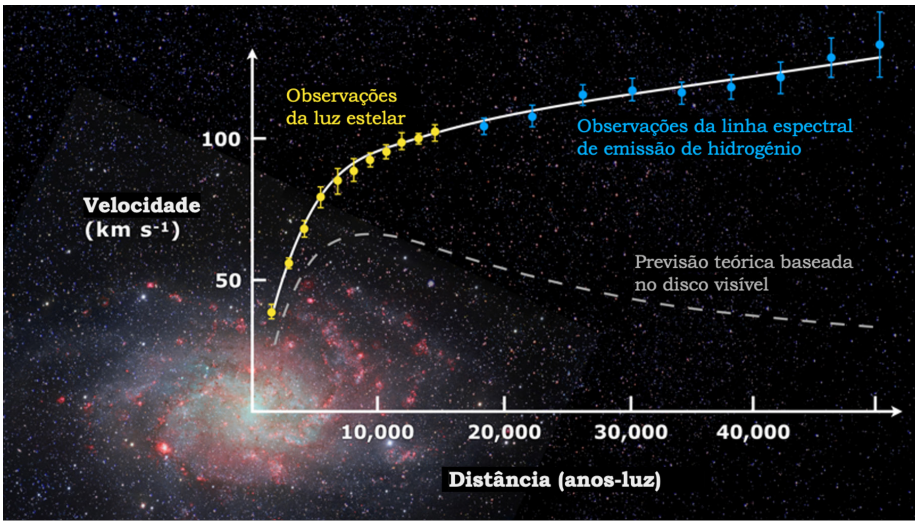


Figura 1: Curva de rotação da galáxia M33, mostrando a velocidade de estrelas em função da sua distância ao centro da galáxia, e ilustrando a discrepância entre observações e teoria. Adaptado de figura criada por Mario de Leo [11], baseado em [3].

O segundo grande desafio apontado à RG trata-se do problema de ajuste fino (*fine-tuning*) da constante cosmológica, introduzida na RG de uma forma genérica pelo próprio Einstein em 1917. O modelo padrão da cosmologia, o denominado modelo ΛCDM (ver artigo de Pedro G. Ferreira nesta edição) inclui um parâmetro, a constante cosmológica Λ, que é responsável pela 'recente' expansão acelerada do universo. Isso foi comprovado através da observação de certas supernovas em 1998 por equipas lideradas por Saul Perlmutter, Adam Riess e Brian Schmidt, o que lhes valeu o prémio Nobel da Física em 2011. Mas o valor que este parâmetro toma é dezenas de ordens de grandeza inferior ao que se esperaria se a constante cosmológica fosse gerada por flutuações quânticas do vácuo. Na verdade, a diferença entre esta previsão teórica e as observações astronómicas é tão absurdamente grande que nem foi preciso conhecer o valor preciso da constante cosmológica: esta discrepância tinha já sido notada em 1967 pelo físico soviético Yakov Zel'dovich.

O terceiro grande problema prende-se com a dificuldade em unificar, numa só teoria coerente, a gravitação e as leis da mecânica quântica. O programa habitual de quantização que se implementa com outros campos (por exemplo, o campo eletromagnético) simplesmente falha com a RG. Numa teoria quântica do campo podem-se criar momentaneamente partículas virtuais que contribuem em processos de espalhamento. Apesar de serem virtuais, estas partículas carregam energia e momento que podem tomar valores arbitrários. Para obter respostas para observáveis temos de somar sobre todas as energias e momentos virtuais possíveis, o que frequentemente origina respostas infinitas. Isto seria preocupante para qualquer teoria que se deseja preditiva, mas nos casos de sucesso —como, por exemplo, a versão quantizada do eletromagnetismo que dá origem à famosa Eletrodinâmica Quântica— estas divergências podem ser completamente removidas ao serem absorvidas num número *finito* de redefinições de quantidades intervenientes na versão clássica da teoria. A este procedimento dá-se o nome de 'renormalização'. Contudo, Gerard t' Hooft e Martinus Veltman provaram, em 1974, que a RG não é renormalizável: seria preciso um número infinito de redefinições para eliminar todas as divergências.

Naturalmente, uma só modificação da RG que resolva todos estes problemas duma só assentada e que esteja em acordo com todas as observações experimentais é a meta ideal.

Apesar dos aspetos desafiantes enumerados acima, a RG é uma teoria altamente bem-sucedida no confronto com observações no regime de campo fraco, quase estacionário e quase linear, como anteriormente mencionado. A haver modificações da RG elas devem, portanto, revelar-se significativamente apenas em contextos complementares —o chamado regime de gravidade extrema. De facto, diversas classes inteiras de teorias modificadas da gravidade foram efetivamente descartadas (ou, no mínimo, severamente restringidas) apenas por observações do Sistema Solar [9]. Até recentemente, o regime de gravidade extrema era dificilmente acessível com as observações astronómicas de que dispúnhamos. Mas isso mudou no dia 14 de Setembro de 2015, o dia em que uma experiência humana detetou pela primeira vez uma onda gravitacional (ver artigo de Carlos Herdeiro nesta edição).

Com a capacidade de detetar ondas gravitacionais (OG) abriu-se a possibilidade de explorar o regime de gravidade extrema, no qual o espaço-tempo é altamente dinâmico, a gravidade é intensa e os corpos celestes apresentam velocidades significativas em comparação com a velocidade da luz. Para além disso, OGs têm a vantagem de se propagarem praticamente sem impedimentos desde as suas fontes até à Terra, o que evita problemas de obscurecimento por matéria interveniente. Outro aspeto fundamental é que as OGs existem independentemente

da presença de matéria luminosa, possibilitando a observação de objetos que não emitem radiação eletromagnética própria, como, por exemplo, sistemas binários de buracos negros em processo de fusão.

3 – Uma panóplia de modificações da gravidade

Tentativas de modificações da teoria da Relatividade Geral têm uma longa história, desde a sua alvorada até mesmo aos dias de hoje.

Uma das primeiras extensões da teoria de Einstein deveu-se ao matemático Élie Cartan, a partir de 1922, observando que o espaço-tempo pode suportar uma maior estrutura geométrica do que aquela que a RG postula, incluindo aquilo a que se chama 'torção' atualmente. Este formalismo revelou-se ser o ponto de partida ideal para a gravitação quântica em laços (*loop quantum gravity*), desenvolvida 60 anos mais tarde. Ainda em meados da década de 1920, Theodor Kaluza, primeiro, e Oskar Klein, depois, exploraram a ideia de que o espaço-tempo pode ter mais do que três dimensões espaciais, e que isso pode ser usado para unificar a gravitação com o eletromagnetismo. Estes trabalhos anteciparam desenvolvimentos posteriores em teoria de cordas.

A diversidade de alternativas à RG propostas ao longo dos anos é vasta, e é conveniente categorizá-las para nos guiar neste labirinto.

Uma classe natural de teorias alternativas à RG contempla a possibilidade de o gravitão, a partícula que medeia a força da gravidade, ter massa não-nula. Estas teorias são conhecidas na sua generalidade como gravidades massivas. A ideia foi primeiramente introduzida por Markus Fierz e Wolfgang Pauli em 1939, numa teoria linearizada em torno dum espaço-tempo plano (ou seja, de Minkowski). Em 1972, David Boulware e Stanley Deser apontaram um sério obstáculo à realização não-linear destas modificações: parecia que em geral elas induziam necessariamente as chamadas instabilidades fantasma (*ghost instabilities*) do vácuo. No entanto, desenvolvimentos mais recentes, em particular a partir de 2010, mostraram que é possível esconder todas as contribuições fantasmagóricas em termos que não afetam as equações de movimento, e assim obter uma teoria saudável em que o gravitão possui massa [5]. Uma das consequências desta hipótese é a modificação do potencial gravitacional estático: em vez da lei Coulombiana, o potencial adquire a forma de Yukawa, com uma supressão exponencial a grandes distâncias comparadas com a do comprimento de onda definido pelo inverso da massa do gravitão. Tal modificação pode potencialmente resolver o problema da matéria escura, e também influencia a questão da expansão acelerada do universo. Outra consequência importante da atribuição de uma massa finita ao gravitão está diretamente relacionada com ondas gravitacionais, e será discutida mais adiante.

Outra grande categoria de teorias modificadas da RG envolve a adição de termos de ordem superior na curvatura, que contribuem para as equações de movimento. Convém lembrar que as equações de Einstein expressam a igualdade entre o tensor de Ricci —que mede a curvatura do espaço-tempo— e o conteúdo material encapsulado no tensor de energia-momento (ver artigo de José P. S. Lemos nesta edição). O tensor de curvatura de Ricci obtém-se a partir da métrica do espaço-tempo num processo que envolve o cálculo de duas derivadas. Portanto, as equações de movimento da RG são equações diferenciais de segunda ordem. As equações que governam as modificações da gravidade que estamos agora a discutir incluem derivadas de ordem maior que dois. É mesmo possível considerar termos de ordem infinita nas derivadas, o que constitui um exemplo duma teoria não-local de gravitação. A maior motivação para considerar tais teorias prende-se com o seu potencial para resolver o terceiro dos problemas que identifiquei acima, já que, em 1977, Kellogg Stelle mostrou que algumas extensões da RG com termos de curvatura superior tornam a teoria renormalizável.

Outra das ideias mais frequentemente exploradas é a participação de partículas adicionais na mediação da força da gravidade (ver artigo de Richard Brito nesta edição). Historicamente, os primeiros campos suplementares considerados, associados a estas partículas hipotéticas, foram campos escalares. Uma vez que o gravitão está associado com um campo tensorial (a métrica), estas teorias são denominadas teorias *scalar-tensor*. Uma das primeiras teorias deste tipo foi proposta e estudada por Carl Brans e Robert Dicke em 1961. Curiosamente esta teoria pode também ser vista como uma modificação da RG em que a constante universal de Newton é promovida a uma variável, que é precisamente o campo escalar introduzido. Mas porquê ficarmo-nos pela adição de campos escalares? A inclusão de campos vetoriais ou mesmo outros campos tensoriais (como, por exemplo, a métrica auxiliar em *bimetric gravity* proposta por Nathan Rosen em 1975) abre ainda mais possibilidades. Em alguns destes contextos, os novos campos introduzidos quebram a simetria de Lorentz, com as consequências que daí advêm. É o caso da teoria de Einstein-Æther, proposta por Clifford Will e Kenneth Nordtvedt no início da década de 1970, que postula um campo vetorial que define uma direção preferencial em cada ponto do espaço-tempo.

Não é minha intenção fazer uma listagem exaustiva da panóplia de alternativas à RG que têm sido propostas ao longo de mais de um século. Mas isto serve para mostrar que a variedade de teorias de gravidade modificada é angustiantemente vasta. De facto, é infinita. E isso coloca imediatamente uma questão prática: como se pode averiguar uma infinidade de teorias em tempo útil, como seja, por exemplo, a duração finita duma vida humana?

A situação não é tão desesperante como o parágrafo anterior possa ter feito parecer. E numa secção posterior usarei um contra-argumento para pintar um quadro mais esperançoso. Mas, de qualquer maneira, é preci-

so ter uma estratégia. E temos duas opções óbvias: (1) podemos escolher teorias, uma a uma, e testar as suas previsões, o que requer sorte para encontrarmos a agulha certa num palheiro que parece ser infinito —embora tentativas e erros sirvam de guias para escolhas subsequentes. Alternativamente, (2) podemos parametrizar as teorias modificadas de acordo com os efeitos que preveem em relação a um número finito de observáveis. Este segundo método, mais sistemático, dá pelo nome de abordagem pós-einsteiniana parametrizada (*parametrized post-Einsteinian*). Ao acumular observações esperamos impor restrições nos valores que parametrizam as teorias modificadas da gravidade, desse modo excluindo várias delas –por vezes categorias inteiras– e reduzindo o espaço de teorias viáveis.

4 – Fenómenos ondulatórios em Relatividade Geral, e não só

Como o nome indica, ondas gravitacionais são oscilações que se propagam no campo gravítico. Desde a formulação de Albert Einstein da teoria da RG que entendemos a gravidade como uma manifestação do campo gravítico, tal como o eletromagnetismo é um fenómeno atribuído à existência do campo eletromagnético. Aquilo que conhecemos como luz nada mais é que uma onda eletromagnética. Outros exemplos de ondas que temos bem presentes no nosso quotidiano são as ondas de superfície (como as que ocorrem na interface entre a água do mar e o ar), o som (ondas de pressão) e as ondas sísmicas. O que todas as ondas têm em comum é que transportam energia, portanto se uma onda é gerada num local e detetada a uma certa distância, sabemos que houve energia propagada entre esses dois locais.

Matematicamente, uma onda é descrita por uma função: a oscilação de alguma grandeza ou a deslocação de um ponto à medida que o tempo passa. Em mecânica clássica, tanto as grandezas relevantes como variações no espaço e no tempo são variáveis contínuas. Portanto, uma onda é representada por uma função contínua de variáveis contínuas e contém, a priori, uma infinidade de informação. Estabelecendo contacto com a discussão da secção anterior, temos então ao menos uma hipótese plausível de conseguir destrinçar a infinidade de teorias modificadas da gravidade através da observação de ondas gravitacionais. Por outras palavras, embora estejamos à procura duma agulha num palheiro infinito, fazemo-lo com uma infinidade de olhos. (Na prática, a resolução finita dos nossos detetores não nos permite extrair uma quantidade infinita a partir duma única observação duma onda gravitacional, infelizmente.)

De uma forma geral, podemos caracterizar ondas de acordo com um punhado de propriedades que lhes estão associadas: comprimento de onda, frequência, velocidade de propagação, amplitude e polarização. Naturalmente, diferentes tipos de ondas poderão ter propriedades distintas, mas devemos ter em mente que o comprimento de onda, a frequência e a amplitude inicial duma onda são inteiramente ditadas pelo mecanismo que a gera. Por exemplo, um LED azul tem essa cor porque o material semicondutor de que é feito apresenta um intervalo entre as bandas de energia que os eletrões podem ocupar, e quando passa uma corrente elétrica os eletrões saltam entre bandas, libertando fotões com uma frequência correspondente de cerca de 600 terahertz, e um comprimento de onda de aproximadamente 500 nanómetros. Por sua vez, os comprimentos de onda típicos de OGs geradas por um binário de buracos negros —os sistemas responsáveis pela maior parte dos sinais de OGs detetados atualmente— variam entre os mil e um milhão de kilómetros. (Tal como ondas eletromagnéticas, OGs também sofrem desvios para o vermelho como consequência da velocidade relativa entre a fonte e o observador ou da expansão do universo.) Já a amplitude inicial de um tsunami é principalmente determinada pela perturbação original (um sismo, por exemplo) que o criou.

As outras características das ondas, nomeadamente a velocidade de propagação, a atenuação da amplitude e a sua polarização são em grande medida independentes dos mecanismos de geração: são propriedades da própria teoria ou então do meio em que se propagam. Dado que a gravidade é, em comparação com as restantes forças conhecidas, extremamente fraca, OGs propagam-se essencialmente sem atenuação (pelo menos na RG). Isto traz obviamente diversas vantagens: permite-nos, por exemplo, obter informação sobre eventos que ocorreram a distâncias cosmológicas, sem precisarmos de lidar com incertezas associadas a processos astrofísicos complexos (e por vezes incertos). Por outro lado, se OGs não dependem do meio em que se propagam, então as características listadas no início do parágrafo são propriedades da teoria que as suporta. Concluímos que OGs são ideais para testar teorias da gravidade modificada.

Vale a pena comparar as propriedades das ondas eletromagnéticas com as das OGs. No contexto do eletromagnetismo, as equações de Maxwell que o governa são quatro relações diferenciais, *lineares*, entre as várias componentes do campo eletromagnético. Em conjunto, elas implicam que o campo eletromagnético no vácuo obedece a uma equação de onda muito simples. A velocidade de propagação dessas ondas é, nada mais, nada menos, que a velocidade da luz (por definição, pois a luz é a excitação do campo eletromagnético). No vácuo essas ondas não sofrem atenuação, mas noutros meios existe atenuação devido a espalhamento ou absorção pelo material atravessado, causando uma redução da amplitude da onda à medida que esta se propaga. (Independentemente disso, uma onda que se propaga radialmente —ou seja, igualmente em todas as direções a partir do ponto onde foi originada— verá a sua amplitude diluída inversamente proporcional ao quadrado da distância ao ponto de geração.)

Por seu turno, as equações de Einstein, que governam o campo gravitacional, são equações diferenciais não-linea-

res. Num sentido muito prático e operacional, a teoria é mais complicada que a de Maxwell. Mas quando o campo é fraco, ou seja, quando o espaço-tempo é aproximadamente plano, apenas com pequenas variações de curvatura, as equações tornam-se aproximadamente lineares e de modo semelhante originam uma equação de onda. Curiosamente, a velocidade de propagação destas ondas é igualmente a velocidade da luz (ver artigo de José P. S. Lemos nesta edição ou [7] para mais detalhes). Como mencionado acima, OGs na teoria de Einstein propagam-se essencialmente sem atenuação a través do cosmos. Absorção da onda ocorrerá certamente se esta encontrar um buraco negro no seu trajeto, mas as probabilidades de isto ocorrer na vastidão do cosmos são ínfimas.

Falta discutir a questão da polarização, ou seja, as direções das oscilações causadas pela onda em relação à sua direção de propagação. Como é bem conhecido, ondas sísmicas (na terra sólida) podem ser longitudinais ou transversais. O som é puramente longitudinal, pois ondas transversais requeririam forças de restituição que estão ausentes no ar. O mesmo se passa com qualquer fluido, mas não com uma corda de guitarra, por exemplo. Ondas eletromagnéticas são puramente transversais, sendo isso consequência direta das equações de Maxwell. Ondas gravitacionais em teorias generalizadas da gravidade não têm obrigatoriamente de ser transversais, mas em Relatividade Geral também o são.

5 – Breve biografia duma onda gravitacional

De uma forma esquemática, a vida duma onda gravitacional pode ser dividida em três estágios: o seu nascimento dá-se por via da dinâmica violenta de alguma matéria compacta, que assim gera a onda; a duração da sua vida corresponde à propagação da OG através do cosmos; e, para efeitos experimentais, ela finalmente morre quando o seu sinal é registado no detetor. (As OGs têm ainda uma vida além da morte, propagando-se para lá do detetor por toda a eternidade, e atenuando-se cada vez mais, mas do nosso ponto de vista antropocêntrico, isso não é relevante nem observável.)

Como veremos na secção seguinte, os efeitos duma modificação da RG em ondas gravitacionais podem ser atribuídos principalmente a diferenças na propagação ou ao processo de geração da onda, mas não à deteção. Apesar disso, este último estágio é crucial, já que dificilmente obteríamos qualquer informação sobre OGs sem ele.

6 – Ondas gravitacionais em teorias de gravitação modificadas

Ondas gravitacionais não são um fenómeno exclusivo da Relatividade Geral. Com efeito, devem fazer parte do pecúlio de qualquer teoria relativista (e respeitável) da gravidade, na medida em que as suas previsões não devem divergir grandemente das da teoria de Einstein em tópicos nos quais a RG já demonstrou enorme sucesso observacional.

Até aqui considerámos apenas ondas gravitacionais em Relatividade Geral. O que muda quando substituímos a teoria de Einstein por uma teoria de gravitação modificada?

Podem ocorrer principalmente três tipos de alterações relacionadas com o estágio de propagação da OG:

6.1 - Modificação da velocidade de propagação

Como vimos antes, em RG a velocidade de propagação duma OG é exatamente igual à velocidade da luz. No entanto, em certas teorias de gravidade modificada, como por exemplo Einstein-Æther e algumas teorias *scalar-tensor*, ondas gravitacionais propagam-se a velocidades que podem ser distintas da da luz. No entanto, a velocidade de propagação das OGs é igual à velocidade da luz na teoria de Brans-Dicke, um representante particular das teorias "scalar-tensor" mencionado na secção 3. O único evento multi-mensageiro reportado até à data e envolvendo uma OG —a deteção GW170817 juntamente com a sua correspondente eletromagnética GRB 170817A— determinou que a velocidade de propagação da OG difere da velocidade da luz em menos de uma parte em 10^{15} [8, 10]. Isso permitiu excluir grandes regiões do espaço de parâmetros das famílias de teorias mencionadas acima.

6.2 - Modificação da relação de dispersão

A relação de dispersão duma onda relaciona a velocidade de propagação, v, com a massa do campo ou partícula que lhe está associada. Para uma onda que se propaga à velocidade da luz, c, a relação de dispersão é muito simples e não depende da massa: $v = c$. Contudo, se o gravitão possuir uma massa, m_g, de uma forma geral a relação de dispersão é modificada de acordo com $\frac{v^2}{c^2} = 1 - \left(\frac{m_g c^2}{\hbar \omega}\right)^2$, onde ω é a frequência da onda. O constrangimento obtido para a velocidade de propagação de OGs discutido na secção 6.1 pode naturalmente ser usado para impor um limite superior à massa do gravitão, mas não é difícil de entender que o constrangimento será tanto melhor quanto maior for a distância percorrida pela OG desde a sua origem até aos nossos detetores. Acontece que várias outras deteções de OGs correspondem a eventos com geração mais longínqua do que GW170817, portanto elas permitem obter constrangimentos mais fortes à massa do gravitão, mesmo não tendo o sinal eletromagnético correspondente. A ideia é a seguinte [8, 9]. Numa decomposição de Fourier do sinal detetado, componentes de frequência ω mais alta propagam-se com velocidades v ligeiramente mais rápidas. Isto causa um pequeno desvio de fase na forma de onda, que será tanto maior quanto maior for a distância de propagação. Em 2017, o evento GW170104, correspondendo à fonte mais longínqua de OGs detetadas até então, a cerca de 880 megaparsecs, permitiu estabelecer um limite superior para a massa do gravitão da ordem dos $7{,}7\times10^{-23}$ eV/c^2. Desde aquele ano, o catálogo de deteções de OGs cresceu enormemente e este valor foi mais recentemente atualizado para $1{,}27\times10^{-23}$ eV/c^2 [1]. Isto é uma restrição que se aplica a todas as teorias de gravidade massiva.

Em comparação, o limite superior mais recente obtido para a massa dos neutrinos, as partículas massivas mais leves do modelo padrão da física de partículas, é aproximadamente igual a 0,1 eV/c^2.

6.3 - Inclusão de polarizações adicionais

Muitas das modificações da gravidade induzem polarizações adicionais em ondas gravitacionais. Na verdade, para teorias baseadas numa métrica do espaço-tempo com 4 dimensões, podem existir até a um máximo de 6 polarizações diferentes, três delas transversais e outras três longitudinais [5, 8, 9]. Por exemplo, em gravidade massiva OGs têm, para além das duas polarizações transversais habituais da RG, mais três modos de polarização, perfazendo um total de cinco polarizações diferentes. Teorias que introduzem outros campos, tanto escalares como vetoriais, além do tensor da métrica também produzem tipicamente mais polarizações. É o caso da teoria de Brans-Dicke de que já falámos, que possui apenas um modo de polarização extra, também ele transversal, mas diferente dos outros modos tensoriais da RG, causando oscilações (idênticas em todas as direções transversais à propagação) que alternam entre expansão e contração. Mas para conseguir testar isto é preciso que as deteções sejam realizadas simultaneamente por vários detetores de OGs com orientações diferentes. Até agora tivemos relativamente poucas deteções satisfazendo este requisito e apenas com detetores com duas orientações significativamente diferentes, o que permitiu concluir que polarizações puramente tensoriais (como em RG) são favorecidas pelas observações em comparação com polarizações puramente vetoriais ou escalares.

Mudemos agora o nosso foco para o estágio de geração da OG. Neste contexto, as modificações da RG impactam as formas de onda que detetamos porque alteram também a dinâmica (e, por vezes, a própria estrutura) dos corpos celestes que originam as OGs.

6.4 - Radiação dipolar

Como é bem sabido, a RG não contempla radiação monopolar ou dipolar e o tipo de radiação predominante advém de alterações na distribuição quadrupolar da fonte. No entanto, algumas teorias modificadas não apresentam esta restrição, em especial as teorias *scalar-tensor*. Em particular, em sistemas binários quase circulares a radiação dipolar domina sobre o equivalente quadrupolar. No entanto, a magnitude deste canal de emissão, e até mesmo a sua presença, depende não só da teoria da gravidade considerada, mas também dos detalhes dum tal sistema binário, o que dificulta usar este efeito para constranger modificações da gravidade [10]. Por exemplo, na teoria de Brans-Dicke, apenas sistemas binários compostos por um buraco negro e uma estrela de neutrões originam radiação dipolar significativamente diferente da RG. Nesses casos é possível impor restrições através de observações do decaimento do período orbital do binário [6].

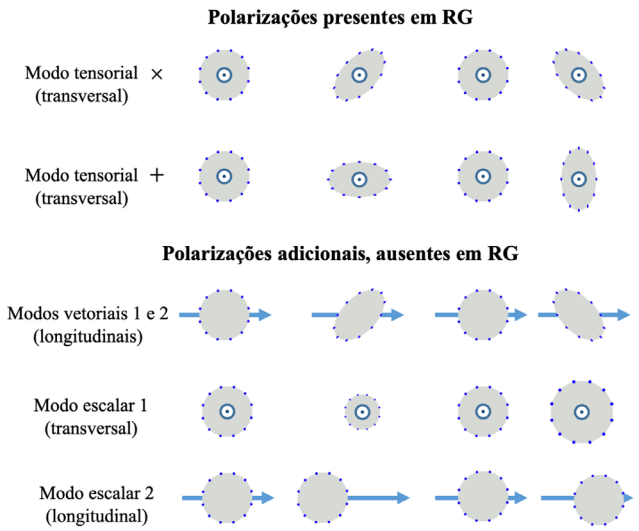


Figura 2: As 6 polarizações possíveis para ondas gravitacionais em teorias baseadas numa métrica, cada uma correspondendo a uma das filas. A terceira fila está associada a duas polarizações distintas, pois o plano perpendicular à direção de propagação da onda é bi-dimensional. A seta azul indica a direção de propagação. As primeira, segunda e quarta filas mostram essa seta apontando para fora da página, correspondendo a polarizações transversais. Cada fila contém uma sucessão de quatro instantâneas, ilustrando a evolução temporal do efeito de uma tal onda gravitacional num conjunto de massas-teste distribuídas circularmente. Figura adaptada de [5].

6.5 - Distorções da forma de onda

Todas as deteções diretas de OGs reportadas até hoje foram originadas por binários de buracos negros ou estrelas de neutrões. A forma de onda típica gerada por tais sistemas é habitualmente dividida em três fases: (1) uma primeira fase de 'espiralamento' (*inspiral*) prolongado, em que os dois objetos orbitam um em redor do outro, com a órbita a mudar lentamente (devido à perda de energia por emissão de ondas gravitacionais); (2) uma segunda fase de 'fusão', em que os dois corpos abandonam a órbita quase circular e rapidamente caem um no outro (*merger*); e (3) uma terceira fase de 'relaxamento' (*ringdown*) em que o objeto resultante, inicialmente muito deformado, relaxa até atingir uma configuração estacionária e estável. Modificações da gravidade afetam, em geral, todas as três fases. A análise da fase de fusão requer essencialmente a adoção de métodos numéricos (ver artigo de Ulrich Sperhake nesta edição), os quais têm de ser adaptados às teorias de gravidade modificadas caso a caso, mas as fases de espiralamento e de relaxamento podem ser atacadas com métodos perturbativos. A fase de **espiralamento** apresenta o benefício de constituir a parte mais prolongada do sinal detetado, frequentemente com milhares de ciclos resolvidos. Se houver uma pequena modificação em relação à previsão da RG o acumular do efeito ao fim de tantos ciclos pode originar um desfasamento significativo na forma de onda. Em princípio, isto permite testar teorias de gravidade modificada como, por exemplo, teorias *scalar-tensor*, mas tal como no caso da radiação dipolar a análise depende dos detalhes do sistema binário e as restrições obtidas para os parâmetros da teoria modificada não são ainda competitivas com os limites derivados de observações dentro do sistema solar [10]. Quanto à fase de **relaxamento** —o qual reflete os modos próprios de vibração do objeto final resultante

da fusão do binário—, a sua duração é breve, mas estes modos (discretos) de vibração podem ser calculados rigorosamente para diversas modificações da RG, como por exemplo teorias *scalar-tensor* e teorias que incluem termos de ordem superior na curvatura. Se for possível, de uma forma precisa, extrair das observações de OGs o modo fundamental de vibração, ou até mesmo mais do que um modo (o que constitui uma análise desafiante), pode-se testar se as deteções corroboram as previsões da teoria modificada ou não. Até agora, todos os resultados deste tipo de teste têm sido consistentes com a RG [1, 10].

6.6 - Ecos de ondas gravitacionais

Por último, menciono uma proposta mais recente de que 'ecos' podem ocorrer no sinal detetado de OGs em certas teorias modificadas [2]. A ocorrer, tal fenómeno representaria um efeito indireto da modificação da gravidade, na medida em que ecos resultam duma modificação da *estrutura* dos objetos compactos, e não da forma como eles orbitam ou da maneira que as OGs se propagam. Certas teorias modificadas da gravidade permitem a existência de objetos extremamente compactos, que em muitos aspetos se comportam como buracos negros (por exemplo, possuem anéis de luz), mas que não têm um horizonte de eventos e, portanto, não são completamente 'absorventes' do ponto de vista clássico. Consequentemente, qualquer onda que se propague na direção desse objeto é parcialmente refletida. Por outro lado, a semelhança com buracos negros no exterior destes objetos implica a presença de uma barreira de potencial gravitacional perto do anel de luz, que igualmente reflete parte das ondas e transmite o resto. O resultado final na forma de onda detetada por um observador longínquo seria o surgimento de réplicas atenuadas da onda gravitacional que se esperaria de objetos compactos se eles fossem os buracos negros da teoria da RG. Contudo, análises feitas com os dados de dezenas de deteções de OGs não revelaram, até à data, a presença de ecos gravitacionais [1].

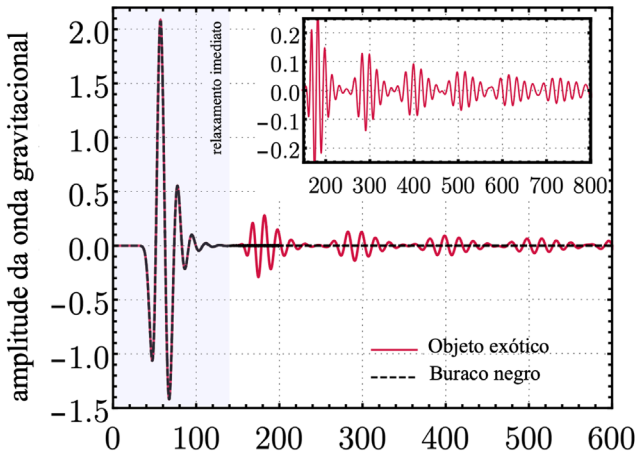


Figura 3: Efeito de ecos num sinal simulado de uma onda gravitacional gerada pela fase de relaxamento de um objeto exótico extremamente compacto sem horizonte de eventos (curva vermelha), em comparação com o sinal gerado por um buraco negro (curva negra, a tracejado). O gráfico mostra a amplitude da onda gravitacional em função do tempo (por unidade de massa), extraída a uma distância de 50 M do objeto, onde M é a sua massa. São adotadas unidades em que a constante de Newton é $G = 1$ e a velocidade da luz é $c = 1$. Figura adaptada de [2].

7 – Conclusão

Uma coisa é certa: a Relatividade Geral continua, mais de um século após a sua formulação, a oferecer a melhor descrição dos fenómenos gravitacionais no universo que nos rodeia. Mas discrepâncias entre observações e aquilo que julgamos conhecer sobre propriedades da matéria (modelo standard da física de partículas), por um lado, e problemas teóricos fundamentais na quantização da gravidade, por outro lado, sugerem fortemente que a teoria centenária de Einstein deve ser suplantada por uma teoria de gravidade modificada. As ondas gravitacionais permitiram já testar (e em alguns casos excluir) uma variedade de tais modificações, acedendo a regimes de gravidade extrema. Para além de nos dar a conhecer um novo mundo, por vezes invisível, as ondas gravitacionais irão continuar a guiar-nos na procura da teoria destinada a suceder à Relatividade Geral. E —quem sabe?— permitam encontrar a tão ambicionada agulha no palheiro.

Agradecimentos

Desejo expressar o meu agradecimento a Carlos Herdeiro e a José Sande Lemos pela excelente colaboração na edição deste fascículo especial da Gazeta de Física dedicado a ondas gravitacionais. Agradeço também ao diretor da Gazeta de Física, Bernardo Almeida, pelo apoio entusiasta e envolvimento no processo. Estou grato a Antonia Frassino pela revisão do manuscrito e por comentários construtivos. Agradeço ainda o apoio da Fundação para a Ciência e a Tecnologia através do projeto 2024.04456. CERN.

Referências

[1] Abbott, R. et al., Tests of General Relativity with GWTC-3, LIGO-P2100275 report (2021). https://doi.org/10.48550/arXiv.2112.06861
[2] Cardoso, V. & Pani, P., Testing the nature of dark compact objects: a status report, Living Rev. Relativ. 22, 4 (2019).
[3] Corbelli, E. & Salucci, P., The extended rotation curve and the dark matter halo of M33, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 311 (2000).
[4] Clifton, T., Ferreira, P., Padilla, A. & Skordis, C., Modified Gravity and Cosmology, Phys. Rept. 513 (2012).
[5] de Rham, C., Massive Gravity, Living Rev. Relativ. 17, 7 (2014).
[6] Freire, P. & Wex, N., Gravity experiments with radio pulsars, Living Rev. Relativ. 27, 5 (2024).
[7] Maggiore, M., Gravitational Waves: Volume 1: Theory and Experiments, Oxford University Press (2007).
[8] Maggiore, M., Gravitational Waves: Volume 2: Astrophysics and Cosmology, Oxford University Press (2008).
[9] Will, C., The Confrontation between General Relativity and Experiment, Living Rev. Relativ. 17, 4 (2014).
[10] Yunes, N., Siemens, X. & Yagi, K., Gravitational-wave tests of general relativity with ground-based detectors and pulsar-timing arrays, Living Rev. Relativ. 28, 3 (2025).
[11]https://en.wikipedia.org/wiki/Galaxy_rotation_curve#/media/File:Rotation_curve_of_spiral_galaxy_Messier_33_(Triangulum).png



Jorge V. Rocha é Professor Auxiliar no Departamento de Matemática do ISCTE-Instituto Universitário de Lisboa e investigador no Centro de Astrofísica e Gravitação (CENTRA-IST). Doutorou-se em Física pela University of California Santa Barbara em 2008, e passou depois alguns anos como investigador no Instituto Superior Técnico e na Universitat de Barcelona, tendo obtido uma bolsa individual Marie Sklodowska-Curie em 2015. É presidente em exercício da Sociedade Portuguesa de Relatividade e Gravitação e autor de dezenas de artigos científicos em revistas internacionais, participando também regularmente em atividades de divulgação científica. Os seus atuais interesses científicos centram-se na área da física-matemática, gravitação e buracos negros.

64
artigo geral
VOL. 48 - N.2

A era da precisão nos modelos computacionais de ondas gravitacionais

Ulrich Sperhake

DAMTP, Centre for Mathematical Sciences, University of Cambridge
Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University

U.Sperhake@damtp.cam.ac.uk

As equações de Einstein da relatividade geral constituem um dos conjuntos mais complexos de equações em toda a física e, salvo em cenários idealizados, só podem ser resolvidas através de métodos numéricos em sistemas de computação de alto desempenho. A geração dessas soluções é uma verdadeira Odisseia por si só, envolvendo aventuras nos domínios da teoria matemática, da interpretação física e dos desafios computacionais. Estes esforços culminaram em meados dos anos 2000, quando o problema dos dois corpos na relatividade geral foi finalmente resolvido. E não foi cedo demais, pois esses resultados — e as investigações subsequentes — vieram a desempenhar um papel fundamental na descoberta das ondas gravitacionais pelo LIGO em 2015, que viria a ser distinguida com o Prémio Nobel.

1 – Introdução

Quando Albert Einstein publicou a sua teoria da relatividade geral (RG) em 1915 [1], não se limitou a apresentar uma descrição teórica mais refinada e precisa dos fenómenos gravitacionais, substituindo a gravidade de Isaac Newton, que reinava há séculos. Fê-lo, sem dúvida, e conseguiu resolver enigmas astrofísicos como a precessão do periélio de Mercúrio, o planeta mais interior do sistema solar. Mas a sua teoria pode ser considerada verdadeiramente revolucionária na forma como alterou a nossa perceção da própria estrutura do espaço e do tempo. Antes da relatividade, as teorias físicas funcionavam como um guião para uma peça de teatro a desenrolar-se num palco. A teoria consistia num conjunto de equações matemáticas que determinavam como evoluía um sistema físico dado um estado inicial, ou qual o estado de equilíbrio que o sistema assumiria perante determinadas condições de fronteira. As soluções dessas equações eram funções que, para cada ponto no espaço e no tempo, forneciam os valores das grandezas físicas relevantes. Um exemplo familiar é a previsão meteorológica, que, tendo como dados iniciais o estado atual do tempo, calcula temperatura, pressão, humidade, etc., em função do espaço (cidade, vila ou região) e do tempo futuro. O espaço e o tempo funcionavam apenas como um sistema de coordenadas — sabíamos intuitivamente o que eram. Ou assim pensávamos...

Einstein já havia revelado uma ligação notável entre espaço e tempo quando publicou a sua teoria da relatividade restrita em 1905. Baseando-se apenas na observação experimental de que a velocidade da luz é uma constante universal, Einstein concluiu que a medição de intervalos de tempo ou do comprimento de corpos físicos depende inevitavelmente do movimento do observador. Num sentido que pode ser formulado com precisão matemática, podemos trocar tempo por espaço (ou vice-versa) viajando. Apesar desta ligação extraordinária, o espaço-tempo — como passaremos a designar esta união — mantém uma natureza convencional na relatividade restrita; continua a ser um pano de fundo estático onde os eventos decorrem, mas que não é afetado pelas "ações da peça".

A relatividade geral de Einstein destronou de vez essa visão convencional. Em vez de ser apenas o palco, o espaço-tempo junta-se ao elenco e torna-se um ator dinâmico na peça a que chamamos física. Se associarmos a visão estática do espaço e do tempo a um campo de futebol onde 22 jogadores desempenham as suas funções, a nova visão é a de um oceano tempestuoso que reage intensamente (e por vezes ameaça) a integridade e o movimento das embarcações. Naturalmente, a natureza dinâmica da superfície do oceano resulta de fatores externos como o vento ou os efeitos de maré da Lua e do Sol. Na relatividade geral, não há agentes externos. O "oceano" representa todo o espaço-tempo, e o nosso "conjunto de embarcações" inclui o vento, a Lua, o Sol e todos os demais objetos que se movem no espaço-tempo e "agitam o oceano". As perturbações no oceano são, assim, geradas exclusivamente pelos navios, enquanto o oceano determina como os navios se movem. Ou, como dizia John Wheeler, "O espaço-tempo diz à matéria como se mover; a matéria diz ao espaço-tempo como se curvar."

O ramo da matemática que permitiu a Einstein formular esta ideia no contexto de uma teoria física abrangente chama-se geometria diferencial. Todos estamos familiarizados com elementos da geometria plana ou euclidiana aprendidos na escola; por exemplo, "aprendemos" que duas retas se cruzam uma vez ou (se forem paralelas) nunca, e que os ângulos de um triângulo somam sempre 180º. Estas afirmações são válidas enquanto fizermos geometria com um lápis sobre uma folha de papel plana. Mas, com o tempo, os matemáticos perceberam que a geometria euclidiana é apenas um caso particular e que a geometria em superfícies curvas pode comportar-se de forma muito diferente. O exemplo mais evidente é a superfície do planeta Terra. Os ângulos do triângulo formado pelo Polo Norte, Singapura e a capital do Equador, Quito (ambas quase

exatamente sobre o equador), somam muito mais de 180º (experimenta num globo, se tiveres dúvidas). A geometria diferencial é a formulação matemática da geometria em superfícies arbitrárias. Desenvolvida em grande parte por Bernhard Riemann no século XIX, era bem conhecida de Einstein, que percebeu como permitiria incorporar a gravidade na relatividade restrita e, assim, originar a teoria da relatividade geral.

Podemos compreender este conceito regressando ao exemplo da superfície da Terra. Imaginemos dois aventureiros, um em Quito e outro em Singapura, cada um munido de uma bússola perfeita. Suponhamos que os polos norte magnético e geográfico coincidem exatamente (e não apenas aproximadamente), e que os nossos aventureiros podem caminhar por montanhas e atravessar oceanos. Ambos seguem rumo a norte, guiados pela sua bússola. Inicialmente separados por cerca de 20 000 km, acabarão inevitavelmente por se encontrar no Polo Norte. Isto é exatamente o que acontece quando a Terra e um meteorito colidem devido à atração gravitacional. Mas, neste caso, não há qualquer força de atração entre os nossos aventureiros; a sua aproximação resulta apenas do facto de se moverem numa superfície curva — mais uma vez, experimenta com um globo. Uma introdução fascinante e visualmente rica às complexidades da geometria em espaços curvos pode ser encontrada em *La Géometricon*, de Jean-Pierre Petit [2].

A teoria de Einstein descreve a gravidade não como uma força, mas como o resultado de objetos que seguem trajetórias aparentemente retas — chamadas *geodésicas* — num espaço-tempo curvo. Na sua teoria, temos quatro dimensões: três espaciais e uma temporal, mas o conceito geométrico é idêntico ao do exemplo acima. Para concluir a sua teoria, Einstein precisava de um último ingrediente: um conjunto de equações que determinasse como a curvatura do espaço-tempo se relaciona com o conteúdo de matéria. As equações da física raramente envolvem apenas variáveis e números desconhecidos — são geralmente equações diferenciais, que relacionam funções com a sua taxa de variação. Um exemplo simples é a evolução da espuma num copo de cerveja. A espuma é composta por inúmeras bolhas, cada uma com a mesma probabilidade de rebentar. O número de bolhas perdidas em cada intervalo de tempo é proporcional ao número atual de bolhas. Ou seja, procuramos uma função cuja taxa de variação no tempo é uma constante multiplicada pela própria função. A solução é uma função exponencial — logo, a espuma da cerveja decai segundo uma lei exponencial. O mesmo se aplica à desintegração radioativa.

Infelizmente, as equações de Einstein são muito mais complicadas. Em vez de uma, temos 10 equações e 10 funções incógnitas. Além disso, envolvem variações tanto no espaço como no tempo, incluindo derivadas de segunda ordem (ou seja, taxas de variação da taxa de variação). Estas equações contêm milhares de termos, com produtos de funções desconhecidas espalhados por todo o lado, tornando-as não lineares. Em matemática, a palavra "não linear" evoca quase a mesma sensação que uma tumba num filme de Indiana Jones: excitante, mas cheia de armadilhas letais. Quando completou a sua teoria, o próprio Einstein era cético quanto à possibilidade de alguém encontrar uma solução fisicamente interessante. Contudo, neste caso, Einstein enganou-se. Enquanto servia na frente germano-russa durante a Primeira Guerra Mundial, Karl Schwarzschild [3] descobriu a primeira solução exata das equações de Einstein: o espaço-tempo contendo apenas um pequeno aglomerado de matéria — uma massa pontual. Esse espaço-tempo é esfericamente simétrico, ou seja, pode ser rodado em qualquer direção sem alterar a sua aparência, tal como uma esfera de vidro parece igual de qualquer ângulo. Esta solução ficou mais tarde conhecida como buraco negro de Schwarzschild e teve (e continua a ter) um enorme impacto na compreensão da teoria de Einstein. Onde falhou o pessimismo de Einstein? Em uma só palavra: *simetria*. As equações de Einstein simplificam-se muito quando as funções dependem apenas da distância ao centro, em vez de todas as coordenadas espaço-temporais. A generalização do buraco negro de Schwarzschild para um buraco negro com rotação — que depende de duas coordenadas em vez de uma — foi descoberta apenas cerca de 50 anos depois, por Roy Kerr [4]. Apesar de se terem encontrado muitas soluções exatas desde então, todas elas dependem de suposições fortes de simetria.

No entanto, a maioria dos sistemas físicos relevantes não obedece a estas simetrias, o que exige o uso de métodos aproximados. Existem três grandes abordagens. Na *teoria de perturbações*, assume-se que o espaço-tempo está próximo de uma solução altamente simétrica já conhecida. As perturbações — isto é, os desvios — são consideradas pequenas, e descartam-se todos os termos com produtos de duas ou mais perturbações. Este processo chama-se *linearização* e é amplamente utilizado em várias áreas da física. Na relatividade geral, gerou conhecimento precioso sobre sistemas tão diversos como a evolução do universo ou a vibração de buracos negros excitados. A segunda abordagem altera as próprias equações de campo, como nos formalismos pós-newtoniano ou pós-minkowskiano [5,6], em que se trata a relatividade geral como uma correção da gravidade newtoniana, válida até certa ordem em função da velocidade ou da compacidade dos objetos. Por fim, podemos discretizar as equações diferenciais da teoria de Einstein e representar as soluções como conjuntos de dados calculados numericamente em supercomputadores. Ao contrário das outras aproximações, esta abordagem é válida em qualquer regime da relatividade geral e não tem limitações de precisão, exceto os recursos computacionais disponíveis. Estas técnicas são comuns em muitas áreas — por exemplo, na previsão do tempo. No contexto da teoria de Einstein, esta área de investigação chama-se *relatividade numérica* [7-10].

2 – O problema de dois corpos e as ondas gravitacionais

O sistema físico mais simples e fundamental em qualquer teoria da gravidade é o problema dos dois corpos, ou seja, o comportamento dinâmico de dois objetos de tamanho desprezável que interagem exclusivamente através da gravidade. Como exemplo clássico, ilustramos este caso com o sistema Terra–Lua na Fig. 1. De acordo com a lei da gravitação de Newton, a Lua e a Terra exercem forças gravitacionais uma sobre a outra com igual intensidade e em direções opostas. As equações de Newton que regem este sistema podem ser resolvidas analiticamente e resultam na elipse de Kepler, ou seja, os dois corpos orbitam-se mutuamente numa elipse fechada e com periodicidade perfeita. O mesmo cálculo pode ser aplicado a qualquer par de objetos, como o Sol e qualquer um dos seus planetas. Naturalmente, neste tipo de cálculo ignoramos os efeitos dos restantes planetas, luas, etc., e a estabilidade a longo prazo do sistema solar continua a ser objeto de investigação até hoje. No entanto, o problema dos dois corpos na física newtoniana está matematicamente resolvido e completa-

mente compreendido — ponto final.

Na relatividade geral (RG), a história é bastante diferente. Neste caso, o problema dos dois corpos só foi resolvido em 2005, utilizando métodos numéricos. Para percebermos por que motivo isso é muito mais difícil na RG, precisamos de entender duas diferenças qualitativas entre o problema dos dois corpos na RG e o seu equivalente na física newtoniana: (i) não existem massas pontuais na RG; e (ii) o problema relativista dos dois corpos é dissipativo, ou seja, perde gradualmente energia sob a forma de radiação gravitacional. Comecemos pela primeira caraterística. A noção de partícula pontual é naturalmente uma idealização para qualquer objeto macroscópico; todos os corpos têm um tamanho finito e

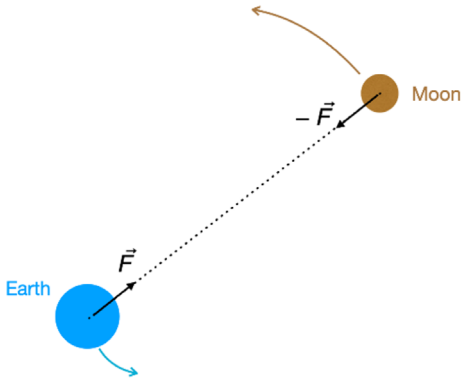


Figura 1 - Ilustração do sistema Terra-Lua na gravidade newtoniana: A Terra e a Lua atraem-se mutuamente com uma força gravitacional igual e em direções opostas, e orbitam-se uma à outra como consequência disso.

representá-los por um ponto significa apenas que esse tamanho é tão pequeno que os seus efeitos podem ser ignorados. Matematicamente, porém, o conceito de partícula pontual na física newtoniana é exato no sentido de que se obtém uma equação diferencial que podemos resolver com precisão. Na relatividade geral, contudo, algo bizarro acontece e destrói a ideia de uma partícula pontual. Suponhamos que possuímos toda a tecnologia necessária para criar tal partícula comprimindo um aglomerado de matéria até um volume cada vez menor. Ao reduzir o tamanho do aglomerado mantendo a sua massa total constante, a curvatura imediatamente fora da superfície do aglomerado tornar-se-á cada vez maior. A certa altura, essa curvatura será tão intensa que nada poderá escapar daquela região — nem sequer a luz; formou-se um horizonte de eventos, ou seja, um buraco negro. Se aplicarmos esta experiência à Terra, por exemplo, isso acontece quando comprimimos todo o planeta até ao tamanho de uma cereja; no caso do Sol, bastaria reduzi-lo a uma esfera com cerca de 3 km de raio, aproximadamente o tamanho da cidade de Cambridge. A esse raio dá-se o nome de raio de Schwarzschild. Até uma partícula pontual tem um horizonte de eventos com raio de Schwarzschild e, por isso, uma estrutura de extensão finita; em outras palavras, a aproximação mais próxima de uma partícula pontual na RG é um buraco negro. Isto tem consequências particularmente drásticas quando duas partículas pontuais colidem: a gravidade força-as a fundirem-se num único buraco negro maior. Na nossa experiência mental, comprimimos matéria artificialmente para dentro do horizonte de eventos, mas os teoremas da singularidade de Roger Penrose e Stephen Hawking [11-13] preveem que a própria gravidade é perfeitamente capaz de realizar essa façanha sem a nossa intervenção. Mais ainda, os seus resultados preveem que este processo não conduz apenas à formação de um horizonte, mas também a singularidades físicas, ou seja, pontos no espaço-tempo onde a curvatura se torna infinita.

A segunda diferença qualitativa entre a RG e a gravidade newtoniana decorre da participação dinâmica do espaço e do tempo na própria dinâmica física. Voltando por um momento à nossa analogia com a superfície da água, tudo o que se move no espaço-tempo gera ondas, como aves ou peixes num lago. Estas ondulações no espaço-tempo são chamadas ondas gravitacionais ou radiação gravitacional, cuja deteção pelos detetores LIGO em 2015 [14] foi distinguida com o Prémio Nobel de 2017. A ideia das ondas gravitacionais é antiga e foi inicialmente formulada pelo próprio Einstein. Acima mencionámos a teoria de perturbações como um método para encontrar soluções aproximadas das equações de Einstein. Utilizando esse mesmo método, Einstein percebeu que as suas equações, quando linearizadas, admitem soluções com a forma de ondas [15]. Durante os 40 anos seguintes, contudo, a comunidade científica permaneceu incerta quanto ao significado físico dessas soluções, e vários cientistas — incluindo Einstein — oscilaram entre considerá-las reais ou meros artefactos matemáticos. Esta confusão na interpretação de soluções matemáticas pode parecer estranha, dada a natureza rigorosa da disciplina, mas é, na verdade, comum na física. A teoria da mecânica quântica, por exemplo, fornece previsões matemáticas em notável concordância com todo o tipo de experiências, mas Richard Feynman declarou célebremente: *Penso poder afirmar com segurança que ninguém compreende verdadeiramente a mecânica quântica*. Os leitores podem testar esta afirmação tentando perceber se o gato de Schrödinger está vivo ou morto.

A dificuldade em compreender a realidade das ondas gravitacionais tem duas origens. A primeira prende-se com a chamada invariância de calibre (*gauge invariance*). Este termo aparentemente complexo significa que, na física, podemos frequentemente mudar os rótulos ou coordenadas sem alterar nada no sistema descrito. Por exemplo, a longitude de qualquer ponto da Terra é definida em relação ao meridiano de Greenwich. Se mudássemos esse ponto de referência — por exemplo, para o Estádio Azteca na Cidade do México — todos os locais na Terra receberiam novas coordenadas, mas nada mudaria fisicamente. Esse tipo de liberdade surge em muitas áreas da física e, perante um resultado matemático, é preciso analisar cuidadosamente se descreve apenas essa liberdade de rotulagem ou um efeito realmente observável. A segunda dificuldade na interpretação das ondas gravitacionais resulta do próprio uso da teoria de perturbações. Não há qualquer garantia de que as soluções desta versão aproximada das equações de Einstein correspondam efetivamente a soluções das equações completas. Na prática, costuma funcionar — mas não podemos ter a certeza.

No final da década de 1950, o equilíbrio começou finalmente a inclinar-se; combinando uma compreensão mais profunda do papel da curvatura na relatividade com experiências mentais engenhosas, Hermann Bondi, Richard Feynman, Josh Goldberg, Felix Pirani e outros argumentaram de forma convincente que as ondas gravitacionais geram efeitos fisicamente observáveis [16]. Poucos

anos depois, Hermann Bondi, Rainer Sachs e colaboradores resolveram a questão de forma definitiva ao calcular os efeitos da radiação gravitacional na teoria completa de Einstein, sem recurso a aproximações [17-18]. Esta realização deu início a investigações científicas com repercussões e marcos significativos até aos dias de hoje.

O primeiro desses marcos foi a construção de dispositivos para a deteção direta de ondas gravitacionais. As primeiras investigações de Einstein já indicavam que, mesmo que reais, os efeitos mensuráveis das ondas gravitacionais que atravessam a Terra seriam minúsculos; em termos físicos, a interação da gravidade com a matéria é muito fraca. Dado o impacto potencialmente fatal de saltar de uma ponte ou de um arranha-céus, isso pode parecer contraintuitivo à primeira vista, mas, num sentido rigoroso, a gravidade é milhões e milhões de vezes mais fraca do que as outras interações fundamentais — por exemplo, a força eletromagnética: um pequeno íman consegue atrair um clipe metálico com força suficiente para contrariar a atração gravitacional de todo o planeta Terra.

Resumidamente, um detetor de ondas gravitacionais tem de ser excecionalmente sensível e preciso. Mais concretamente, se uma onda gravitacional passar através de mim (ou de qualquer outro objeto), causará uma distorção periódica no meu corpo, tornando-me sucessivamente mais alto e mais estreito, depois mais baixo e mais largo, e assim por diante. No entanto, não há motivos para alarme: a variação no comprimento é minúscula — muito inferior ao raio de um protão. Apesar da dificuldade desta tarefa, Joseph Weber foi pioneiro na construção de dispositivos para medir esse efeito, através de detetores de barra, e conseguiu mesmo enviar um deles para a Lua como parte da missão Apollo 17. Essencialmente, trata-se de um cilindro metálico cujas deformações podem ser medidas com elevada precisão usando os chamados *efeitos piezoelétricos*. Weber chegou a publicar alegações de deteção positiva, mas esses resultados não foram reproduzidos e, tendo também em conta as estimativas da energia associada às ondas, foram considerados como artefactos de ruído [19]. Ainda assim, e de forma positiva, Weber tinha aberto a "caixa de Pandora".

Nas décadas seguintes, cientistas de todo o mundo exploraram o design de detetores para medir ondas gravitacionais, destacando-se, em particular, o Observatório de Ondas Gravitacionais por Interferometria Laser (LIGO) [20] nos EUA, os seus homólogos europeus GEO600 [21] e Virgo [22], e o japonês KAGRA [23]. Ao enviar feixes de laser em vaivém através de dois tubos de vácuo com quilómetros de extensão dispostos em forma de L, é possível medir variações relativas no comprimento dos tubos com a precisão surpreendente de 1 parte em 10^{20}; isso equivale a medir a distância à estrela mais próxima — o sistema Alpha Centauri, a 4,25 anos-luz — com a precisão da largura de um fio de cabelo. Naturalmente, a construção de um dispositivo tão sensível — e o seu contínuo aperfeiçoamento — demorou décadas. Uma versão ampliada deste conceito, a Laser Interferometer Space Antenna (LISA) [24], está atualmente a ser construída e tem lançamento previsto para a década de 2030.

Dado o efeito extremamente ténue das ondas gravitacionais, os cientistas rapidamente perceberam a importância de conhecer com precisão a forma esperada desses sinais. Imaginemos que temos um conhecimento rudimentar, mas incompleto, de uma língua estrangeira; ver um filme desconhecido nessa língua seria confuso, mas talvez conseguíssemos acompanhar um noticiário, já que teríamos uma boa ideia do que será dito. Isso leva-nos ao segundo grande avanço originado na década de 1960: a modelação das fontes de ondas gravitacionais. Uma análise preliminar das equações que regem essas ondas mostra que os sinais mais intensos são gerados por sistemas físicos com as seguintes características: (i) devem ser muito massivos e ao mesmo tempo extremamente compactos; (ii) devem ser violentos, ou seja, envolver movimentos rápidos, grandes acelerações e assimetrias significativas [25,26]. Tais sistemas só existem na astrofísica, e em particular sob a forma de sistemas binários compactos — por exemplo, ao substituir a Terra e a Lua da Fig. 1 por estrelas de neutrões ou buracos negros. Regressamos, assim, ao problema dos dois corpos na relatividade geral e passamos agora a analisar mais de perto como pode ser resolvido.

3 – O Santo Graal da Relatividade Numérica

3.1 Ser ou não ser bem-posto

As primeiras sementes da relatividade numérica foram plantadas em 1952, quando Yvonne Choquet-Bruhat provou que as equações de Einstein são bem-postas [27]. Para compreender a importância revolucionária desta descoberta, é necessário regressar ao conceito de descrever sistemas físicos através de equações diferenciais e, em particular, a um detalhe que até agora ignorámos. Mesmo que tenhamos um conjunto dessas equações diferenciais, nada nos garante que elas tenham soluções únicas que dependam, de forma controlável, do estado inicial do sistema — os chamados *dados iniciais*.

Podemos obter alguma compreensão do problema subjacente considerando o efeito borboleta da teoria do caos, segundo o qual pequenas alterações nas condições iniciais de um sistema físico podem conduzir a mudanças drásticas ao longo do tempo. O exemplo proverbial é o da borboleta cujo bater de asas pode alterar o percurso de um tornado — ou até gerá-lo — semanas mais tarde. Importa salientar que as equações matemáticas que regem este fenómeno (ou outros exemplos de caos) continuam a ser bem-postas: a evolução no tempo depende sensivelmente dos dados iniciais e pode ser difícil calcular uma solução na prática, mas é possível fazê-lo.

A falta de bem-postura é um pouco como o caos sob o efeito de esteroides: a sensibilidade da evolução do sistema a variações nos dados iniciais não é apenas elevada — é infinita. Este é um problema qualitativamente mais grave: equações diferenciais mal-postas não podem ser utilizadas para calcular evoluções temporais — ponto final.

Para complicar ainda mais, a questão da bem-postura pode depender da forma específica como formulamos as equações ou das coordenadas que escolhemos. O feito marcante de Yvonne Choquet-Bruhat foi demonstrar que as equações de Einstein, escritas na chamada formulação harmónica, são bem-postas e possuem uma solução única. Esta constatação revelou-se essencial para a relatividade numérica; um determinado método numérico pode continuar a falhar na resolução das equações de Einstein por várias outras razões, mas, com a bem-postura assegurada, deve existir alguma forma de obter soluções.

Com o primeiro marco alcançado, deparamo-nos de imediato com o obstáculo seguinte — um padrão que, dolorosamente, veremos repetir-se ao longo desta história. Toda a ideia de descrever um sistema físico em termos da sua evolução temporal parece contradizer frontalmente o espírito da própria relatividade, que Hermann Minkowski expressou já em 1908 com as palavras:

"Doravante, o espaço por si só e o tempo por si só estão condenados a esvanecer-se em meras sombras, e apenas uma espécie de união entre ambos preservará uma realidade independente." Essa união é hoje vulgarmente designada por espaçotempo — intencionalmente escrita como uma única palavra. Esta fusão é evidente na formulação matemática das equações de Einstein, onde a distinção entre espaço e tempo surge apenas numa subtileza discreta, que podemos ilustrar evocando o teorema de Pitágoras $c^2=a^2+b^2$. A expressão que mede o comprimento da hipotenusa num triângulo retângulo surge, sob forma generalizada, na teoria de Einstein. Mas — e este é o ponto-chave — o quadrado do tempo entra nessa fórmula com um sinal negativo.

À primeira vista, isto pode parecer estranho, enquanto pensamos apenas em triângulos. Mas, na realidade, trata-se apenas de uma manifestação da constância universal da velocidade da luz. Ainda assim, o espírito da relatividade é o de unificar o espaço e o tempo, e é notável que a teoria permita separar os dois de uma forma que não quebra essa união. A formulação canónica das equações de Einstein que permite atingir esse objetivo foi desenvolvida por Richard Arnowitt, Stanley Deser e Charles Misner [28] no início da década de 1960, e reformulada por Jimmy York [29] nos anos 70. É conhecida como a formulação ADM ou formulação 3+1 da relatividade geral [30]. E contém ainda mais uma nuance importante: apenas 6 das 10 equações de Einstein descrevem a evolução no tempo. As outras quatro impõem restrições à solução — de forma muito semelhante à contabilidade de partidas dobradas, onde a soma dos débitos deve, a todo o momento, igualar a soma dos créditos. Se essas restrições não forem cumpridas, então a nossa "solução" está errada. Na relatividade, no entanto, este golpe é suavizado: a teoria garante que as restrições se manterão satisfeitas ao longo de toda a evolução, desde que sejam resolvidas corretamente nos dados iniciais.

3.2 – O Despontar da Relatividade Numérica

A primeira tentativa documentada de calcular numericamente uma solução para o problema dos dois corpos na relatividade geral remonta ao trabalho de Susan Hahn e Richard Lindquist [31], em 1964. Os autores consideraram um espaçotempo constituído por dois buracos negros não rotativos inicialmente em repouso. Para essa configuração, o retrato inicial no instante zero é dado por expressões matemáticas exatas — os chamados *dados de Misner* [32], encontrados em 1960. Note-se que a solução de Misner descreve apenas um instantâneo desses buracos negros, e não a sua evolução temporal.

A nossa intuição física diz-nos (corretamente) que os dois buracos negros se irão atrair e eventualmente colidir. No entanto, na década de 1960, os recursos computacionais eram tão limitados que Hahn e Lindquist conseguiram calcular apenas algumas dezenas de passos temporais — demasiado poucos para observar mais do que uma fração mínima da queda dos buracos negros. Ainda assim, o seu trabalho constituiu uma prova de conceito pioneira de que toda a ideia da relatividade numérica podia funcionar. Além disso, identificaram vários desafios importantes.

Primeiro, destacaram o perigo de instabilidades numéricas na simulação da evolução de buracos negros. No fundo, os computadores executam apenas uma tarefa — embora com uma eficiência impressionante: calculam números. Quando usamos um computador para resolver uma equação matemática, precisamos, portanto, de converter essa equação num algoritmo, ou seja, num processo em que a solução é obtida exclusivamente através de cálculos numéricos.

Para isso, é necessário representar processos físicos contínuos e suaves através de conjuntos finitos de números. Um exemplo simples dessa discretização surge quando medimos a nossa idade em anos e ignoramos horas — ou até mesmo dias. Celebramos o aniversário com amigos ou família assinalando mais uma órbita da Terra em torno do Sol. Agora imaginemos que a pessoa em questão nasceu às 23:00 de 15 de agosto e, quatro décadas depois, organiza uma festa para celebrar o 40.º aniversário. Formalmente, a festa não deveria começar antes das 23:00. Na prática, ignoramos as horas e discretizamos ao nível dos dias. Medir a idade em anos ou dias é claramente uma aproximação do fluxo contínuo do tempo, e isso introduz naturalmente algum erro ou incerteza — que, claro, pode ser reduzida se incluirmos horas, minutos, segundos, etc.

Os computadores são muito mais precisos a discretizar, mas, por mais exata que seja essa discretização, permanece sempre um pequeno erro. E isso leva a uma dificuldade fundamental nos algoritmos numéricos para resolver equações diferenciais: mesmo parecendo plausíveis, muitos algoritmos têm o efeito indesejado de amplificar rapidamente esses erros minúsculos, de forma semelhante ao efeito borboleta de que falámos anteriormente.

Este problema está longe de ser exclusivo da relatividade de Einstein e já era reconhecido por John Crank, Phyllis Nicolson, John von Neumann e outros colegas no final da década de 1940 e início dos anos 1950 [33,34]. Métodos para verificar a estabilidade de algoritmos simples foram então desenvolvidos. No entanto, devido à sua enorme complexidade, as equações de Einstein estão além do alcance desses testes. Além disso, a forte curvatura em torno de buracos negros afeta a causalidade nas suas imediações e, por conseguinte, cria novas "oportunidades" para algoritmos numéricos se tornarem instáveis, mesmo quando funcionam bem em contextos mais simples. No fim de contas, os estudos matemáticos fornecem orientações para o desenvolvimento de algoritmos promissores, mas a verificação final só pode ser feita empiricamente, com a sua implementação e execução prática.

Hahn e Lindquist também salientaram a importância de escolher coordenadas adequadas. Consideremos, a este propósito, o uso de latitude e longitude na superfície da Terra. Estas funcionam bem quase em todo o lado, mas nos polos Norte e Sul, a longitude deixa de estar bem definida, já que todos os meridianos se encontram nesses pontos. Em matemática, isso designa-se por singularidade de coordenadas, um fenómeno distinto das singularidades físicas referidas anteriormente. Embora isso seja apenas um inconveniente menor à escala do planeta, torna-se um problema significativo

ao descrever os espaçotempos de buracos negros, sobretudo no que respeita aos seus horizontes de eventos e ao seu interior.

Outro desafio, também relacionado com as coordenadas, prende-se com a interpretação dos resultados de uma simulação em relatividade numérica. Hahn e Lindquist verificaram que, segundo as suas coordenadas, a distância entre os buracos negros aumentava — o que contradiz a expectativa física de que deveriam atrair-se. No entanto, as coordenadas não representam a distância real — tal como os números das portas numa rua não indicam distâncias físicas reais — e simulações realizadas mais tarde nesse século demonstraram que, de facto, os buracos negros se aproximam e colidem.

É evidente, portanto, que é preciso cautela ao interpretar os resultados numéricos e, sempre que possível, devem preferir-se diagnósticos invariantes por coordenadas.

3.3 – Um Caso Encerrado Reaberto

Durante cerca de 10 anos, o estudo de Hahn e Lindquist permaneceu como a única publicação sobre simulações numéricas de binárias de buracos negros. Depois, na década de 1970, Bryce DeWitt reabriu a investigação sobre o problema, atribuindo projetos de doutoramento a Andrej Čadež, Larry Smarr e Kenneth Eppley [35-37]. Estes exploraram o mesmo sistema binário de buracos negros que Hahn e Lindquist, mas beneficiando de avanços enormes na tecnologia informática, com cerca de 300 vezes mais operações de ponto flutuante por segundo.

À semelhança de Hahn e Lindquist, aumentaram a eficiência das simulações especializando-se em configurações com simetria de rotação em torno do eixo que liga os dois buracos negros — a chamada axisimetria — e desenvolveram um sistema de coordenadas elaborado, adaptado à forma dos buracos negros. Apesar de todos os esforços, as simulações continuaram a ser afetadas por instabilidades numéricas, que as interrompiam antes de se obter qualquer visão significativa sobre a dinâmica do sistema binário.

No final da década de 1970, Smarr e York [38] voltaram a um cenário mais simples: a simulação de um único buraco negro. Modelar numericamente um sistema físico que já compreendemos a nível analítico pode não trazer novos conhecimentos físicos, mas oferece um ambiente ideal para explorar as razões profundas do aparente fracasso das técnicas numéricas da época. O artigo de Smarr e York, publicado em 1978, constituiu o primeiro grande avanço nesse sentido.

Trabalhos anteriores tinham desenvolvido coordenadas bastante sofisticadas para os dados iniciais, mas não tinham analisado com igual detalhe a forma como essas coordenadas evoluem durante a simulação. Para melhor compreender este ponto, imaginemos que vivemos realmente no espaçotempo em consideração e colocamos uma nave espacial em cada ponto. Em vez de calcularmos a evolução futura com um computador, deixamos simplesmente que as naves sigam as suas linhas de universo, medindo a cada momento a geometria à sua volta. No fim, recolhemos os dados de todas as naves e ficamos a conhecer todo o espaçotempo. Podemos até controlar, até certo ponto, a forma como o "conjunto" de naves se desloca — por exemplo, algumas um pouco mais à esquerda, outras mais à direita, umas mais lentas, outras mais rápidas. Este controlo de velocidade representa a nossa liberdade de escolha de coordenadas. A única exigência é que as trajetórias das naves nunca colidam.

Surpreendentemente, esta analogia pode ser formulada de forma rigorosa dentro da teoria de Einstein. Suponhamos agora que temos um espaçotempo com um buraco negro. Claramente, não queremos que nenhuma das naves caia na singularidade, sob pena de os astronautas a bordo serem "espaguetificados" pelos efeitos de maré. Numa simulação numérica, o objetivo é exatamente o mesmo: cair na singularidade não causa danos físicos, mas o computador deixa de calcular qualquer coisa útil a partir desse momento — o código entra em colapso.

Smarr e York aplicaram esta analogia das naves com todo o rigor matemático a um espaçotempo contendo um buraco negro de Schwarzschild. Demonstraram que, para a coordenada temporal simples usada em simulações anteriores, bastam apenas 3,141 unidades de tempo (sim, o valor exato é mesmo π) para que a primeira nave caia na singularidade do buraco negro. As outras naves, consoante a sua posição inicial, sobrevivem mais tempo — mas acabam todas por ter o mesmo destino.

Mais importante ainda, Smarr e York mostraram como evitar esse desfecho desastroso, adotando uma coordenada temporal mais adequada. Com o seu método, todas as naves usam os seus propulsores para acelerar de forma a evitar a singularidade. Na verdade, a singularidade não é evitada ao contorná-la, mas sim por um tipo de movimento que abranda o envelhecimento da tripulação; este efeito é semelhante à dilatação temporal junto a buracos negros, que muitos leitores recordarão do filme *Interstellar*.

Na relatividade numérica, esta construção "inteligente" da coordenada temporal chama-se "fatiamento evitante de singularidade" (*singularity avoiding slicing*) e continua, com algumas modificações, a ser usada com grande sucesso até aos dias de hoje. Esta melhoria facilitou a primeira (embora curta) simulação de uma colisão frontal de um buraco negro [39], prevendo que 0,1 % da massa total é irradiada em ondas gravitacionais, resultado que se revelou correto com um fator de cerca de 2.

3.4 – O Grande Desafio

A década de 1980, amplamente considerada fértil em música popular e experimental, registou poucos ou nenhuns avanços nas simulações numéricas de espaçotempos com buracos negros. Essa escassez, contudo, foi compensada por progressos significativos no cálculo de dados iniciais.

Já mencionámos anteriormente os dados de Misner, que descrevem, de forma analítica, o retrato inicial de um espaçotempo contendo dois buracos negros não rotativos em repouso. Em 1963, Dieter Brill e Richard Lindquist [40] descobriram um conjunto semelhante de dados, em forma ainda ligeiramente mais simples. Os dados de Misner e de Brill–Lindquist estavam ambos limitados a buracos negros não rotativos e em repouso, mas, em 1980, Jeffrey Bowen e Jimmy York desenvolveram uma generalização notável para sistemas com rotação e velocidade inicial.

Recordemos que as equações de Einstein contêm quatro restrições que os dados iniciais devem satisfazer. Para buracos negros

com rotação e velocidade nulas, três dessas restrições são trivialmente satisfeitas, pois todos os termos que nelas aparecem são nulos. Além disso, a quarta restrição reduz-se a uma equação de Laplace, conhecida na matemática há séculos e passível de ser resolvida analiticamente.

Apoiando-se numa reformulação engenhosa das equações de restrição, através de uma decomposição conforme — introduzida por André Lichnerowicz [41] nos anos 1940 e estendida por York [42] nos anos 1970 — Bowen e York [43] conseguiram encontrar soluções analíticas gerais para três das restrições. Ainda melhor, a sua solução inclui nove parâmetros por buraco negro: três para a posição, três para a velocidade e três para o momento angular. A quarta restrição não admite solução analítica neste caso geral, mas pode ser tratada por diversos métodos numéricos — incluindo, em particular, a chamada solução "puncture", descoberta por Steven Brandt e Bernd Brügmann [44] em 1997.

Os dados de Bowen–York e "puncture" sofreram variações ao longo do tempo, mas ainda hoje constituem a base da maioria das simulações modernas de buracos negros.

Em 1993, o esforço para simular binárias de buracos negros foi revitalizado com uma iniciativa em grande escala nos Estados Unidos: o *The Binary Black-Hole Grand Challenge Project* [45]. Conhecido informalmente como *Grand Challenge*, envolveu mais de 40 investigadores de 10 instituições em todo o país, com o objetivo concreto de simular a espiral e fusão de binárias de buracos negros e calcular os sinais de ondas gravitacionais gerados nesses eventos.

Este objetivo — muitas vezes referido como o Santo Graal da Relatividade Numérica — foi diretamente motivado pelo programa de deteção de ondas gravitacionais, que estava claramente a ganhar ímpeto na mesma altura. A partir desse momento, muitos cientistas começaram, meio a brincar e meio a sério, a apostar informalmente sobre qual seria alcançado primeiro: a solução numérica do problema dos dois corpos ou a deteção das ondas gravitacionais.

O projeto *Grand Challenge*, dotado de recursos muito superiores aos das investigações dos anos 60 e 70, fez avanços em numerosos aspetos da relatividade numérica. Incorporando os conhecimentos adquiridos em trabalhos anteriores, desenvolveu uma nova infraestrutura de código e reinvestigou colisões frontais de buracos negros não rotativos em repouso [46]. O sinal de onda gravitacional resultante consistia num pulso gerado no momento da fusão, seguido de oscilações com amplitude decrescente — um fenómeno conhecido como *ringdown*, em total analogia com o som de um sino após ser percutido.

Os códigos também conseguiram calcular os horizontes dos buracos negros durante a queda e a fusão, e alargaram o modelo a buracos negros com massas diferentes. Mas as simulações limitaram-se a buracos negros não rotativos e em repouso, o que significa que se deslocavam em linha reta um em direção ao outro, colidindo frontalmente. Embora útil para explorar a dinâmica básica de fusões, este cenário está muito longe da espiral quase circular de buracos negros em órbita, que se espera observar na astrofísica real.

O Santo Graal de uma binária em órbita é muito mais difícil de alcançar, por várias razões. Primeiro, buracos negros em órbita não podem ser simulados com simetria axial, como nos códigos anteriores — requerem simulações totalmente tridimensionais. Para isso, o *Grand Challenge* desenvolveu o primeiro código de relatividade numérica completo em 3+1 dimensões, chamado *G--code* [48]. Esse código foi calibrado com sucesso, reproduzindo os resultados de colisões frontais obtidos anteriormente.

O segundo grande desafio na modelação da espiral de buracos negros está na sua longa duração. No *Grand Challenge*, este revelou-se um problema muito mais grave do que apenas precisar de mais capacidade computacional. Embora fosse possível completar simulações curtas de colisões frontais, qualquer tentativa de evoluir buracos negros durante mais tempo — quer em binárias, quer isoladamente — levava a problemas de estabilidade semelhantes aos enfrentados nos trabalhos das décadas de 60 e 70.

Todas as tentativas de refinar as coordenadas ou melhorar os algoritmos numéricos falharam de forma tão abrangente que se tornou inevitável a conclusão: havia algo mais fundamental que estava errado.

3.5 – Novos Horizontes num Novo Milénio

Apesar de não ter alcançado o seu principal objetivo — atingir o Santo Graal — o projeto *Grand Challenge* abriu caminho para desenvolvimentos futuros através de várias realizações cruciais. Primeiro, trouxe muitos novos conhecimentos sobre o que funcionava — e, talvez mais importante, o que não funcionava. Em segundo lugar, levou à formação de uma comunidade de investigadores muito maior do que a que o campo alguma vez conhecera. Por fim, o *Grand Challenge* lançou a ideia dos *Community Toolkits* — infraestruturas de código públicas que fornecem elementos essenciais da computação moderna, como paralelização, entrada/saída de dados e procedimentos de discretização.

Em vez de escreverem o seu próprio código do zero, os investigadores de todo o mundo passaram a poder acrescentar as suas técnicas específicas de relatividade numérica a uma infraestrutura já pronta a usar. O primeiro pacote de software deste tipo foi o *Cactus Computational Toolkit* [49], desenvolvido originalmente por Paul Walker e Joan Massó a partir de 1997, e rapidamente expandido com contribuições, sobretudo do grupo de relatividade numérica de Ed Seidel no Instituto Albert Einstein em Potsdam. Rebatizado como *Einstein Toolkit* [50], é amplamente utilizado e desenvolvido até hoje — e inspirou o aparecimento de pacotes alternativos.

A era relativamente centralizada do *Grand Challenge* foi seguida por um período mais livre, durante o qual diversos grupos mais pequenos e investigadores individuais, agora munidos das novas ferramentas, começaram a explorar diferentes ideias sobre o que estaria a impedir o progresso na modelação de buracos negros. Isso remete-nos à discussão anterior sobre a bem-postura das equações diferenciais.

Como provado por Choquet-Bruhat, as equações de Einstein são bem-postas quando escritas na formulação harmónica, mas isso pode deixar de ser verdade noutras formulações. Não conheço uma analogia clara para esta peculiaridade das equações diferen-

ciais, mas um exemplo simples mostra como uma reescrita infeliz pode causar problemas: consideremos a equação trivial $x=2$. Está tudo certo. Mas, se elevamos ambos os lados ao quadrado, obtemos $x^2=4$. Embora pareça uma operação inofensiva, passamos a ter uma equação diferente que admite a solução $x=-2$, a qual não é solução da equação original. As subtilezas que distinguem formulações bem-postas e mal-postas das equações de Einstein são muito mais complexas e difíceis de detetar, mas a conclusão mantém-se: dada uma nova formulação, não temos qualquer garantia de que seja bem-posta.

Os investigadores estavam bem conscientes deste facto e começaram, desde os anos 1980, a estudar a bem-postura das formulações 3+1 das equações de Einstein. No final da década de 1990, as equações ADM foram analisadas em vários contextos e concluiu-se que, em geral, não são bem-postas — mais concretamente, são apenas fracamente hiperbólicas.

A procura de formulações alternativas e bem-postas das equações de Einstein mostra também outra forma pela qual a computação moderna auxilia a modelação física: a manipulação simbólica. Explorar novas formulações das equações de Einstein, embora crucial para os cálculos numéricos, é uma tarefa puramente analítica. Manipular à mão equações tão longas e complexas como as da relatividade de Einstein é trabalhoso e propenso a erros. Hoje, *softwares* como o Mathematica ou o Maple permitem-nos processar equações imensas com total rigor.

As investigações mais bem-sucedidas de formulações alternativas das equações de Einstein seguiram duas direções principais: Modificações da formulação harmónica usada no estudo inicial de Choquet-Bruhat; Modificações das equações ADM através de uma decomposição conforme. A formulação harmónica, por construção, fixa uma escolha específica de coordenadas ou *gauge* — o gauge harmónico. Esta fixação impede-nos de adaptar as coordenadas às particularidades do sistema físico em estudo. As tentativas de generalizar esta abordagem para um gauge arbitrário, preservando as vantagens da formulação harmónica, remontam aos trabalhos de Helmut Friedrich [51] nos anos 1980 e foram depois desenvolvidas por David Garfinkle, Carsten Gundlach, Frans Pretorius e colegas no início dos anos 2000 [52-54], culminando na formulação de gauge harmónico generalizado (GHG).

Em paralelo, Thomas Baumgarte, Stuart Shapiro, Masaru Shibata, Takashi Nakamura, Kenichi Oohara e Yasufumi Kojima [55-57] desenvolveram uma modificação das equações ADM através de uma transformação conforme, análoga à decomposição de York–Lichnerowicz já referida na construção de dados iniciais. Esta formulação, hoje conhecida por BSSNOK (ou apenas BSSN), demonstrou empiricamente propriedades de estabilidade muito superiores às das equações ADM, no final dos anos 1990 e início dos anos 2000. Foi usada com sucesso em simulações de buracos negros isolados e de colisões frontais [58-61], que conseguiram manter-se estáveis durante longos períodos.

Mais tarde, estudos analíticos confirmaram que a formulação BSSNOK é de facto bem-posta. Mas um problema permanecia: as simulações de dois buracos negros em órbita — apesar de terem conseguido completar uma única órbita graças ao trabalho de Bernd Brügmann e colegas em 2004 [64]— continuavam a falhar antes de se poder desvendar plenamente a sua dinâmica e a emissão de ondas gravitacionais. O Santo Graal parecia ainda fora de alcance — mas não por muito mais tempo.

3.6 – O Avanço de 2005

No início de 2005, a comunidade da relatividade numérica continuava a enfrentar o desafio de acomodar, de forma numericamente estável, o movimento prolongado de dois buracos negros em órbita um do outro, culminando na sua fusão final e na formação de um remanescente rotativo. Objetos em movimento não são problemáticos em configurações numéricas "normais", mas os buracos negros contêm pontos singulares no seu interior, e o seu movimento é muito mais difícil de lidar.
Ao longo dos anos, tinham-se desenvolvido e utilizado duas abordagens principais para lidar com este problema: Primeiro, coordenadas com movimento comóvel (comoving coordinates [63]): com elas, podemos absorver a rotação — tal como fixamos latitude e longitude na superfície da Terra, apesar da sua rotação. Temos de considerar algumas consequências não triviais, como a força de Coriolis, mas, no geral, as coordenadas co-rotativas funcionam bem desde que permaneçamos "na Terra". Tornam-se, no entanto, bastante problemáticas quando queremos descrever simultaneamente objetos distantes; por exemplo, as posições de Plutão ou das sondas Voyager tornam-se um verdadeiro caos quando expressas em latitude, longitude, tempo e distância à superfície terrestre. Segundo, excisão (excision), atribuído a Bill Unruh [64] (ver também [65]),: nesta abordagem, corta-se numericamente uma região em torno da singularidade do buraco negro. Isto é viável, já que o interior do buraco negro está escondido por detrás do horizonte de eventos — não é visível do exterior ou, mais precisamente, nada do que ocorre dentro do horizonte pode influenciar causalmente o exterior.

O verdadeiro avanço chegou finalmente em abril de 2005, quando Frans Pretorius [66] apresentou a primeira simulação completa de uma espiral com várias órbitas, fusão e *ringdown* de uma binária de buracos negros — com sinal completo de onda gravitacional — numa conferência em Banff, Alberta. Ao combinar a excisão de buracos negros com condições de coordenadas cuidadosamente ajustadas, e modificando a formulação GHG segundo sugestões de Gundlach e colegas [54], Pretorius ultrapassou todos os obstáculos que até então impediam o acesso ao Santo Graal. Embora já pairasse no ar um certo sentimento de progresso, o sucesso abrangente de Pretorius rebentou como um trovão — cujo eco ainda se sente na comunidade. Ao revermos a história — científica ou outra — os desenvolvimentos são muitas vezes apresentados com tal compressão temporal que se ignora facilmente o sofrimento causado por décadas de trabalho árduo e persistente em busca de um único objetivo. Mas a catarse da relatividade numérica ainda teria mais uma reviravolta. Cerca de seis meses depois, dois grupos independentes — o da Universidade do Texas em Brownsville [67] e o do NASA Goddard Space Flight Center [68]— apresentaram um segundo avanço decisivo, em duas comunicações numa outra conferência de relatividade numérica, realizada no Goddard. De forma surpreendente, as suas simulações completas da espiral, fusão e *ringdown* de buracos negros empregaram métodos completamente diferentes dos de Pretorius, em quase todos os aspetos: usaram a formulação BSSNOK (em vez da GHG); acomodaram o movimento dos buracos negros com outras condições de gauge, conhecidas como "punctures móveis" (moving punctures);

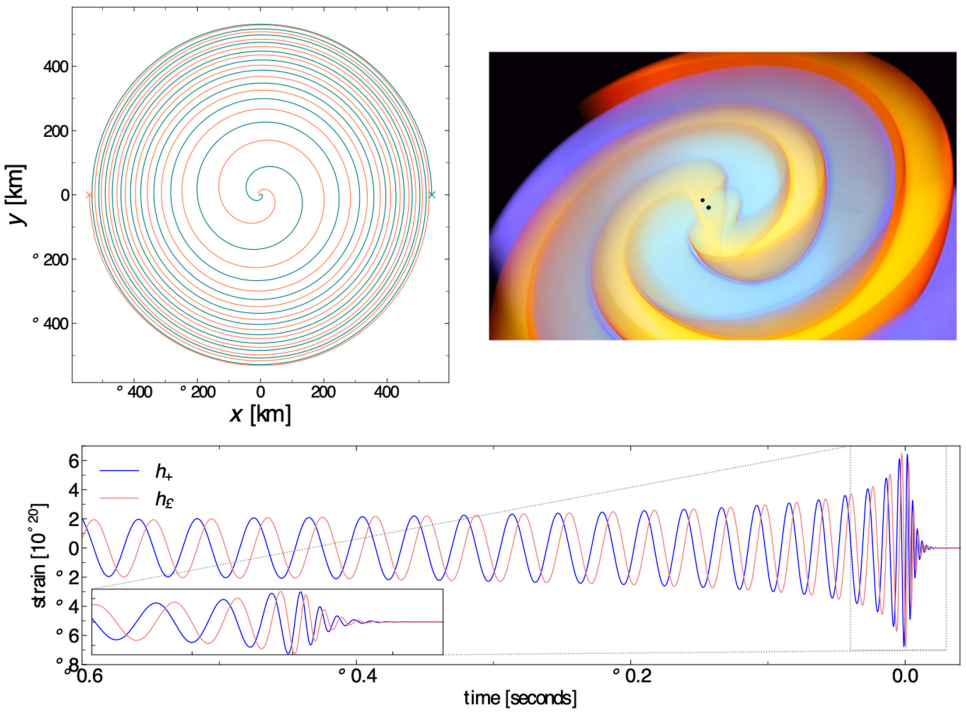


Figura 2 - Canto superior esquerdo: Trajetória de dois buracos negros, cada um com 30 vezes a massa do Sol, em órbita um do outro, espiralando gradualmente até à fusão devido à emissão de ondas gravitacionais. O buraco negro à esquerda (cruz laranja) começa com velocidade para baixo; o da direita (cruz azul-petróleo) com velocidade para cima. Canto superior direito: Uma imagem da simulação numérica, mostrando os dois buracos negros pouco antes da fusão, juntamente com as ondulações no espaçotempo criadas pelo seu movimento. [Créditos da imagem: Markus Kunesch, Saran Tunyasuvunakool, Pau Figueras (GRChombo); Paul Shellard, Juha Jaykka (Centre for Theoretical Cosmology (CTC), Cambridge); Carson Brownlee, James Jeffers, Ingo Wald (Intel Advanced Visualization)]. Painel inferior: Amplitude da onda gravitacional tal como seria medida na Terra caso a binária estivesse localizada na galáxia M87. O tempo é medido relativamente ao momento de intensidade máxima. O destaque mostra o *ringdown*, quando os buracos negros já se fundiram num só.

e utilizaram dados iniciais diferentes.

Importa destacar que os resultados mostraram excelente concordância com os cálculos de Pretorius. Isto não só forneceu confirmação quantitativa com elevada precisão, como também demonstrou que existem múltiplas abordagens válidas para resolver as equações de Einstein, podendo-se assim escolher, consoante o problema, o método mais adequado. Uma síntese promissora das propriedades benéficas das formulações GHG e BSSNOK baseia-se no chamado sistema Z4, desenvolvido originalmente por Carles Bona e colaboradores [69], e tem vindo a ser cada vez mais utilizado em relatividade numérica nos últimos anos [70,71].

Então, como é que se apresenta a solução do problema dos dois corpos na relatividade geral?
Isso é ilustrado na Figura 2, que mostra o movimento de dois buracos negros não rotativos, cada um com 30 vezes a massa do Sol, e o sinal de onda gravitacional resultante, assumindo que a binária se encontra em M87, a maior galáxia do aglomerado de Virgem, a cerca de 53,5 milhões de anos-luz de distância. Vemos que os buracos negros, começando separados por cerca de 1000 km e com velocidades iniciais apontadas respetivamente para cima e para baixo, giram um em torno do outro num plano, de forma semelhante ao sistema Terra–Lua. Neste processo, contudo, o sistema binário perde energia e a sua separação vai diminuindo gradualmente — os buracos negros espiralam para o interior. Eventualmente, fundem-se num único buraco negro no centro. A imagem mostra os buracos negros pouco antes da fusão, juntamente com as ondulações no espaçotempo geradas pelo seu movimento mútuo. O sinal de onda gravitacional mostrado no painel inferior representa a variação fracional no comprimento dos braços dos nossos detetores em função do tempo. Este sinal é composto por duas contribuições que geram deslocamentos com forma semelhante aos símbolos + e ×. Estas componentes estão representadas pelas curvas azul e laranja, respetivamente — note-se que ambas têm uma amplitude extremamente pequena, da ordem de 10^{-20}. Sinais de buracos negros deste tipo apresentam três fases: Durante a espiral (*inspiral*), a amplitude e a frequência aumentam gradualmente — esta parte assemelha-se ao canto de pássaros e é chamada de “chirp"; O sinal atinge o pico no momento da fusão (*merger*); e depois decresce rapidamente na fase chamada de *ringdown*. A primeira deteção de ondas gravitacionais, GW150914 [14], galardoada com o Prémio Nobel, foi causada por um sistema binário semelhante, mas cerca de 20 vezes mais distante.

3.7 – Os Anos da Corrida ao Ouro e a Modelação de Fontes de Ondas Gravitacionais

Ao longo das décadas que antecederam os avanços de 2005, acumularam-se inúmeras questões sobre buracos negros nas áreas da astronomia, física gravitacional e física fundamental. Subitamente equipada com as ferramentas para explorá-los, a comunidade da relatividade numérica entrou numa era de corrida ao ouro, com novos — e por vezes inesperados — resultados a surgir quase semanalmente.

Os astrofísicos há muito se interessavam por um fenómeno chamado "kick de buraco negro", em que a fusão de uma binária resulta numa emissão preferencial de ondas gravitacionais numa direção específica. Como consequência, o buraco negro remanescente sofre um recuo na direção oposta, de forma semelhante ao recuo de uma arma ao disparar. Este fenómeno era conhecido há décadas, mas a sua magnitude permanecia incerta. As simulações de

relatividade numérica revelaram que a velocidade de recuo pode atingir vários milhares de quilómetros por segundo em certos tipos de binárias com rotação [72-75]. Isto é mais do que suficiente para ejetar buracos negros das suas galáxias hospedeiras ou fazê-los viajar pelo cosmos como projéteis.

Acima, mencionámos que os buracos negros contêm singularidades no espaçotempo, ou seja, pontos de curvatura infinita, mas que estão escondidos por detrás do horizonte de eventos. O horizonte funciona como uma prisão de alta segurança, protegendo o exterior de quaisquer catástrofes que possam surgir da singularidade interna. Roger Penrose formulou a conjetura da censura cósmica, segundo a qual todas as singularidades estão ocultas por um horizonte [76]. Os relativistas andam há muito a questionar a validade dessa hipótese. Embora tenham sido encontradas algumas exceções, estas ocorrem apenas na evolução temporal de condições iniciais finamente ajustadas ao extremo, e, portanto, são praticamente impossíveis de ocorrer na realidade — como equilibrar um lápis na ponta do dedo sem que ele caia: possível em teoria, mas inalcançável na prática. Curiosamente, simulações numéricas demonstram que a censura cósmica deixa de se verificar quando permitimos mais de três dimensões espaciais [77,78]. Nesse caso, a fusão de dois buracos negros tende a produzir um horizonte de eventos com estrutura fractal que encolhe até largura nula num tempo finito.

Já em 1993, Matt Choptuik [79] descobriu uma característica na formação de buracos negros conhecida como *fenómenos críticos*. Este tipo de fenómeno é familiar noutras áreas da física e apresenta semelhanças com a transição de fase da água à volta do ponto de congelação. A água está em estado líquido a temperaturas ligeiramente acima de zero, mas quando a arrefecemos para ligeiramente abaixo, transforma-se qualitativamente em gelo. O comportamento dos sistemas físicos próximos da criticidade exibe características universais intrigantes, comuns a todo o tipo de sistemas, sejam fluidos, colapsos gravitacionais ou o comportamento de agulhas magnéticas num campo. Até aos avanços de 2005, a descoberta de colapso crítico de Choptuik era considerada por alguns como o principal resultado da relatividade numérica. Os códigos desenvolvidos após essa revolução permitiram estudos de alta precisão para um leque mais amplo de cenários de colapso, incluindo casos que vão além da simetria esférica explorada no trabalho pioneiro de Choptuik. Estas investigações continuam, mas já indicam uma fenomenologia mais complexa assim que se abandona a simetria esférica [80].

Na astrofísica, espera-se que os buracos negros colidam a velocidades inferiores a metade da velocidade da luz. Apesar de já serem velocidades exorbitantes para os padrões terrestres, são relativamente modestas à luz da teoria de Einstein. Por contraste, colisões ultra-relativistas de buracos negros próximas da velocidade da luz testam o regime mais extremo da relatividade, e os resultados das simulações numéricas superaram as expectativas. Cerca de 40% da massa total pode ser convertida em radiação gravitacional neste processo [81] — para comparação, as bombas de hidrogénio convertem menos de 1%. Embora estas colisões não tenham relevância direta na astrofísica, a sua simulação teórica é importante, sobretudo no estudo da hipotética formação de mini buracos negros em aceleradores de partículas como o CERN [82,83], especialmente em cenários com dimensões espaciais adicionais. Embora nenhuma experiência tenha, até à data, detetado indícios de formação de buracos negros em laboratório, os resultados numéricos sobre colisões de alta energia têm proporcionado valiosos testes da teoria de Einstein, como os que referimos sobre a censura cósmica.

É indiscutível, contudo, que a aplicação mais importante da modelação de binárias de buracos negros surge no campo que motivou a relatividade numérica desde o início: a modelação de ondas gravitacionais. Para perceber isto, imagine que caminha à beira de um lago num dia de nevoeiro e sem vento. Sabe que o lago é popular entre aves, que chapinham alegremente ao centro, gerando ondas. Mas não as pode ver por causa do nevoeiro. Tudo o que vê são as ondas que chegam à margem. A sua tarefa é deduzir o máximo de informação sobre as aves com base nos padrões das ondas — onde estão, quantas são, quão grandes são, etc. Esta é, em essência, a situação em que nos encontramos quando detetamos ondas gravitacionais. Para as interpretar, precisamos de previsões teóricas: para cada configuração possível de aves — tamanho, localização, número — calculamos teoricamente como será o sinal da onda. O conjunto de todos esses sinais teoricamente possíveis constitui um catálogo de formas de onda. Depois, comparamos o sinal observado com o catálogo e identificamos a configuração mais provável. O sinal atua como uma impressão digital do sistema de buracos negros, e identificamo-lo com base na nossa "base de dados" teórica de impressões digitais.

Na astronomia de ondas gravitacionais, as binárias de buracos negros são o tipo de "aves" mais comum, e já vimos na Figura 2 como é o sinal de onda se tivermos dois buracos negros não rotativos de massas iguais numa órbita quase circular. Quando permitimos rotação, massas diferentes ou órbitas excêntricas, obtemos variações nesse sinal sob a forma de modulações de amplitude, modulações de frequência e diferentes formatos do "chirp" [84]. Além disso, a amplitude total do sinal e o intervalo de frequência dependem fortemente da distância e da dimensão dos buracos negros.

Calcular um catálogo que abranja todas essas variações possíveis é uma tarefa colossal, pois há muitos parâmetros a considerar, cada um com diversos valores possíveis. Embora alguns sejam relativamente simples de incluir nos modelos, uma abordagem de força bruta — realizar uma simulação para cada valor de parâmetro — seria proibitivamente dispendiosa, exigindo milhões de simulações, cada uma a usar centenas de núcleos de processamento durante semanas ou mais. No entanto, essa tarefa torna-se muito mais viável se combinarmos simulações numéricas com métodos de aproximação analítica, como os que encontrámos no início desta jornada.

Quando dividimos o sinal de onda gravitacional da Figura 2 em três partes — espiral (*inspiral*), fusão (*merger*) e *ringdown* — baseámo-nos nas fases físicas distintas da coalescência. Essas três fases também correspondem a regimes adequados a diferentes técnicas de modelação: Durante a espiral inicial, com os buracos negros ainda afastados, é possível descrever o sistema com cálculos pós-newtonianos; No *ringdown* tardio, temos um buraco negro resultante a oscilar em torno do equilíbrio — bem modelado por teoria de perturbações; Mas o final da espiral (cerca das últimas 10 órbitas) e a fusão estão além dessas aproximações e exigem simulações numéricas completas.

Para cada binária, os resultados das três abordagens podem ser combinados num único sinal composto, conhecido como forma de onda híbrida [85,86]. Análises mais detalhadas mostraram ainda que o sinal exibe dependências sistemáticas em relação a certos parâmetros, o que pode ser explorado para construir catálogos de formas de onda mais eficientes [87]. Apesar dessas simplificações, simular sistemas de buracos negros com precisão suficiente continua a ser um desafio dispendioso.

Com esse desafio em mente, os grupos de relatividade numérica do California Institute of Technology e da Universidade de Cornell iniciaram o desenvolvimento de um código baseado nos chamados métodos espectrais. Esta técnica de discretização já tinha demonstrado precisão excecional noutras áreas da física, mas sabia-se também que tinha dificuldades em lidar com as singularidades dos buracos negros. No final dos anos 2000, após anos de trabalho rigoroso, o grupo Caltech–Cornell conseguiu combinar a excisão de buracos negros com uma versão especial da formulação GHG e condições de coordenadas elaboradas, permitindo assim a primeira simulação de binárias com precisão espectral [88-90].

Esse código continuou a ser desenvolvido e é atualmente mantido no seio da colaboração *Simulating eXtreme Spacetimes* (SXS) [91], que envolve institutos dos EUA e da Alemanha. No momento em que escrevo, a colaboração SXS fornece as formas de onda mais precisas e numerosas na modelação de fontes para a rede de detetores terrestres LIGO–Virgo–KAGRA [92].

Isto não invalida a importância de outros códigos, que desempenham papéis essenciais na validação cruzada, exploração de modelos alternativos e, talvez mais importante, na descoberta de novas fontes de ondas gravitacionais. Apesar de os códigos espectrais atingirem uma precisão superior, tendem a ser menos robustos em contextos computacionais ainda pouco compreendidos ou exploratórios.

Em termos históricos, a nossa jornada pela genética da relatividade numérica levou décadas e, parafraseando Winston Churchill, chegámos apenas ao fim do princípio. Esta história terá certamente uma continuação a ser escrita no futuro e, como em qualquer boa narrativa, as previsões raramente coincidirão com a realidade. Ainda assim, não terminaremos este relato sem listar alguns dos mais entusiasmantes enigmas que a comunidade espera explorar com as futuras observações de ondas gravitacionais e simulações de relatividade numérica.

Matéria escura e energia escura
O tipo de matéria e energia com que estamos familiarizados representa apenas cerca de 5 % de todo o conteúdo do universo. O restante, na ausência de um conhecimento mais descritivo, é denominado matéria escura e energia escura. As suas assinaturas gravitacionais oferecem oportunidades sem precedentes para compreendermos do que são realmente compostas [93].

Gravidade modificada
Ao longo deste texto, não escondemos a nossa fascinação pela teoria de Einstein. E, no entanto, ao contrário dos teoremas em matemática, as teorias físicas tendem a ser eventualmente substituídas por outras mais abrangentes. Isso não significa que a teoria anterior se torne inútil — por exemplo, a gravidade newtoniana foi aplicada com grande sucesso para alcançar a alunagem. Ainda assim, espera-se que um dia a relatividade de Einstein seja substituída por uma teoria que inclua também a mecânica quântica. Observar a dinâmica da gravidade nos regimes mais extremos será, muito provavelmente, essencial para orientar estas buscas por uma teoria quântica da gravidade [94].

Cosmologia e cosmografia
Os modelos cosmológicos do universo dependem fortemente da medição de distâncias a galáxias e quasares distantes. As observações de ondas gravitacionais oferecem uma nova forma independente de obter essas medições e podem contribuir para resolver questões em aberto sobre a evolução e origem do universo [95].

Novas fontes de ondas gravitacionais
Todos os eventos de ondas gravitacionais detetados até à data são compatíveis com as previsões para binárias de buracos negros e estrelas de neutrões. No entanto, esta interpretação baseia-se parcialmente na navalha de Occam, segundo a qual, perante múltiplas explicações para uma observação, a mais simples é provavelmente a correta. Simulações de relatividade numérica demonstraram que objetos compactos exóticos, diferentes de buracos negros ou estrelas de neutrões, podem gerar sinais praticamente indistinguíveis daquele mostrado na Figura 2 [96]. Além disso, existe uma vasta gama de outras fontes de ondas gravitacionais teoricamente previstas, como buracos negros primordiais, cordas cósmicas ou paredes de domínio.

Como exemplo, apresentamos na Figura 3 um instantâneo de uma simulação numérica de uma rede de cordas cósmicas, que se conjetura ter permeado o universo nas suas fases iniciais. Usando a nossa analogia das aves no lago, pode haver ondas geradas por peixes, plesiossauros ou outros habitantes misteriosos do lago; para perceber se isto acontece, também precisamos de previsões teóricas sobre os sinais de onda que estes candidatos mais obscuros poderão gerar.

Estes são apenas alguns exemplos, e se a história da ciência nos ensinou alguma coisa, foi a esperar o inesperado. A teoria de Einstein mostrou-nos que tudo no universo contribui conjuntamente para o espaçotempo, dando um novo significado ao título inspirado no Zen da peça musical de Tony Scott, “Is not all one?”. As futuras explorações de ondas gravitacionais revelarão, sem dúvida, novos e fascinantes vislumbres do mundo que habitamos, e isso será contado numa continuação desta história – um dia...

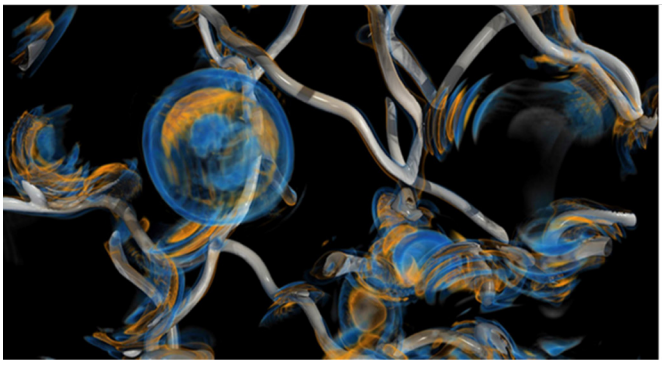


Figura 3 - Instantâneo de uma rede de cordas cósmicas.
Créditos da imagem: Amelia Drew (CTC, Universidade de Cambridge), Carson Brownlee (Intel Visualização e Renderização Avançadas) e Paul Shellard (CTC, Cambridge).

Agradecimentos

Estou grato por incontáveis discussões, projetos conjuntos e investigações com todos os colegas, estudantes e mentores com quem trabalhei ao longo das últimas décadas. Este artigo não existiria sem a sua inspiração. Evito listar todos individualmente, pois isso duplicaria o tamanho deste documento. Um agradecimento especial a Daniela Cors e Amelia Drew pela revisão do manuscrito.

Referências

[1] A. Einstein. The foundation of the general theory of relativity. Annalen Phys., 49 (1916) 769-822.
[2] J. P. Petit. Le Geometricon. Ed. Belin, 1980. ISBN-9782701103723.
[3] K. Schwarzschild. On the gravitational field of a mass point according to Einstein's theory. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), 1916 (191) 189-196.
[4] R. P. Kerr. Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics. Phys. Rev. Lett. 11 (2063) 237-238.
[5] L. Blanchet. Post-Newtonian Theory for Gravitational Waves. Living Rev. Rel., 17 (2014) 2.
[6] T. Damour. Gravitational scattering, post-Minkowskian approximation and Effective One-Body theory. Phys. Rev. D, 94 (2016) 104015.
[7] M. Alcubierre. Introduction to 3+1 Numerical Relativity. Oxford University Press, Oxford, 2008.
[8] T. W. Baumgarte and S. L. Shapiro. Numerical Relativity. Cambridge University Press, 2010.
[9] C. Bona, C. Palenzuela-Luque, and C. Bona-Casas. Elements of Numerical Relativity and Relativistic Hydrodynamics. Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2009.
[10] U. Sperhake. The numerical relativity breakthrough for binary black holes. Class. Quant. Grav. 32 (2015) 124011.
[11] R. Penrose. Gravitational collapse and space-time singularities. Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 57-59.
[12] S. Hawking. The occurrence of singularities in cosmology. III. Causality and singularities. Proc. Roy. Soc. Lond. A300 (1967) 187-201.
[13] S. W. Hawking and R. Penrose. The Singularities of gravitational collapse and cosmology. Proc. Roy. Soc. Lond. A 314 (1970) 529-548.
[14] B. P. Abbott et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary
Black Hole Merger. Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 061102.
[15] A. Einstein. Uber Gravitationswellen. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), 1918 (1918) 154-167.
[16] P. R. Saulson. Josh Goldberg and the physical reality of gravitational waves. Gen. Rel. Grav. 43 (2011) 3289-3299.
[17] H. Bondi, M. G. J. van der Burg, and A. W. K. Metzner. Gravitational waves in general relativity VII. Waves from axi-symmetric isolated systems. Proc. Roy. Soc. A, 269 (1962) 21-52.
[18] R. K. Sachs. Gravitational Waves in General Relativity. 8. Waves in asymptotically flat Space-times. Proc. Roy. Soc. A, 270 (1962) 103-126.
[19] APS News, This Month in Physics History - Feb 2020: https://www.aps.org/apsnews/2020/02/joseph-weber- first-gravitational-wave.
[20] LIGO website: http://www.ligo.org.
[21] GEO600 website: http://www.geo600.org/.
[22] Virgo website: https://www.virgo-gw.eu/.
[23] KAGRA website: http://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/.
[24] LISA website: https://www.esa.int/Science Exploration/Space Science/LISA.
[25] P. C. Peters and J. Mathews. Gravitational radiation from point masses in a keplerian orbit. Phys. Rev. 131 (1963) 435-439.
[26] P. C. Peters. Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses. Phys. Rev., 136 (1964) B1224-B1232.
[27] Y. Foures-Bruhat. Theoreme d'existence pour certains système d'equations aux dérivées partielles non lineaires. Acta Math. 88 (1952) 141-225.
[28] R. Arnowitt, S. Deser, and C. W. Misner. The dynamics of general relativity. In L. Witten, editor, Gravitation an introduction to current research, pages 227-265. John Wiley, New York, 1962.
[29] J. W. York, Jr. Kinematics and dynamics of general relativity. In L. Smarr, editor, Sources of Gravitational Radiation, pages 83-126. Cambridge University Press, Cambridge, 1979.
[30] E. Gourgoulhon. 3+1 Formalism and Bases of Numerical Relativity. Springer, New York, 2012. gr-qc/0703035.
[31] S. G. Hahn and R. W. Lindquist. The two body problem in geometrodynamics. Ann. Phys. 29 (1964) 304-331.
[32] C. W. Misner. Wormhole initial conditions. Phys. Rev. 118 (1960) 1110.
[33] J. Crank and P. Nicolson. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of heat conduction type. Proc. Camb. Phil. Soc. 43 (1947) 50-67.
[34] J. G. Charney, R. Fj[\'o]ortoft, and J. Von Neumann. Numerical integration of the barotropic vorticity equation. Tellus 2 (1950) 237-254.
[35] A. "\v{C}ade\v{z}. Colliding black holes. PhD thesis, University of North Carolina at Chapel Hill, 1971.
[36] L. Smarr. The structure of general relativity with a numerical illustration: The collision of two black holes. PhD thesis, University of Texas at Austin, 1975
[37] K. R. Eppley. The numerical evolution of the collision of two black holes. PhD thesis, Princeton University, 1975.
[38] L. Smarr and J. W. York, Jr. Kinematical conditions in the construction of spacetime. Phys. Rev. D, 17 (1978) 2529-2551.
[39] L. Smarr. Gauge conditions, radiation formulae and the two black hole collision. In L. Smarr, editor, Sources of Gravitational Radiation, pages 245-274. Cambridge University Press, Cambridge, 1979.
[40] D. R. Brill and R. W. Lindquist. Interaction Energy in Geometrostatics. Phys. Rev. 131 (1963) 471–476.
[41] A. Lichnerowicz. L'intégration des équations de la gravitation relativiste et le problème des n corps. J. Math. Pures et Appl. 23 (1944) 37-63.
[42] J. W. York, Jr. Gravitational degrees of freedom and the initial-value problem. Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1656-1658.
[43] J. M. Bowen and J. W. York, Jr. Time-asymmetric initial data for black holes and black-hole collisions. Phys. Rev. D 21 (1980) 2047-2056.
[44] S. Brandt and B. Br[\"u]gmann. A Simple construction of initial data for multiple black holes. Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3606-3609.
[45] M. W. Choptuik. The binary black hole grand challenge project. In D. A. Clarke and M. J. West, editors, Computational Astrophysics, volume 123 of ASP Conference Series, page 305, San Francisco, 1997.
[46] P. Anninos, D. Hobill, E. Seidel, L. Smarr, and W.-M. Suen. Head-on collision of two equal mass black holes. Phys. Rev. D, 52 (1995) 2044-2058, 1995.
[47] P. Anninos and S. Brandt. Head-on collision of two unequal mass black holes. Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 508–511.
[48] P.Anninos,K.Camarda,J.Masso ,E.Seidel,W.-M. Suen, and J. Towns. Three-dimensional numerical relativity: The evolution of black holes. Phys. Rev. D 52 (1995) 2059-2082.
[49] T. Goodale, et al. The Cactus Framework and Toolkit: Design and Applications. In Vector and Parallel Processing - VECPAR'2002, 5th Interna- tional Conference, Lecture Notes in Computer Science, Berlin, 2003. Springer. http://www.cactuscode.org
[50] Einstein Toolkit webpage: http://einsteintoolkit.org/
[51] H. Friedrich. On the Hyperbolicity of Einstein's and Other Gauge Field Equations. Comm. Math. Phys. 100 (1985) 525-543.
[52] D. Garfinkle. Harmonic coordinate method for simulating generic singularities. Phys. Rev. D 65 (2002) 044029.
[53] F. Pretorius. Numerical relativity using a generalized harmonic decomposition. Class. Quantum Grav. 22 (2005) 425-452.
[54] C. Gundlach, G. Calabrese, I. Hinder and J. M. Martin-Garcia. Constraint damping in the Z4 formulation and harmonic gauge. Class. Quantum Grav. 22 (2005) 3767-3773.
[55] T. Nakamura, K. Oohara, and Y. Kojima. General Relativistic Collapse To Black Holes And Gravitational Waves From Black Holes. Prog. Theor. Phys. Suppl. 90 (1987) 1-218.
[56] M. Shibata and T. Nakamura. Evolution of three-dimensional gravitational waves: Harmonic slicing case. Phys. Rev. D 52 (1995) 5428-5444.
[57] T. W. Baumgarte and S. L. Shapiro. On the Numerical integration of Einstein's field equations. Phys. Rev. D 59 (1998) 024007.
[58] M. Alcubierre and B. Br[\"u]gmann. Simple excision of a black hole in 3+1 numerical relativity. Phys. Rev. D 63 (2001) 104006.
[59] M. Alcubierre et al. Gauge conditions for long-term numerical black hole evolutions without excision. Phys. Rev. D, 67 (2003) 084023.
[60] U. Sperhake, B. Kelly, P. Laguna, K. L. Smith, and E. Schnetter. Black-hole head-on collisions and gravitational waves with fixed mesh-refinement and dynamic singularity excision. Phys. Rev. D 71 (2005) 124042.
[61] D. R. Fiske, J. G. Baker, J. R. van Meter, D.-I. Choi, and J. M. Centrella. Wave zone extraction of gravitational radiation in three-dimensional numerical relativity. Phys. Rev. D 71 (2005) 104036.
[62] B. Br[\"u]gmann, W. Tichy, and N. Jansen. Numerical simulation of orbiting black holes. Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 211101.
[63] B. Br[\"u]gmann. Binary Black Hole Mergers in 3D Numerical Relativity. Int. J. Mod. Phys., 8 (1999) 85-100.
[64] J. Thornburg. Coordinates and boundary conditions for the general relativistic initial data problem. Class. Quantum Grav. 4 (1987) 1119-1131.
[65] P. Anninos, G. Daues, J. Massó, E. Seidel and W.-M. Suen. Horizon boundary condition for black hole spacetimes. Phys. Rev. D 51 (1995) 5562-5578.
[66] F. Pretorius. Evolution of Binary Black-Hole Spacetimes. Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 121101.
[67] M. Campanelli, C. O. Lousto, P. Marronetti, and Y. Zlochower. Accurate Evolutions of Orbiting Black-Hole Binaries without Excision. Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 111101.
[68] J. G. Baker, J. Centrella, D.-I. Choi, M. Koppitz, and J. van Meter. Gravitational-Wave Extraction from an inspiraling Configuration of Merging Black Holes. Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 111102.
[69] C. Bona, T. Ledvinka, C. Palenzuela, and M. Žáček.General-covariant evolution formalism for numerical relativity. Phys. Rev. D 67 (2003) 104005.
[70] S. Bernuzzi and D. Hilditch. Constraint violation in free evolution schemes: Comparing BSSNOK with a conformal decomposition of Z4. Phys. Rev. D 81 (2010) 084003.
[71] D. Alic, C. Bona-Casas, C. Bona, L. Rezzolla, and C. Palenzuela. Conformal and covariant formulation of the Z4 system with constraint-violation damping. Phys. Rev. D 85 (2012) 064040.
[72] J. A. Gonz[\'a]lez, U. Sperhake, B. Br[\"u]gmann, M. D. Hannam and S. Husa. The maximum kick from nonspinning black-hole binary inspiral. Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 091101.
[73] J. A. Gonz[\'a]lez, M. D. Hannam, U. Sperhake, B. Br[\"u]gmann and S. Husa. Supermassive kicks for spinning black holes. Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 231101.
[74] M. Campanelli, C. O. Lousto, Y. Zlochower, and D. Merritt. Large Merger Recoils and Spin Flips From Generic Black-Hole Binaries. Astrophys. J. 659 (2007) L5-L8.
[75] M. Campanelli, C. O. Lousto, Y. Zlochower, and D. Merritt. Maximum gravitational recoil. Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 231102.
[76] R. Penrose. Gravitational collapse: The role of general relativity. Riv. Nuovo Cim. 1 (1969) 252-276.
[77] L. Lehner and F. Pretorius. Black Strings, Low Viscosity Fluids, and Violation of Cosmic Censorship. Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 101102.
[78] T. Andrade, P. Figueras, and U. Sperhake. Violations of Weak Cosmic Censorship in Black Hole collisions. JHEP, 03 (2022) 111.
[79] M. W. Choptuik. Universality and Scaling in Gravitational Collapse of a Massless Scalar Field. Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 9-12.
[80] C. Gundlach, D. Hilditch, and J. M. Martin-Garcia. Critical Phenomena in Gravitational Collapse. e-print 2507.07636 [gr-qc].
[81] U. Sperhake, E. Berti, V. Cardoso, and F. Pretorius. Universality, maximum radiation and absorption in high- energy collisions of black holes with spin. Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 041101.
[82] S. Dimopoulos and G. Landsberg. Black Holes at the LHC. Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 161602.
[83] D. M. Eardley and S. B. Giddings. Classical black hole production in high-energy collisions. Phys. Rev. D 66 (2002) 044011.
[84] A. H. Mrou[\'e] et al. A catalog of 171 high-quality binary black-hole simulations for gravitational-wave astronomy. Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 241104.
[85] P. Ajith et al. The NINJA-2 catalog of hybrid post-Newtonian/numerical-relativity waveforms for nonprecessing black-hole binaries. Class. Quantum Grav. 29 (2012) 124001.
[86] I. Hinder et al. Error-analysis and comparison to ana- lytical models of numerical waveforms produced by the NRAR Collaboration. Class. Quant. Grav. 31 (2014) 025012.
[87] R. Abbott et al. GWTC-3: Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo during the Second Part of the Third Observing Run. Phys. Rev. X 13 (2023) 041039.
[88] L. Lindblom et al. A New Generalized Harmonic Evolution System. Class. Quant. Grav. 23 (2006) S447-S462.
[89] M. Boyle et al. High-accuracy comparison of numerical relativity simulations with post-Newtonian expansions. Phys. Rev. D 76 (2007) 124038.
[90] M. A. Scheel et al. High-accuracy waveforms for binary black hole inspiral, merger, and ringdown. Phys. Rev. D 79 (2009) 024003.
[91] Simulating eXtreme Spacetimes homepage: https://www.black-holes.org/.
[92] M. A. Scheel et al. The SXS Collaboration's third catalog of binary black hole simulations. e-print 2505.13378 [gr-qc].
[93] M. Baryakhtar et al. Dark Matter In Extreme Astrophysical Environments. In Snowmass 2021, 3 2022. e-print 2203.07984 [hep-th].
[94] Emanuele Berti et al. Testing General Relativity with Present and Future Astrophysical Observations. CQG 32 (2015) 243001.
[95] J. C. Aurrekoetxea, K. Clough, and E. A. Lim. Cosmology using numerical relativity. Living Rev. Rel. 28 (2025) 5.
[96] T. Evstafyeva, U. Sperhake, I. Romero-Shaw, and M. Agathos. Gravitational-wave data analysis with high-precision numerical relativity simulations of boson star mergers. Phys. Rev. Lett. 133 (2024) 131401.
[97] J. Calder[\'o]n Bustillo et al. GW190521 as a Merger of Proca Stars: A Potential New Vector Boson of 8.7×10^{-13} eV. Phys. Rev. Lett. 126 (2021) 081101.
[98] S. Clesse and J. Garcia-Bellido. GW190425, GW190521and GW190814: Three candidate mergers of primordial black holes from the QCD epoch. Phys. Dark Univ. 38 (2022) 101111.
[99] J. C. Aurrekoetxea, C. Hoy, and M. Hannam. Revisiting the Cosmic String Origin of GW190521. Phys. Rev. Lett. 132 (2024) 181401.



Ulrich Sperhake é Professor de Gravitação no Departamento de Matemática Aplicada e Física Teórica (DAMTP) da Universidade de Cambridge e Investigador Visitante na Universidade Johns Hopkins. Ele obteve o doutoramento em 2001 na Universidade de Southampton. Trabalhou na Universidade Aristóteles de Tessalónica, na Universidade Estadual da Pensilvânia, na Universidade Friedrich Schiller de Jena, no Instituto de Tecnologia da Califórnia e, como bolseiro Ramón y Cajal no CSIC-IEEC em Barcelona. A sua investigação envolve a modelização de sistemas físicos em relatividade geral e as suas extensões, com aplicações que vão desde a astrofísica e a física de ondas gravitacionais até a física de altas energias e aspetos matemáticos da gravidade. Publicou mais de 100 artigos em revistas científicas internacionais. Coordenou projetos de investigação financiados pelo programa Marie-Curie da União Europeia, pelo Conselho de Laboratórios de Ciência e Tecnologia do Reino Unido (STFC) e pela National Science Foundation nos Estados Unidos. É membro da American Physical Society (APS) e líder do grupo de Cambridge dentro da Colaboração Científica LIGO-Virgo-KAGRA.

76
artigo geral
VOL. 48 - N. 2

A inteligência artificial sobe ao palco: ondas gravitacionais e aprendizagem automática

José A. Font

Departamento de Astronomía y Astrofísica, Universitat de València
Observatori Astronòmic, Universitat de València

j.antonio.font@uv.es

A observação de ondas gravitacionais pela rede de detectores LIGO-Virgo-KAGRA abriu uma nova janela para o estudo do Universo. Propriedades fundamentais de buracos negros e estrelas de neutrões são agora rotineiramente extraídas a partir da análise das ondas gravitacionais emitidas na coalescência e fusão de binários compactos. A aprendizagem automática tem vindo a assumir um papel cada vez mais relevante neste novo domínio, desde estratégias de deteção até à classificação de fontes e inferência astrofísica. Este artigo apresenta uma panorâmica do impacto significativo que a Inteligência Artificial e a Aprendizagem Automática já estão a ter na Astronomia de Ondas Gravitacionais. O nosso foco será o sistema astrofísico das coalescências de binários compactos, a única fonte de ondas gravitacionais detetada até ao momento.

1. Introdução

A primeira deteção direta de ondas gravitacionais (OGs) em 2015 constituiu uma descoberta histórica [1]. Para além de confirmar uma previsão de longa data da teoria da Relatividade Geral de Einstein, marcou também o início da Astronomia de Ondas Gravitacionais (AOG), uma nova forma de estudar o cosmos complementar às observações eletromagnéticas. As OGs fornecem informação sobre o regime de campo forte da gravidade e podem revelar a natureza e as propriedades de objetos compactos astrofísicos, desvendar a essência clássica e quântica dos buracos negros, bem como o interior das estrelas de neutrões através da equação de estado da matéria densa. Desde 2015, foram reportados mais de 90 sinais de OGs pela Colaboração LIGO-Virgo-KAGRA (LVK) [2–5] durante os três primeiros ciclos de observação. No atual quarto ciclo (O4), já foram publicamente reportados mais de 200 candidatos a deteções significativas na Gravitational-Wave Candidate Event Database (gracedb.ligo.org). Embora se trate de um feito notável, fica aquém do que se espera com a próxima geração de detetores de OGs. Espera-se que os novos detetores da próxima geração (nomeadamente o Einstein Telescope (ET) e o Cosmic Explorer (CE)) alcancem taxas de deteção da ordem de 100 000 fusões de buracos negros binários (BNB) por ano [6, 7]. Estas perspetivas permitirão, sem dúvida, avanços significativos na nossa compreensão do Universo. No entanto, a análise dos conjuntos de dados massivos que o ET e o CE irão recolher colocará também um desafio formidável. Os avanços dependerão fortemente da capacidade de processar de forma eficiente e rápida esses dados, tornando a Inteligência Artificial (IA) e a Aprendizagem Automática (AA) abordagens metodológicas centrais para potenciar resultados. O uso destas técnicas, já hoje considerável e em crescimento contínuo, deverá alastrar a todas as subáreas da AOG — desde a mitigação do ruído dos detetores até à modelação das formas de onda de coalescências de binários compactos (CBCs), desde estratégias de deteção até à classificação de fontes e inferência astrofísica.

Neste artigo, fornecemos uma breve panorâmica do estado atual das abordagens baseadas em IA aplicadas à Astronomia de Ondas Gravitacionais. Existem vários artigos de revisão recentes sobre este tema, e.g. [8–11], aos quais remetemos o leitor interessado para maior aprofundamento. Em particular, o nosso foco será limitado às aplicações de IA em sistemas CBC. Aplicações de técnicas de AA a outras fontes de OG também incluídas no programa científico da colaboração LVK — como eventos transitórios não modelados (e.g., *bursts* ou supernovas de colapso do núcleo), fontes contínuas como estrelas de neutrões em rotação, ou fundos estocásticos de OG — não serão aqui abordadas. Leitores interessados nestes tópicos podem consultar [11] para uma revisão abrangente e atualizada dos esforços em curso com base em IA para esses sistemas. O objetivo deste artigo é demonstrar que a IA já subiu ao palco no domínio da AOG. Talvez ainda não esteja em destaque absoluto, mas pode-se razoavelmente afirmar que a transição da periferia para o centro do palco é apenas uma questão de tempo.

2. Impacto da IA na Astronomia de Ondas Gravitacionais

2.1. Mitigação de ruído

A sensibilidade de um detetor de ondas gravitacionais (OG) é, em última análise, limitada pelo ruído de fundo presente na sua banda de frequências. Em condições reais, esse ruído não é puramente gaussiano nem estacionário; pelo contrário, varia com o tempo devido a fontes ambientais e instrumentais. Estas variações geram ruído que pode reduzir o tempo útil de operação do detetor (ou *duty cycle*) e a sua sensibilidade em determinadas frequências

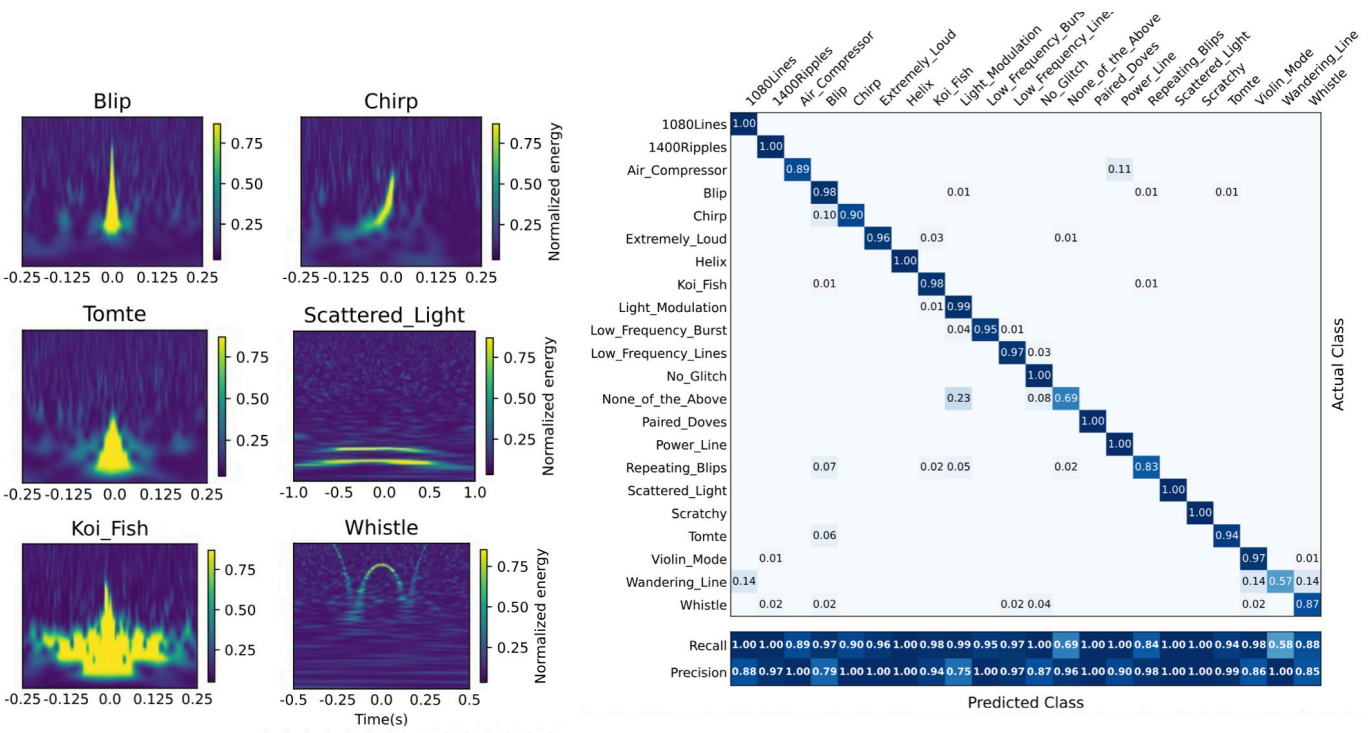


Figura 1 - Esquerda: Exemplos de algumas classes de glitches do conjunto de dados do Gravity Spy. A classe 'blip' é de longe a mais frequente nos detetores LIGO. Direita: Matriz de confusão normalizada com as previsões do modelo treinado de forma auto-supervisionada em [15], destacando os seus resultados notáveis.

ou períodos. Entre estes fenómenos de ruído transitório, destacam-se as perturbações de curta duração conhecidas como *glitches*, que são particularmente relevantes. Os *glitches* podem afetar significativamente o desempenho das buscas por OG, especialmente aquelas que visam sinais transitórios de curta duração e coalescências de CBCs, ao aumentarem a taxa de falsos alarmes nas análises. Assim, a identificação e mitigação de *glitches* é essencial para garantir que os sinais de OG possam ser distinguidos com confiança do ruído, maximizando o retorno científico de cada observação.

Os algoritmos de Aprendizagem Automática (AA) são ferramentas poderosas para identificar padrões em grandes volumes de dados, tornando-os especialmente adequados ao desenvolvimento de estratégias inovadoras para reduzir *glitches* nos detetores de OG. Um exemplo notável é o projeto de ciência cidadã Gravity Spy [12, 13]. Através da participação de voluntários do público, o Gravity Spy permite a classificação de glitches do LIGO, gerando um conjunto de dados rotulado e em constante crescimento que serve como base de treino valiosa para modelos de AA. Uma iniciativa semelhante, GwitchHunters, foi desenvolvida no âmbito da colaboração Virgo [14]. No contexto da mitigação de ruído, um exemplo envolvendo investigadores das Universidades do Minho (Portugal) e de Valência (Espanha) é o trabalho de [15], onde uma arquitetura de Residual Neural Network (ResNet) foi aplicada a imagens públicas do Gravity Spy usando a biblioteca Fastai. Numa variante não supervisionada deste modelo, a rede foi inicialmente pré-treinada com rótulos gerados automaticamente e posteriormente ajustada com os dados do Gravity Spy. Uma ilustração de várias classes de *glitches*, juntamente com uma matriz de confusão típica obtida com os métodos ResNet de [15], é apresentada na Fig. 1. Salienta-se que estes métodos foram recentemente implementados como um pipeline de baixa latência no detetor Virgo. Este classificador, denominado VIGILant, permite a classificação em tempo real de glitches do ciclo de observação O4 diretamente no fluxo de dados do detetor.

2.2 Geração de formas de onda

Todos os sinais de OG reportados até à data pela Colaboração LVK são compatíveis com terem sido gerados em sistemas de CBC, incluindo as três classes de fusões: BNBs, de longe a mais frequente; estrelas de neutrões binárias (ENB); e sistemas mistos buraco negro–estrela de neutrões. Os sinais de CBC consistem em três fases: espiralamento (*inspiral*), fusão (*merger*) e relaxamento final (*ringdown*). Durante o espiralamento, o sinal apresenta um *chirp* (aumento simultâneo da frequência e da amplitude) ao longo da banda de sensibilidade do detetor. Trata-se de um sinal universal para todos os sistemas binários coalescentes com órbitas quase circulares. Ou seja, pode ser modelado, quer através de métodos analíticos quer numéricos, o que facilita enormemente as estratégias de deteção. A ideia base é simples e designa-se por *matched filtering*. Essencialmente, a busca de OG com este tipo de sinal visa maximizar uma função de verosimilhança com base numa métrica de semelhança entre os dados recolhidos pelo detetor e formas de onda simuladas (ou *templates*). Esta métrica atinge o máximo quando a forma de onda observada coincide com uma template existente.

Apesar da simplicidade conceptual, o problema prático reside na incompletude (e escassez) das bases de dados de formas de onda. Gerar formas de onda é dispendioso,

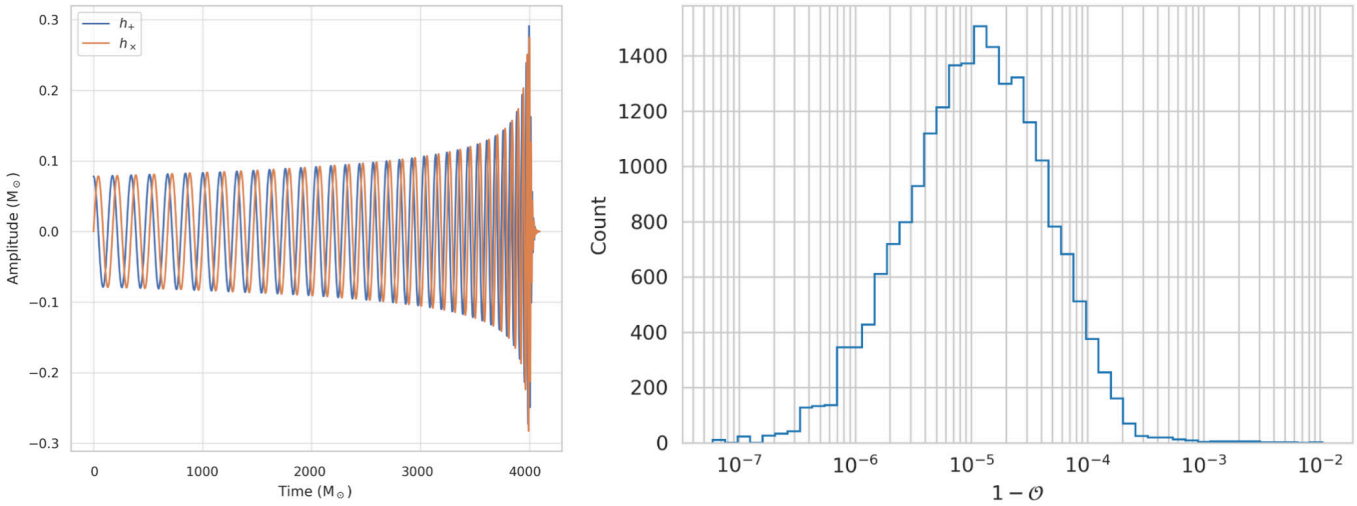


Figura 2 - Esquerda: Exemplo de forma de onda de BNBs gerada com o *approximant* NRSurNN3dq4 de [18], na representação com duas polarizações. Direita: Distribuição dos erros de validação do modelo treinado com dados de *approximants*. Ver [18] para a definição da métrica de erro (*mismatch*).

e esta é uma área onde a IA já está a ajudar. A principal dificuldade prende-se com a complexidade intrínseca de resolver as equações do movimento que descrevem o problema binário na Relatividade Geral, seja por métodos analíticos ou numéricos. As abordagens analíticas deixam de ser válidas quando os efeitos de maré dominam a dinâmica perto da fusão, sendo a única forma de obter formas de onda o recurso à Relatividade Numérica (RN), ou seja, à resolução das equações de Einstein em supercomputadores. Embora a RN tenha tido bastante sucesso, enfrenta limitações severas quando aplicada a sistemas CBC genéricos que envolvem razões de massa muito diferentes, rotações desalinhadas ou órbitas não circulares (excêntricas). Mesmo as situações mais simples requerem recursos computacionais avultados, o que limita as bases de dados de templates disponíveis a cerca de $O(10^3)$ formas de onda para sistemas BNBs (e aproximadamente dez vezes menos para sistemas ENB). As deteções de BNBs pela LVK utilizam tipicamente entre $O(10^6 - 10^7)$ formas de onda, sendo a maioria gerada através de approximants, rotinas computacionais que produzem aproximações rápidas da forma de onda esperada a partir de determinados parâmetros físicos. Estas aproximações são frequentemente calibradas com base em catálogos de formas de onda provenientes da RN, e têm permitido a análise de todos os sinais de CBC detetados até ao momento.

Um componente central no desenvolvimento de approximants de formas de onda envolve o uso de técnicas de regressão, que incluem métodos tradicionais de interpolação e ajustamento, como os mínimos quadrados, bem como abordagens mais modernas baseadas em AA, como processos gaussianos e redes neuronais. Entre estas técnicas modernas, destaca-se a família de modelos de formas de onda NRSurrogate [16]. Estes modelos utilizam diversas estratégias orientadas por dados para construir uma base reduzida, permitindo-lhes interpolar formas de onda inicialmente calculadas em pontos específicos do espaço de parâmetros, de modo a avaliá-las com precisão em quaisquer outros pontos dentro do domínio.

Por exemplo, no contexto da modelação de formas de onda, a regressão por processos gaussianos foi usada para construir modelos surrogate de formas de onda para sistemas BNBs com e sem precessão, em pontos do espaço de parâmetros não cobertos pela relatividade numérica [17]. Outro exemplo recente surge em [18], onde os autores propõem um modelo surrogate baseado em redes neuronais, concebido para gerar rapidamente e com precisão formas de onda não precessantes de BNBs, com erros da ordem de 10^{-5} quando aplicadas a dados de approximants (ver Fig. 2) e da ordem de 5×10^{-3} quando aplicadas a dados da RN (devido, neste último caso, à escassez de dados numéricos disponíveis para treino da rede). Testes de desempenho demonstram que o modelo é capaz de gerar mais de um milhão de formas de onda em menos de um décimo de segundo quando implementado numa GPU.

Estudos recentes exploraram o potencial das redes neuronais para acelerar ainda mais o desempenho dos modelos *surrogate* de formas de onda. Por exemplo, [19] implementaram uma rede neuronal com quatro camadas para determinar os coeficientes de interpolação no esquema parametrizado originalmente introduzido por [20]. De forma semelhante, [21] basearam-se na mesma abordagem surrogate, mas utilizando autoencoders. O seu trabalho revelou um padrão em "espiral" no espaço latente, que reflete a forma como os coeficientes de ajustamento variam com a razão de massas — uma observação que os autores aproveitaram, tirando partido da capacidade do autoencoder em aprender transformações diferenciáveis entre os parâmetros de entrada e de saída. Isso permitiu uma regressão mais rápida e precisa dos coeficientes. Uma visão geral destes avanços pode ser encontrada em [10].

2.3 Detecção de sinais

Muito provavelmente, a área mais popular da investigação

em AA aplicada à AOG tem sido a deteção de CBCs, impulsionada em parte pela aceleração recente da tecnologia de AA através do uso de GPUs. Na maioria das abordagens, a tarefa de deteção do sinal é formulada como um problema de classificação: redes neuronais são treinadas por aprendizagem supervisionada para distinguir entre duas categorias principais de dados — segmentos contendo apenas ruído do detetor e segmentos contendo simultaneamente ruído e um sinal de CBC.

As redes neuronais convolucionais foram utilizadas em estudos pioneiros como os de [22, 23] para procurar sinais de BNBs, atingindo uma sensibilidade comparável à da técnica de matched filtering. Estes modelos usaram arquiteturas relativamente simples, mas eficazes: no estudo de [23], por exemplo, os autores utilizaram uma rede neuronal convolucional profunda composta por duas camadas convolucionais seguidas de duas camadas totalmente conectadas. No entanto, a necessidade de treinar redes distintas para diferentes razões sinal-ruído limitou a aplicabilidade prática desses estudos, uma vez que a intensidade de um novo sinal não é conhecida à partida, exigindo a avaliação separada de cada rede. Apesar destas limitações iniciais, estes trabalhos lançaram as bases dos *pipelines* modernos de deteção de sinais com AA atualmente em desenvolvimento.

Em 2021, foi lançado o primeiro desafio com dados simulados para deteção de sinais CBC com recurso a AA, através da plataforma Kaggle, seguido de um desafio mais realista dirigido à comunidade de OG. Este último, detalhado em [24], incluiu quatro conjuntos de dados com dificuldade crescente. A principal métrica de desempenho foi a distância sensível (sensitive distance). A distância sensível reflete até que ponto um método é capaz de detetar sinais. No caso mais difícil, o método tradicional PyCBC, utilizado pela Colaboração LVK, superou as abordagens de AA em todas as taxas de falsos alarmes. No entanto, em cenários mais simples e sem ruído, com dados de entrada de apenas 1 segundo, os modelos de aprendizagem profunda atingiram até 95 % do desempenho do PyCBC.

Destacamos ainda o código de fonte aberta AresGW [25, 26], que recentemente conseguiu identificar novos candidatos a eventos de OG nos dados da LVK — os primeiros a serem identificados através de métodos de AA. As melhorias introduzidas na versão mais recente do AresGW resultaram numa redução significativa da taxa de falsos alarmes, superando *pipelines* tradicionais baseados em *matched filtering* no número de eventos detetados dentro do seu intervalo de treino eficaz.

A principal vantagem das abordagens de AA nas buscas por OG de CBC reside na possibilidade de transferir grande parte da carga computacional para a fase de treino, permitindo uma deteção rápida e em tempo real. De facto, em [24], os modelos de AA funcionaram mais rapidamente do que em tempo real com apenas 16 núcleos de CPU, superando o PyCBC. Esta velocidade é particularmente útil para a deteção de sinais durante a fase de espiralamento (antes da fusão), o que é crucial para a Astronomia Multimensageira. No entanto, a deteção precoce continua a ser um desafio em sinais de longa duração, como os provenientes de fusões BNS (ver discussão em [11]).

2.4 Classificação de fontes e inferência

A deteção de um sinal de OG é sempre seguida pela caracterização da fonte astrofísica que o gerou — ou seja, a sua classificação e a inferência das suas propriedades. Neste contexto, os métodos baseados em IA estão também a ganhar um papel cada vez mais relevante. Durante os dois primeiros ciclos de observação da LVK, a classificação de fontes em baixa latência baseava-se no formalismo de Fisher efetivo. Em ciclos mais recentes, foram introduzidos métodos de AA, oferecendo melhorias significativas em termos de velocidade. O atual pipeline de baixa latência da LVK para CBCs [27] utiliza dois algoritmos de aprendizagem supervisionada: um modelo k-nearest neighbor para identificar componentes de estrelas de neutrões e a possível existência de um remanescente pós-fusão; e um modelo de Random Forest para detetar objetos dentro da chamada "lacuna de massa inferior" — o intervalo de massas entre as estrelas de neutrões mais massivas e os buracos negros mais leves.

Os métodos baseados em simulação para cálculo de distribuições posteriores, como os métodos de Markov-chain Monte Carlo (MCMC), continuam a ser as técnicas principais para a inferência de parâmetros. A estimativa dos parâmetros dos sinais observados pela Colaboração LVK baseia-se frequentemente em inferência bayesiana [28]. Infelizmente, este tipo de inferência pode ser computacionalmente dispendioso, dado que a avaliação da função de verosimilhança para um conjunto alargado de parâmetros da fonte, usando técnicas estocásticas de amostragem [29], pode exigir a geração de milhões de formas de onda. Como tal, a inferência pode demorar dias até produzir um número suficiente de amostras da distribuição posterior para uma fusão de BNBs.

De facto, a amostragem estocástica enfrenta dois obstáculos principais: por um lado, a avaliação da verosimilhança para sinais CBC é intensiva em termos computacionais; por outro, a geração de novas amostras a partir de um prior condicionado exige frequentemente percursos aleatórios (*random walks*), que podem implicar milhares de passos — cada um exigindo uma nova avaliação da verosimilhança. O custo computacional torna-se ainda mais elevado no caso de fusões ENB, em que as análises podem demorar cerca de um mês. Isto deve-se sobretudo à menor disponibilidade de *templates* para as fases de fusão e pós-fusão de BNS, o que obriga ao recurso a simulações numéricas. Métodos para acelerar a convergência dos algoritmos MCMC serão particularmente importantes à medida que o número de deteções aumentar com os detetores da terceira geração.

A incorporação da AA no processo de amostragem tem demonstrado permitir acelerações significativas [31, 32]. Uma abordagem eficaz utiliza *normalizing flows*, um tipo de modelo generativo que aprende a distribuição das amostras dentro do prior condicionado pela verosimilhança, permitindo uma amostragem mais rápida e eficiente a partir dessa distribuição aprendida. Outra forma de acelerar o processo consiste em otimizar a própria computação da verosimilhança, quer treinando modelos que a aproximem, quer acelerando a geração das formas de onda CBC. A aplicação mais avançada da AA à estimativa bayesiana de parâmetros envolve atualmente a inferência posterior com redes neuronais [33, 34]. Um desses *pipelines*, o dingo, demonstrou excelente concordância com análises de referência quando aplicado a deteções reais do LIGO–Virgo. O dingo combina elevada precisão com eficiência, reduzindo o tempo necessário para a inferência de parâmetros de vários dias para apenas 20 segundos por evento, no caso de fusões BNBs. De forma semelhante, autoencoders variacionais condicionais, como os utilizados no pipeline Vitamin de [30], demonstraram um desempenho extremamente rápido, permitindo estimar distribuições posteriores completas de sinais de fusões BNBs cerca de 6 ordens de grandeza mais rapidamente do que as abordagens bayesianas.

Um exemplo da precisão desta abordagem na inferência de fontes encontra-se ilustrado na Fig. 3, que mostra as curvas de probabilidade–probabilidade para todos os parâmetros BNBs, comparando diversos amostradores do *pipeline* Bilby da LVK com o modelo baseado em AA Vitamin descrito em [30].

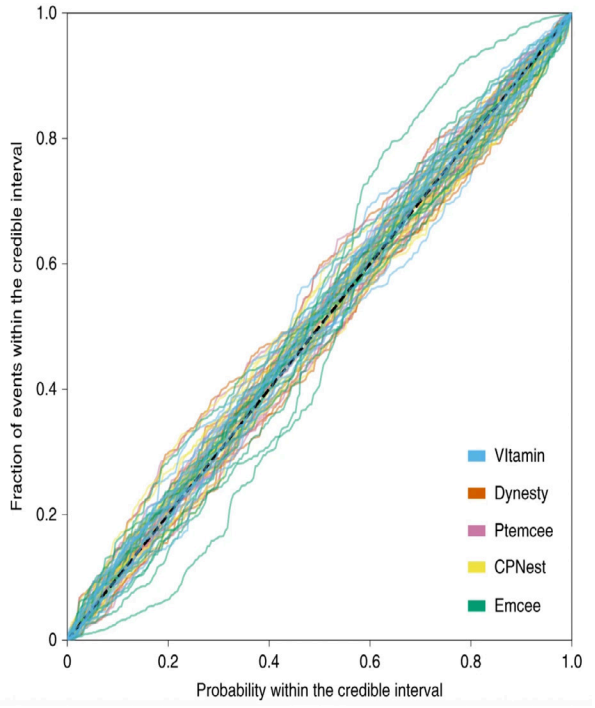


Figura 3 - Curvas de probabilidade–probabilidade para cada um dos 15 parâmetros de BNBs de uma binária quase circular, e para cada amostrador de referência do Bilby e do modelo baseado em AA VItamin. A semelhança entre as funções de distribuição cumulativa do conjunto de dados e de cada um dos modelos (bayesiano ou baseado em AA) é evidenciada pela proximidade a uma linha reta. Figura adaptada de [30].

3. Conclusão

A deteção de ondas gravitacionais pela rede de detetores da Colaboração LVK abriu uma nova janela para o estudo do Universo e tem tido um impacto profundo na nossa compreensão dos objetos compactos de origem estelar. A Física Computacional e a Análise de Dados desempenharam papéis cruciais nestas deteções e na inferência das propriedades das fontes. Propriedades-chave de buracos negros e estrelas de neutrões são hoje rotineiramente extraídas a partir da análise das OG que estes emitem. Contudo, os desafios que se avizinham são substanciais. Apesar dos notáveis progressos já alcançados na modelação de fontes CBC com recurso à relatividade numérica, será necessário desenvolver novas ideias para produzir templates precisos de formas de onda com milhares de órbitas (ou mais), abrangidas pela banda de sensibilidade dos detetores da terceira geração. De igual modo, novas abordagens computacionais e de análise de dados serão certamente requeridas num futuro próximo para lidar com a vasta quantidade de dados que será recolhida quando esses detetores entrarem em funcionamento, nomeadamente no que diz respeito à inferência astrofísica.

Neste contexto entusiasmante, a Inteligência Artificial e a Aprendizagem Automática poderão desempenhar um papel determinante no desenvolvimento do novo campo da Astronomia de Ondas Gravitacionais, desde a modelação das formas de onda de CBCs até à deteção e inferência astrofísica. Como se procurou demonstrar nesta panorâmica, a IA já está a assumir um papel central e a impactar todas as subáreas da AOG. E não só isso: é bem possível que esteja a caminhar para ocupar um lugar de destaque no seu epicentro. O tempo o dirá.

Agradecimentos

Expresso a minha sincera gratidão aos organizadores desta edição especial, em particular a Carlos Herdeiro, pelo amável convite para contribuir. Este trabalho é financiado pela Agencia Estatal de Investigación espanhola (PID2021-125485NB-C21), através da MCIN/AEI/10.13039/501100011033 e do FEDER "Uma maneira de fazer Europa"; pela Generalitat Valenciana (bolsa CIPROM/2022/49); e pelo programa europeu de intercâmbio de pessoal Horizon Europe. HORIZON-MSCA-2021--SE-01 (NewFunFiCO-101086251).

Referências

[1] B. P. Abbott et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. Physical Review Letters, 116:061102, Feb 2016.
[2] B. P. Abbott et al. GWTC-1: A gravitational-wave transient catalog of compact binary mergers observed by LIGO and Virgo during the first and second observing runs. Physical Review X, 9(3), September 2019.
[3] R. Abbott et al. GWTC-2: Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the First Half of the Third Observing Run. Phys. Rev. X, 11:021053, 2021.
[4] R. Abbott et al. GWTC-2.1: Deep Extended Catalog of Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the First Half of the Third Observing Run. 8 2021.
[5] R. Abbott et al. GWTC-3: Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the Second Part of the Third Observing Run. arXiv e-prints, page arXiv:2111.03606, November 2021.
[6] Marica Branchesi, Michele Maggiore, David Alonso, Charles Badger, Biswajit Banerjee, Freija Beirnaert, Enis Belgacem, Swetha Bhagwat, Guillaume Boileau, Ssohrab Borhanian, Daniel David Brown, Man Leong Chan, Giulia Cusin, Stefan L. Danilishin, Jerome Degallaix, Valerio De Luca, Arnab Dhani, Tim Dietrich, Ulyana Dupletsa, Stefano Foffa, Gabriele Franciolini, Andreas Freise, Gianluca Gemme, Boris Goncharov, Archisman Ghosh, Francesca Gulminelli, Ish Gupta, Pawan Kumar Gupta, Jan Harms, Nandini Hazra, Stefan Hild, Tanja Hinderer, Ik Siong Heng, Francesco Iacovelli, Justin Janquart, Kamiel Janssens, Alexander C. Jenkins, Chinmay Kalaghatgi, Xhesika Koroveshi, Tjonnie G.F. Li, Yufeng Li, Eleonora Loffredo, Elisa Maggio, Michele Mancarella, Michela Mapelli, Katarina Martinovic, Andrea Maselli, Patrick Meyers, Andrew L. Miller, Chiranjib Mondal, Niccolò Muttoni, Harsh Narola, Micaela Oertel, Gor Oganesyan, Costantino Pacilio, Cristiano Palomba, Paolo Pani, Antonio Pasqualetti, Albino Perego, Carole Périgois, Mauro Pieroni, Ornella Juliana Piccinni, Anna Puecher, Paola Puppo, Angelo Ricciardone, Antonio Riotto, Samuele Ronchini, Mairi Sakellariadou, Anuradha Samajdar, Filippo Santoliquido, B.S. Sathyaprakash, Jessica Steinlechner, Sebastian Steinlechner, Andrei Utina, Chris Van Den Broeck, and Teng Zhang. Science with the Einstein telescope: a comparison of different designs. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2023(07):068, July 2023.
[7] Evan D. Hall. Cosmic explorer: A next-generation ground-based gravitational-wave observatory. Galaxies, 10(4), 2022.
[8] Elena Cuoco et al. Enhancing Gravitational-Wave Science with Machine Learning. Mach. Learn. Sci. Tech., 2(1):011002, 2021.
[9] V. Benedetto, F. Gissi, G. Ciaparrone, and L. Troiano. Applications of machine learning to gravitational wave detection. Applied Sciences, 13:9886, 2023.
[10] N. Stergioulas. Artificial intelligence and machine learning in gravitational wave astronomy: A review. arXiv preprint, 2024.
[11] Elena Cuoco, Marco Cavaglià, Ik Siong Heng, David Keitel, and Christopher Messenger. Applications of machine learning in gravitational-wave research with current interferometric detectors... Living Reviews in Relativity, 28(1):2, February 2025.
[12] M. Zevin, S. Coughlin, S. Bahaadini, E. Besler, N. Rohani, S. Allen, M. Cabero, K. Crowston, A. K. Katsaggelos, S. L. Larson, T. K. Lee, C. Lintott, T. B. Littenberg, A. Lundgren, C. Østerlund, J. R. Smith, L. Trouille, and V. Kalogera. Gravity Spy: integrating advanced LIGO detector characterization, machine learning, and citizen science. Classical and Quantum Gravity, 34(6):064003, March 2017.
[13] Michael Zevin, Corey B. Jackson, Zoheyr Doctor, Yunan Wu, Carsten Østerlund, L. Clifton Johnson, Christopher P. L. Berry, Kevin Crowston, Scott B. Coughlin, Vicky Kalogera, Sharan Banagiri, Derek Davis, Jane Glanzer, Renzhi Hao, Aggelos K. Katsaggelos, Oli Patane, Jennifer Sanchez, Joshua Smith, Siddharth Soni, Laura Trouille, Marissa Walker, Irina Aerith, Wilfried Domainko, Victor-Georges Baranowski, Gerhard Niklasch, and Barbara Téglás. Gravity Spy: lessons learned and a path forward. European Physical Journal Plus, 139(1):100, January 2024.
[14] Massimiliano Razzano, Francesco Di Renzo, Francesco Fidecaro, Gary Hemming, and Stavros Katsanevas. GWitchHunters: Machine learning and citizen science to improve the performance of gravitational wave detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1048:167959, March 2023.
[15] Tiago Fernandes, Samuel Vieira, Antonio Onofre, Juan Calderón Bustillo, Alejandro Torres-Forné, and José A. Font. Convolutional neural networks for the classification of glitches in gravitational-wave data streams. Classical and Quantum Gravity, 40(19):195018, October 2023.
[16] Vijay Varma, Scott E. Field, Mark A. Scheel, Jonathan Blackman, Davide Gerosa, Leo C. Stein, Lawrence E. Kidder, and Harald P. Pfeiffer. Surrogate models for precessing binary black hole simulations with unequal masses. Phys. Rev. Res., 1:033015, Oct 2019.
[17] D. Williams, I. S. Heng, J. Gair, J. A. Clark, and B. Khamesra. Precessing numerical relativity waveform surrogate model for binary black holes: A Gaussian process regression approach. Phys. Rev. D, 101(6):063011, March 2020.
[18] Osvaldo Gramaxo Freitas, Anastasios Theodoropoulos, Nino Villanueva, Tiago Fernandes, Solange Nunes, José A. Font, Antonio Onofre, Alejandro Torres-Forné, and José D. Martin-Guerrero. NRSurNN3dq4: A Deep Learning Powered Numerical Relativity Surrogate for Binary Black Hole Waveforms. arXiv e-prints, page arXiv:2412.06946, December 2024.
[19] Styliani-Christina Fragkouli, Paraskevi Nousi, Nikolaos Passalis, Panagiotis Iosif, Nikolaos Stergioulas, and Anastasios Tefas. Deep residual error and bag-of-tricks learning for gravitational wave surrogate modeling. Applied Soft Computing, 147:110746, 2023.
[20] Scott E. Field, Chad R. Galley, Jan S. Hesthaven, Jason Kaye, and Manuel Tiglio. Fast Prediction and Evaluation of Gravitational Waveforms Using Surrogate Models. Physical Review X, 4(3):031006, July 2014.
[21] Paraskevi Nousi, Styliani-Christina Fragkouli, Nikolaos Passalis, Panagiotis Iosif, Theocharis Apostolatos, George Pappas, Nikolaos Stergioulas, and Anastasios Tefas. Autoencoder-driven Spiral Representation Learning for Gravitational Wave Surrogate Modelling. Neurocomputing, 491:67–77, June 2022.
[22] Hunter Gabbard, Michael Williams, Fergus Hayes, and Chris Messenger. Matching matched filtering with deep networks for gravitational-wave astronomy. Phys. Rev. Lett., 120(14):141103, 2018.
[23] D. George and E. Huerta. Deep learning for real-time gravitational wave detection and parameter estimation: Results with advanced LIGO data. Physics Letters B, 778:64–70, 2018.
[24] Marlin B. Schäfer, Ondřej Zelenka, Alexander H. Nitz, He Wang, Shichao Wu, Zong-Kuan Guo, Zhoujian Cao, Zhixiang Ren, Paraskevi Nousi, Nikolaos Stergioulas, Panagiotis Iosif, Alexandra E. Koloniari, Anastasios Tefas, Nikolaos Passalis, Francesco Salemi, Gabriele Vedovato, Sergey Klimenko, Tanmaya Mishra, Bernd Brügmann, Elena Cuoco, E. A. Huerta, Chris Messenger, and Frank Ohme. First machine learning gravitational-wave search mock data challenge. Physical Review D, 107(2):023021, January 2023.
[25] Paraskevi Nousi, Alexandra E. Koloniari, Nikolaos Passalis, Panagiotis Iosif, Nikolaos Stergioulas, and Anastasios Tefas. Deep residual networks for gravitational wave detection. Physical Review D, 108(2):024022, July 2023.
[26] Alexandra E. Koloniari, Evdokia C. Koursoumpa, Paraskevi Nousi, Paraskevas Lampropoulos, Nikolaos Passalis, Anastasios Tefas, and Nikolaos Stergioulas. New gravitational wave discoveries enabled by machine learning. Machine Learning: Science and Technology, 6(1):015054, March 2025.
[27] Sushant Sharma Chaudhary, Andrew Toivonen, Gaurav Waratkar, Geoffrey Mo, Deep Chatterjee, Sarah Antier, Patrick Brockill, Michael W. Coughlin, Reed Essick, Shaon Ghosh, Soichiro Morisaki, Pratyusava Baral, Amanda Baylor, Naresh Adhikari, Patrick Brady, Gareth Cabourn Davies, Tito Dal Canton, Marco Cavaglia, Jolien Creighton, Sunil Choudhary, Yu-Kuang Chu, Patrick Clearwater, Luke Davis, Thomas Dent, Marco Drago, Becca Ewing, Patrick Godwin, Weichangfeng Guo, Chad Hanna, Rachael Huxford, Ian Harry, Erik Katsavounidis, Manoj Kovalam, Alvin K. Y. Li, Ryan Magee, Ethan Marx, Duncan Meacher, Cody Messick, Xan Morice-Atkinson, Alexander Pace, Roberto De Pietri, Brandon Piotrzkowski, Soumen Roy, Surabhi Sachdev, Leo P. Singer, Divya Singh, Marek Szczepanczyk, Daniel Tang, Max Trevor, Leo Tsukada, Verónica Villa-Ortega, Linqing Wen, and Daniel Wysocki. Low-latency gravitational wave alert products and their performance at the time of the fourth LIGO-Virgo-KAGRA observing run. Proceedings of the National Academy of Science, 121(18):e2316474121, April 2024.
[28] Benjamin P Abbott et al. A guide to LIGO–Virgo detector noise and extraction of transient gravitational-wave signals. Class. Quant. Grav., 37(5):055002, 2020.
[29] Gregory Ashton et al. BILBY: A user-friendly Bayesian inference library for gravitational-wave astronomy. Astrophys. J. Suppl., 241(2):27, 2019.
[30] Hunter Gabbard, Chris Messenger, Ik Siong Heng, Francesco Tonolini, and Roderick Murray-Smith. Bayesian parameter estimation using conditional variational autoencoders for gravitational-wave astronomy. Nature Physics, 18(1):112–117, January 2022.
[31] Michael J. Williams, John Veitch, and Chris Messenger. Nested sampling with normalizing flows for gravitational-wave inference. Physical Review D, 103(10):103006, May 2021.
[32] Michael J. Williams, John Veitch, and Chris Messenger. Importance nested sampling with normalising flows. Machine Learning: Science and Technology, 4(3):035011, September 2023.
[33] Stephen R. Green, Christine Simpson, and Jonathan Gair. Gravitational-wave parameter estimation with autoregressive neural network flows. Phys. Rev. D, 102(10):104057, November 2020.
[34] Maximilian Dax, Stephen R. Green, Jonathan Gair, Jakob H. Macke, Alessandra Buonanno, and Bernhard Schölkopf. Real-time gravitational wave science with neural posterior estimation. Physical Review Letters, 127(24), December 2021.



José Antonio Font é Professor Catedrático de Astronomia e Astrofísica na Universidade de Valência, em Espanha. Obteve o seu doutoramento em Física pela Universidade de Valência em 1994 e, posteriormente, realizou investigação pós-doutoral no Instituto Albert Einstein em Potsdam, Alemanha, e no Instituto Max Planck de Astrofísica em Garching, Alemanha. Com vasta experiência em aplicações de supercomputação para astrofísica relativista, o Prof. Font é especialista em hidrodinâmica relativista numérica e relatividade numérica. É um dos principais especialistas em modelação numérica de fontes astrofísicas de ondas gravitacionais e é coautor de cerca de 300 artigos em revistas internacionais de elevado impacto. O Prof. Font é membro da Colaboração Virgo, onde coordena as atividades do Grupo Virgo de Valência. Está também ativo em várias organizações profissionais, incluindo a Real Sociedade Espanhola de Física, a Sociedade Espanhola de Astronomia e a Divisão de Física Gravitacional da Sociedade Europeia de Física. Entre 2009 e 2013, foi presidente da Sociedade Espanhola de Relatividade Geral e Gravitação.

82
artigo geral
VOL. 48 - N. 2

Dez anos de astronomia de ondas gravitacionais

Emanuele Berti

William H. Miller III Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, Baltimore

berti@jhu.edu

Há dez anos, a humanidade alcançou a primeira observação direta de ondas gravitacionais. Partilho algumas recordações pessoais dessa primeira deteção. Apresento também um resumo do que aprendemos desde então e algumas especulações sobre o que poderemos vir a aprender no futuro.

Há datas que permanecem na nossa memória, para o bem ou para o mal. Todos os adultos que viram as Torres Gémeas a desmoronarem-se a 11 de setembro de 2001 lembram-se de onde estavam nesse dia. Eu estava numa sala sobrelotada de doutorandos no Departamento de Física em Roma, a trabalhar num problema relacionado com a teoria de perturbações de buracos negros. Tinha visitado os EUA pela primeira vez em novembro do ano anterior. Como muitos turistas, decidi visitar o último andar das Torres Gémeas ("the top of the world") para admirar a vista. Nesse dia abri as notícias e vi os aviões a embater nas torres, depois a ligação à internet foi abaixo —demasiado tráfego. Pequenos grupos juntaram-se à porta do edifício do departamento de física para ouvir as notícias devastadoras através do rádio.

O dia 14 de setembro de 2015 foi uma data igualmente memorável, mas por uma razão feliz. Enquanto os detetores LIGO operavam em "modo de engenharia" —a fase formal de "observação" só estava prevista para começar três dias depois— a humanidade captou o primeiro sinal de ondas gravitacionais. As ondas emitidas por dois buracos negros que colidiram há cerca de 1,3 mil milhões de anos, numa altura em que a vida na Terra era sobretudo microbiana e a vida multicelular como hoje a conhecemos estava apenas a começar a surgir, produziram um deslocamento nos espelhos do LIGO inferior ao tamanho de um núcleo atómico– mas suficientemente grande para ser detetado [1].

A maioria dos cientistas que não eram membros da Colaboração LIGO-Virgo (eu incluído) souberam da deteção semanas ou meses mais tarde. Tal como no caso das Torres Gémeas, apostaria que a maioria se lembraria de onde estava quando ouviu a notícia pela primeira vez. Nessa altura, já há alguns anos que eu trabalhava com Michal Dominik, aluno de doutoramento de Chris Belczynski, que me veio visitar ao Mississippi. Estávamos a usar modelos de síntese populacional para prever taxas de fusão de buracos negros binários. Tínhamos chegado à conclusão de que a próxima campanha de observação dos detetores LIGO teria de detetar algumas fusões binárias, a menos que os modelos estivessem errados [2] (ver [3] para uma revisão). Depois começaram os rumores nas redes sociais. Os nossos colegas da LIGO-Virgo começaram a agir de forma muito reservada. O Chris e alguns amigos comuns do LIGO ficaram subitamente muito entusiasmados. Algo se passava, claramente.

O meu filho tinha dois anos na altura e a minha filha nasceu em dezembro de 2015, por isso tive muitas noites sem dormir nesses dias. Mas no dia 20 de janeiro de 2016, não dormi por outro motivo. Nessa data recebi um e-mail da Jessica Thomas com o assunto "Pedido urgente e confidencial dos editores da Physics e da PRL". Ao início pensei que me iam pedir para rever aquele artigo. Mas o e-mail dizia: "*Sou a editora da Physics, uma publicação online com notícias e comentários sobre artigos da PRL e da Physical Review. Estou a escrever-lhe, em confidência, porque o meu colega da PRL, Robert Garisto, alertou-me para um artigo muito entusiasmante relacionado com a busca por ondas gravitacionais que a revista espera receber amanhã. Assumindo que este artigo passe no rigor da revisão por pares, iremos certamente querer destacá-lo na Physics com um comentário Viewpoint. Estaria interessado em escrever esse comentário para nós?*" Claro que sim, estava!

No dia seguinte, verifiquei o email freneticamente, mas o "artigo muito entusiasmante" ainda não tinha chegado. Finalmente, encontrei-o na minha caixa de entrada poucos minutos antes da hora de ir buscar o meu filho à creche. Fiquei boquiaberto quando vi o agora famoso gráfico do sinal medido nos detetores de Hanford e Livingston (reproduzido na Figura 2 do Viewpoint [4]), e quase me atrasei para ir buscar o meu filho.

O "artigo muito entusiasmante" foi publicado a 11 de fe-

vereiro de 2016. Nesse dia, o site da PRL foi abaixo — demasiado tráfego. O comité Nobel tomou nota. A forma como observamos o Universo mudou para sempre.
Na década que se seguiu, aprendemos imenso sobre a astrofísica de binários compactos e sobre a própria gravidade —tanto a partir de eventos individuais, como da população total de sistemas binários em fusão.

Uma lista parcial de eventos individuais notáveis
Nos últimos dez anos, a rede LIGO-Virgo-KAGRA observou muitos eventos individuais notáveis. Cada um deles contribuiu para aprofundar —ou pôs em causa— a nossa compreensão da astrofísica dos objetos compactos. Esta é uma lista incompleta de alguns desses eventos e do que nos ensinaram.

GW150914 [1] foi a primeira deteção direta de ondas gravitacionais. Também provou que buracos negros astrofísicos com massa de aproximadamente 30 $M_\odot$ —muito mais massivos do que os buracos negros de massa estelar inferidos por observações eletromagnéticas até então— existem e se fundem.

GW151226 [5], o "Boxing Day event", é um sinal relativamente longo (~ 55 ciclos). Proporcionou a primeira medição, através de ondas gravitacionais, do spin de um buraco negro (pelo menos um dos componentes tem spin > 0,2) e de um desalinhamento de spins diferente de zero. Argumentos cinéticos indicam que o remanescente da fusão recebeu um impulso inicial de $v_{kick} \geq 50$ km/s [6].

GW170817 [7, 8] foi a primeira observação de uma fusão de estrelas de neutrões binárias. A sua associação com a explosão de raios gama GRB 170817A, detetado pelo Fermi-GBM 1,7 segundos após a coalescência, forneceu a primeira evidência direta de uma ligação entre fusões de estrelas de neutrões binárias e rajadas curtas de raios gama. Sinais transientes associados identificados no ultravioleta, ótico, infravermelho próximo, raios X e rádio confirmaram que o evento foi produzido pela fusão de duas estrelas de neutrões, seguida por uma curta rajada de raios gama e por uma quilonova/macronova alimentada pela decomposição radioativa de núcleos formados por processos r nas ejeções. Estas observações multi-mensageiras também provaram que elementos pesados, como o chumbo e o ouro, são criados nestas colisões.

GW190412 [9] provou que fusões de buracos negros podem envolver massas muito assimétricas (neste caso, ~ 30 $M_\odot$ e ~ 8 $M_\odot$). Este sistema é difícil de explicar tanto pela evolução isolada como pela formação dinâmica, e veio reforçar a ideia de que algumas fusões de buracos negros podem ocorrer em aglomerados estelares nucleares ou em núcleos galácticos ativos (AGNs).

GW190425 [10] é compatível com os componentes binários serem estrelas de neutrões, embora não se possa excluir, com base nos dados das ondas gravitacionais, a possibilidade de um ou ambos os componentes do sistema serem buracos negros. Se os componentes forem de facto estrelas de neutrões, este evento sugere que os sistemas binários de estrelas de neutrões podem ser sistematicamente mais massivos do que a população conhecida de estrelas de neutrões da nossa galáxia.

GW190521 [11] foi a fusão de buracos negros invulgarmente massivos: a massa do buraco negro primário está dentro da chamada "lacuna de massa superior", criada por processos de supernovas por instabilidade de pares (PISN/PPISN), onde, teoricamente, buracos negros não se deveriam formar por colapso estelar, e a massa do remanescente é de ~ 142 $M_\odot$ Este evento provou que essa lacuna pode ser preenchida e que buracos negros de massa intermédia existem no Universo.

GW190814 [12], com os seus componentes de (23+2,6) $M_\odot$ foi o evento com a razão de massas mais desigual alguma vez medida. Contém ou o buraco negro mais leve ou a estrela de neutrões mais massiva já descoberta num sistema binário de objetos compactos. O spin adimensional do buraco negro primário está fortemente limitado a ≤ 0,07. Modelos astrofísicos preveem que binários com razões de massa semelhantes à de GW190814 podem formar-se por diversos canais, mas é pouco provável que se tenham formado em enxames globulares. A combinação da razão de massas, das massas dos componentes e da taxa de fusão inferida para este evento desafia todos os modelos atuais de formação e distribuição de massas de binários compactos.

GW200105_162426 e GW200115_042309 [13] forneceram evidências de que estrelas de neutrões podem fundir-se com buracos negros, bem como os primeiros constrangimentos na taxa desses eventos.

GW200129 foi apontado como evidência de precessão orbital [14] (embora ver [15] para advertências relacionadas com a qualidade dos dados) e permitiu a primeira identificação de uma velocidade de impulso elevada para o remanescente, $v_{kick} \geq 698$ km/s com 90 % de credibilidade [16].

GW230529 [17], com massas dos componentes no intervalo [2,5;4,5] $M_\odot$e[1,2;2,0] $M_\odot$ com um nível de confiança de 90 %, mostrou que objetos compactos podem ocupar a hipotética "lacuna de massa inferior" que poderá separar as estrelas de neutrões mais massivas dos buracos negros mais leves —ou seja, a massa do primário é <5 $M_\odot$ com 90 % de credibilidade.

Dadas as estimativas atuais da massa máxima de uma estrela de neutrões, a interpretação mais provável desta fonte é uma coalescência entre uma estrela de neutrões e um buraco negro, onde o buraco negro tem uma massa entre a das estrelas de neutrões mais massivas e a dos buracos negros menos massivos observados na Galáxia.

GW231123 [18] apresenta as maiores massas individuais

observadas, ~ (140+100)$M_\odot$, e spins muito elevados, com um spin primário inferido de $\chi_1 \sim 0{,}9$. Algumas propriedades de GW231123 estão sujeitas a grandes incertezas sistemáticas, uma vez que os parâmetros inferidos variam consoante o modelo de onda gravitacional utilizado. O buraco negro primário situa-se dentro ou acima da lacuna de massa superior, entre 60 $M_\odot$ e130 $M_\odot$, onde os buracos negros deveriam ser raros devido ao mecanismo PISN/PPISN, enquanto o secundário abrange essa lacuna. Este evento sugere que, pelo menos, alguns buracos negros se devem formar através de canais além do colapso estelar convencional, e que buracos negros de massa intermédia, com ~ 200 $M_\odot$, podem formar-se por fusões hierárquicas [19–21].

GW250114 [22] é um "gémeo" do primeiro evento detetado, mas graças ao impressionante progresso experimental na década que lhe seguiu, é o sinal mais claro observado até agora, com uma relação sinal-ruído de rede de 80 nos dois detectores LIGO. Os dados pós-fusão são consistentes com o modo quadrupolar dominante da radiação e seu primeiro sobretom, o que permite o primeiro teste da natureza de buraco negro de Kerr do remanescente da fusão com base na "espectroscopia de buraco negro" [54–58]. Ao medir a massa e o spin dos progenitores e do remanescente com uma gama de análises que excluem até cinco dos ciclos de fusão mais fortes, este evento também confirmou a lei da área de Bekenstein-Hawking, também conhecida como a "segunda lei" da mecânica dos buracos negros, que afirma que a área total dos horizontes de eventos do buraco negro é proporcional à sua entropia e não pode diminuir com o tempo.

Propriedades da população astrofísica

No final da terceira campanha de observação (O3), temos um catálogo com cerca de 100 deteções de fusões [23]. As taxas de fusão de sistemas estrela de neutrões–estrela de neutrões e estrela de neutrões–buraco negro são estimadas nos intervalos [10; 1700] Gpc^{-3} ano^{-1} e [7,8; 140] Gpc^{-3} ano^{-1}, respetivamente, enquanto a taxa de fusão de buraco negro–buraco negro, para um desvio para o vermelho (*redshift*) de referência de $z = 0{,}2$, está no intervalo [17,9, 44] Gpc^{-3} ano^{-1} [24].

A forma do espectro de massas apresenta várias características interessantes, incluindo, possivelmente, um pico em torno de 10 $M_\odot$ e outro por volta de 35 $M_\odot$ [24]; a origem destes picos está em debate, sendo incerto se o segundo pico está relacionado com as instabilidades PISN/PPISN [25, 26].

Estas observações suscitam muitas questões que talvez possamos responder à medida que detetarmos mais binários com interferómetros mais sensíveis e modelos de ondas gravitacionais mais precisos (ver, por exemplo, [27] para uma revisão):

(i) Qual é a melhor interpretação do espectro de massas observado para buracos negros binários [28]? Quão bem conseguimos realmente observar esse espectro? Que massas devem ter os buracos negros que se fundem e será possível reconciliar as medições feitas por ondas gravitacionais com as medições eletromagnéticas?

(ii) Existem correlações entre os parâmetros binários observados? Em particular, fusões com massas mais desiguais têm spins efetivos maiores, como sugerido por uma análise estatística dos dados [29]? Se sim, porquê?

(iii) Os spins observados dos buracos negros parecem ser geralmente baixos. Trata-se de um efeito físico real ou são simplesmente mal determinados [30]?

(iv) Como evoluem as taxas de fusão e as propriedades dos binários com o desvio para o vermelho [31–33]? A distribuição dos spins efetivos alarga-se com o desvio para o vermelho, como algumas observações parecem sugerir —e, se sim, porquê [34–36]? Há indícios de ressonâncias entre o spin e a órbita na população [37], e será possível usá-las para inferir a história da formação dos binários [38–44]?

O catálogo O4 de eventos de ondas gravitacionais mais do que duplicará a amostra atual. À medida que descobrirmos mais sobre a população de binários compactos, algumas destas questões poderão encontrar respostas mais claras.

Testes da gravidade e da natureza dos objetos compactos

Estamos apenas a começar a usar as observações de ondas gravitacionais para responder a algumas das grandes questões da física. Será a relatividade geral a teoria correta da gravidade [45–47]?

Temos realmente a certeza de que os objetos compactos observados pela colaboração LIGO-Virgo-KAGRA são consistentes com as soluções de buracos negros no vácuo previstas pela relatividade geral [48]?

Têm sido feitas muitas especulações sobre possíveis assinaturas observacionais da gravidade quântica e de objetos compactos exóticos, mas todas as observações realizadas até agora pela colaboração LIGO-Virgo-KAGRA são compatíveis com a relatividade geral [49–53].

Os testes de “espectroscopia de buracos negros” [54–57], que exigem a medição de mais do que um modo de oscilação, ainda estão na sua infância [22]. Testes melhores vão requerer modelos precisos de não-linearidades em relatividade geral, e terão de levar em conta várias subtilezas na análise de dados [58].

Mais pedanticamente, precisamos de fazer o nosso trabalho de base e compreender melhor a emissão de ondas gravitacionais no âmbito da relatividade geral. O nosso conhecimento limitado das formas de onda gravitacionais já está a afetar a interpretação astrofísica de certos even-

tos, como o GW190521 [11] e o GW231123 [18]. Alguns eventos, como o GW200129_065458 [59], apresentam aparentes violações da relatividade geral que foram atribuídas a erros sistemáticos nos modelos de forma de onda (como modelação incorreta da precessão do spin) ou a problemas na qualidade dos dados.

Modelos de forma de onda mais precisos serão essenciais para testar a relatividade geral [60] e para medir parâmetros cosmológicos [61] num futuro próximo. Entre as causas potenciais que podem levar a uma identificação errada de uma violação da relatividade geral na era dos detetores de próxima geração incluem-se: ruído do detetor, sobreposição de sinais, lacunas nos dados, calibração dos detetores, imprecisão nos modelos das fontes, falhas na identificação da física relevante no modelo da fonte e do ambiente envolvente, identificação incorreta da fonte e modelação inadequada da população astrofísica [62].

O que nos reserva o futuro?

Como em todos os ramos da astronomia, a nossa capacidade de testar a gravidade forte, a natureza dos objetos compactos e os seus cenários de formação astrofísica dependerá da construção de uma vasta rede de detetores sensíveis, tanto na Terra como no espaço. O programa científico do Einstein Telescope [63], do Cosmic Explorer [64] e de interferómetros espaciais (como o LISA [65], TianQin [66] ou Taiji [67]) é excecional. Uma lista parcial de possibilidades para expandir o alcance em frequência e amplitude das experiências atuais inclui detetores de alta frequência [68, 69], futuros detetores deciHz [70], mHz [71] ou μHz [72] no espaço, detetores lunares [73–76], e experiências com interferometria atómica, como MAGIS [77], AION [78] e AEDGE [79]. Apesar do clima difícil de financiamento, o futuro (gravitacional) é promissor.

Referências

[1] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. Lett. 116, 061102 (2016), arXiv:1602.03837 [gr-qc].
[2] M. Dominik, E. Berti, R. O'Shaughnessy, I. Mandel, K. Belczynski, C. Fryer, D. E. Holz, T. Bulik, and F. Pannarale, Astrophys. J. 806, 263 (2015), arXiv:1405.7016 [Astro-ph.HE].
[3] I. Mandel and F. S. Broekgaarden, Living Rev. Rel. 25, 1 (2022), arXiv:2107.14239 [astro-ph.HE].
[4] E. Berti, APS Physics 9, 17 (2016), arXiv:1602.04476 [gr-qc].
[5] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. Lett. 116, 241103 (2016), arXiv:1606.04855 [gr-qc].
[6] R. O'Shaughnessy, D. Gerosa, and D. Wysocki, Phys. Rev. Lett. 119, 011101 (2017), arXiv:1704.03879 [astro-ph.HE].
[7] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. Lett. 119, 161101 (2017), arXiv:1710.05832 [gr-qc].
[8] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo, Fermi GBM, INTEGRAL, IceCube, AstroSat Cadmium Zinc Telluride Imager Team, IPN, Insight-Hxmt, ANTARES, Swift, AGILE Team, 1M2H Team, Dark Energy Camera GW-EM, DES, DLT40, GRAWITA, Fermi-LAT, ATCA, ASKAP, Las Cumbres Observatory Group, OzGrav, DWF (Deeper Wider Faster Program), AST3, CAASTRO, VINROUGE, MASTER, J-GEM, GROWTH, JAGWAR, CaltechNRAO, TTU-NRAO, NuSTAR, Pan-STARRS, MAXI Team, TZAC Consortium, KU, Nordic Opti- cal Telescope, ePESSTO, GROND, Texas Tech University, SALT Group, TOROS, BOOTES, MWA, CALET, IKI-GW Follow-up, H.E.S.S., LOFAR, LWA, HAWC, Pierre Auger, ALMA, Euro VLBI Team, Pi of Sky, Chandra Team at McGill University, DFN, ATLAS Telescopes, High Time Resolution Universe Survey, RIMAS, RATIR, SKA South Africa/MeerKAT), As- trophys. J. Lett. 848, L12 (2017), arXiv:1710.05833 [astro-ph.HE].
[9] R. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. D 102, 043015 (2020), arXiv:2004.08342 [astro-ph.HE].
[10] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Astrophys. J. Lett. 892, L3 (2020), arXiv:2001.01761 [astro-ph.HE].
[11] R. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. Lett. 125, 101102 (2020), arXiv:2009.01075 [gr-qc].
[12] R. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Astrophys. J. Lett. 896, L44 (2020), arXiv:2006.12611 [astro-ph.HE].
[13] R. Abbott et al. (LIGO Scientific, KAGRA, VIRGO), Astrophys. J. Lett. 915, L5 (2021), arXiv:2106.15163 [astro-ph.HE].
[14] M. Hannam et al., Nature 610, 652 (2022), arXiv:2112.11300 [gr-qc].
[15] E. Payne, S. Hourihane, J. Golomb, R. Udall, D. Davis, and K. Chatziioannou, Phys. Rev. D 106, 104017 (2022), arXiv:2206.11932 [gr-qc].
[16] V. Varma, S. Biscoveanu, T. Islam, F. H. Shaik, C.-J. Haster, M. Isi, W. M. Farr, S. E. Field, and S. Vitale, Phys. Rev. Lett. 128, 191102 (2022), arXiv:2201.01302 [astro-ph.HE].
[17] A. G. Abac et al. (LIGO Scientific, KAGRA, VIRGO), Astrophys. J. Lett. 970, L34 (2024), arXiv:2404.04248 [astro-ph.HE].
[18] R. Abbott et al. (KAGRA, VIRGO, LIGO Scientific), (2025), arXiv:2507.08219 [astro-ph.HE].
[19] D. Gerosa and E. Berti, Phys. Rev. D 95, 124046 (2017), arXiv:1703.06223 [gr-qc].
[20] M. Fishbach, D. E. Holz, and B. Farr, Astrophys. J. Lett. 840, L24 (2017), arXiv:1703.06869 [astro-ph.HE].
[21] D. Gerosa and M. Fishbach, Nature Astron. 5, 749 (2021), arXiv:2105.03439 [astro-ph.HE].
[22] A. G. Abac et al. (LIGO Scientific, KAGRA, Virgo), Phys. Rev. Lett. 135, 111403 (2025), arXiv:2509.08054 [gr-qc].
[23] R. Abbott et al. (KAGRA, VIRGO, LIGO Scientific), Phys. Rev. X 13, 011048 (2023), arXiv:2111.03634 [astro-ph.HE].
[24] R. Abbott et al. (KAGRA, VIRGO, LIGO Scientific), Phys. Rev. X 13, 041039 (2023), arXiv:2111.03606 [gr-qc].
[25] A. M. Farah, B. Edelman, M. Zevin, M. Fishbach, J. M. Ezquiaga, B. Farr, and D. E. Holz, Astrophys. J. 955, 107 (2023), arXiv:2301.00834 [astro-ph.HE].
[26] S. K. Roy, L. A. C. van Son, and W. M. Farr, (2025), arXiv:2507.01086 [astro-ph.HE].
[27] T. A. Callister, (2024), arXiv:2410.19145 [astro-ph.HE].
[28] I. Mandel, in 59th Rencontres de Moriond on Gravitation: Moriond 2025 Gravitation (2025) arXiv:2506.01507 [astro-ph.HE].
[29] T. A. Callister, C.-J. Haster, K. K. Y. Ng, S. Vitale, and W. M. Farr, Astrophys. J. Lett. 922, L5 (2021), arXiv:2106.00521 [astro-ph.HE].
[30] T. A. Callister, S. J. Miller, K. Chatziioannou, and W. M. Farr, Astrophys. J. Lett. 937, L13 (2022), arXiv:2205.08574 [astro-ph.HE].
[31] L. A. C. van Son, S. E. de Mink, T. Callister, S. Justham, M. Renzo, T. Wagg, F. S. Broekgaarden, F. Kummer, R. Pakmor, and I. Mandel, Astrophys. J. 931, 17 (2022), arXiv:2110.01634 [astro-ph.HE].
[32] S. Rinaldi, W. Del Pozzo, M. Mapelli, A. Lorenzo-Medina, and T. Dent, Astron. Astrophys. 684, A204 (2024), arXiv:2310.03074 [astro-ph.HE].
[33] M. Lalleman, K. Turbang, T. Callister, and N. van Remortel, Astron. Astrophys. 698, A85 (2025), arXiv:2501.10295 [astro-ph.HE].
[34] S. S. Bavera, M. Fishbach, M. Zevin, E. Zapartas, and T. Fragos, Astron. Astrophys. 665, A59 (2022), arXiv:2204.02619 [astro-ph.HE].
[35] S. Biscoveanu, T. A. Callister, C.-J. Haster, K. K. Y. Ng, S. Vitale, and W. M. Farr, Astrophys. J. Lett. 932, L19 (2022), arXiv:2204.01578 [astro-ph.HE].
[36] C. S. Ye and M. Fishbach, Astrophys. J. 967, 62 (2024), arXiv:2402.12444 [astro-ph.HE].
[37] V. Varma, S. Biscoveanu, M. Isi, W. M. Farr, and S. Vitale, Phys. Rev. Lett. 128, 031101 (2022), arXiv:2107.09693 [astro-ph.HE].
[38] D. Gerosa, M. Kesden, E. Berti, R. O'Shaughnessy, and U. Sperhake, Phys. Rev. D 87, 104028 (2013), arXiv:1302.4442 [gr-qc].
[39] D. Gerosa, R. O'Shaughnessy, M. Kesden, E. Berti, and U. Sperhake, Phys. Rev. D 89, 124025 (2014), arXiv:1403.7147 [gr-qc].
[40] M. Kesden, D. Gerosa, R. O'Shaughnessy, E. Berti, and U. Sperhake, Phys. Rev. Lett. 114, 081103 (2015), arXiv:1411.0674 [gr-qc].
[41] D. Gerosa, M. Kesden, U. Sperhake, E. Berti, and R. O'Shaughnessy, Phys. Rev. D 92, 064016 (2015), arXiv:1506.03492 [gr-qc].
[42] D. Gerosa, E. Berti, R. O'Shaughnessy, K. Belczynski, M. Kesden, D. Wysocki, and W. Gladysz, Phys. Rev. D 98, 084036 (2018), arXiv:1808.02491 [astro-ph.HE].
[43] D. Gangardt, N. Steinle, M. Kesden, D. Gerosa, and E. Stoikos, Phys. Rev. D 103, 124026 (2021), arXiv:2103.03894 [gr-qc].
[44] D. Gangardt, D. Gerosa, M. Kesden, V. De Renzis, and N. Steinle, Phys. Rev. D 106, 024019 (2022), [Erratum: Phys.Rev.D 107, 109901 (2023)], arXiv:2204.00026 [gr-qc].
[45] C. M. Will, Living Rev. Rel. 17, 4 (2014), arXiv:1403.7377 [gr-qc].
[46] E. Berti et al., Class. Quant. Grav. 32, 243001 (2015), arXiv:1501.07274 [gr-qc].
[47] N. Yunes, X. Siemens, and K. Yagi, Living Rev. Rel. 28, 3 (2025).
[48] V. Cardoso and P. Pani, Living Rev. Rel. 22, 4 (2019), arXiv:1904.05363 [gr-qc].
[49] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. Lett. 116, 221101 (2016), [Erratum: Phys.Rev.Lett. 121, 129902 (2018)], arXiv:1602.03841 [gr-qc].
[50] N. Yunes, K. Yagi, and F. Pretorius, Phys. Rev. D 94, 084002 (2016), arXiv:1603.08955 [gr-qc].
[51] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. D 100, 104036 (2019), arXiv:1903.04467 [gr-qc].
[52] R. Abbott et al. (LIGO Scientific, Virgo), Phys. Rev. D 103, 122002 (2021), arXiv:2010.14529 [gr-qc].
[53] R. Abbott et al. (LIGO Scientific, VIRGO, KAGRA), (2021), arXiv:2112.06861 [gr-qc].
[54] S. L. Detweiler, Astrophys. J. 239, 292 (1980).
[55] O. Dreyer, B. J. Kelly, B. Krishnan, L. S. Finn, D. Garrison, and R. Lopez-Aleman, Class. Quant. Grav. 21, 787 (2004), arXiv:gr-qc/0309007.
[56] E. Berti, V. Cardoso, and C. M. Will, Phys. Rev. D 73, 064030 (2006), arXiv:gr-qc/0512160.
[57] E. Berti, V. Cardoso, and A. O. Starinets, Class. Quant. Grav. 26, 163001 (2009), arXiv:0905.2975 [gr-qc].
[58] E. Berti et al., (2025), arXiv:2505.23895 [gr-qc].
[59] E. Maggio, H. O. Silva, A. Buonanno, and A. Ghosh, Phys. Rev. D 108, 024043 (2023), arXiv:2212.09655 [gr-qc].
[60] R. S. Chandramouli, K. Prokup, E. Berti, and N. Yunes, Phys. Rev. D 111, 044026 (2025), arXiv:2410.06254 [gr-qc].
[61] A. Dhani, J. Gair, and A. Buonanno, (2025), arXiv:2507.11278 [gr-qc].
[62] A. Gupta et al., (2024), arXiv:2405.02197 [gr-qc].
[63] A. Abac et al., (2025), arXiv:2503.12263 [gr-qc].
[64] M. Evans et al., (2023), arXiv:2306.13745 [astro-ph.IM].
[65] M. Colpi et al. (LISA), (2024), arXiv:2402.07571 [astro-ph.CO].
[66] J. Luo et al. (TianQin), Class. Quant. Grav. 33, 035010 (2016), arXiv:1512.02076 [astro-ph.IM].
[67] W.-R. Hu and Y.-L. Wu, Natl. Sci. Rev. 4, 685 (2017).
[68] K. Ackley et al., Publ. Astron. Soc. Austral. 37, e047 (2020), arXiv:2007.03128 [astro-ph.HE].
[69] N. Aggarwal et al., (2025), arXiv:2501.11723 [gr-qc].
[70] M. A. Sedda et al., Class. Quant. Grav. 37, 215011 (2020), arXiv:1908.11375 [gr-qc].
[71] V. Baibhav et al., Exper. Astron. 51, 1385 (2021), arXiv:1908.11390 [astro-ph.HE].
[72] A. Sesana et al., Exper. Astron. 51, 1333 (2021), arXiv:1908.11391 [astro-ph.IM].
[73] R. T. Stebbins and P. L. Bender, in Physics and Astrophysics from a Lunar Base, AIP Conf. Proc., Vol. 202, edited by A. E. Potter and T. L. Wilson (AIP, 1990) pp. 188–204.
[74] A. Cozzumbo, B. Mestichelli, M. Mirabile, L. Paiella, J. Tissino, and J. Harms, (2023), arXiv:2309.15160 [astro-ph.IM].
[75] K. Jani and A. Loeb, (2020), 10.1088/1475-7516/2021/06/044, arXiv:2007.08550 [gr-qc].
[76] P. Ajith et al., JCAP 01, 108 (2025), arXiv:2404.09181 [gr-qc].
[77] M. Abe et al. (MAGIS-100), Quantum Sci. Technol. 6, 044003 (2021), arXiv:2104.02835 [physics.atom-ph].
[78] L. Badurina et al., JCAP 05, 011 (2020), arXiv:1911.11755 [astro-ph.CO].
[79] Y. A. El-Neaj et al. (AEDGE), EPJ Quant. Technol. 7, 6 (2020), arXiv:1908.00802 [gr-qc].



A investigação de Emanuele Berti centra-se em buracos negros, estrelas de neutrões, astronomia de ondas gravitacionais e testes de relatividade geral. Após o seu doutoramento pela Universidade de Roma, ocupou cargos de pós-doutoramento na Universidade Aristóteles de Salónica, no Instituto de Astrofísica de Paris, na Universidade Washington em Saint Louis e no JPL/Caltech. Ingressou no corpo docente da Universidade do Mississippi em 2009 e mudou-se para a Universidade Johns Hopkins em 2018. Berti desempenhou as funções de chefe da Divisão de Física Gravitacional da Sociedade Americana de Física (APS) e de presidente da Sociedade Internacional de Relatividade Geral e Gravitação (ISGRG). É membro da APS e da ISGRG, e recebeu o Prémio APS Richard A. Isaacson 2023 em Ciência de Ondas Gravitacionais. A sua investigação foi apoiada por prémios da National Science Foundation, NASA, Templeton Foundation e Simons Foundation.

notícias

Três Menções Honrosas para a equipa Portuguesa nas Olimpíadas Internacionais de Física-IPhO2025, Paris

Chegaram ao fim as 55.ª Olimpíadas Internacionais de Física (IPhO), que decorreram de 18 a 24 de julho em Paris. Esta competição, onde jovens estudantes pré-universitários demonstram os seus conhecimentos numa ampla gama de tópicos de Física, contou este ano com a participação de 406 estudantes finalistas do ensino secundário oriundos de 94 países.

A delegação portuguesa contou com a participação dos alunos Gustavo de Sousa (Colégio de Nossa Senhora da Bonança, Vila Nova de Gaia), João Pedro Neves (ES Lima-de-Faria, Cantanhede), Pedro Mazêda (ES Alves Martins, Viseu), Ricardo Prata (ES Alves Martins, Viseu) e Tiago de Oliveira (EBS de Ourém), tendo conquistado três menções honrosas pelas prestações do Gustavo, Ricardo e Tiago nas longas e difíceis provas experimental e teórica. O aluno Hyeokjoon Lee, proveniente da Coreia do Sul, foi o vencedor absoluto da prova, tendo obtido a melhor classificação de entre os participantes.

Não faltando à tradição, as provas desta IPhO abordaram interessantes problemas de Física. Na parte teórica os alunos exploraram os mistérios da matéria escura, viajando da escala quântica à escala galáctica, juntando informação sobre as linhas espectrais do hidrogénio e o movimento dos corpos celestes para perceber se a matéria escura existe ou se a teoria da relatividade de Einstein deve ser reformulada. Exploraram ainda o funcionamento do relógio de Cox, um relógio automático desenhado no Séc. XVIII que usaria como fonte de energia variações da pressão atmosférica; e a complexa dinâmica das bolhas em bebidas gaseificadas, em honra ao famoso espumante da região de Champagne. A prova experimental focou-se na medição do campo magnético terrestre e na formação de crateras por impactos de meteoritos.

Os líderes de equipa que acompanharam a delegação portuguesa a Paris, Pedro Borlido e Sagar Pratapsi, notam que as provas foram bem recebidas pelas delegações dos 94 países, apesar de se manter a tendência dos últimos anos para a crescente dificuldade destas. Isto verificou-se em particular numa das provas experimentais, que requeria uma "grande imaginação" na utilização dos aparelhos de medida e onde apenas uma pequena fracção dos alunos conseguiu qualquer pontuação.

Apesar deste panorama, Portugal tem mantido uma pre-



A delegação portuguesa da IPhO. Da esquerda para a direita: Sagar Pratapsi, Tiago Oliveira, Gustavo Sousa, Ricardo Prata, João Pedro Neves, Pedro Mazêda, Pedro Borlido.

stação consistente graças ao esforço nas sessões de preparação que decorrem na escola Quark! da Universidade de Coimbra, ao esforço das escolas e, claro, ao trabalho árduo dos alunos, que apenas foram expostos a muitos dos tópicos abordados nas provas durante o curto processo de preparação para estas Olimpíadas. Infelizmente, e ao contrário do que sucede noutros países como China, Alemanha e Brasil, o currículo reduzido do nosso ensino secundário, a inexistência de verdadeiro trabalho experimental na maioria das escolas e a falta de apoios limita os resultados que Portugal poderia certamente obter nas Olimpíadas de Física (e também das outras ciências exactas).

A edição de 2026 das IPhO será organizada pela Colômbia, na cidade de Bucaramanga. A participação da delegação portuguesa nas IPhO é promovida pela Sociedade Portuguesa de Física com o patrocínio do Ministério da Educação, Ciência e Inovação e da Agência Ciência Viva. O treino da equipa decorreu no Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, integrado nas atividades da escola Quark! de Física para jovens.

Prémios MEDEA|16, edição de 2024/2025

No passado dia 8 de setembro, no Instituto de Educação - Alameda da Universidade, em Lisboa, decorreu a cerimónia de entrega dos prémios relativos à 16.ª edição do projeto MEDEA, uma iniciativa conjunta da Sociedade Portuguesa de Física e da REN – Redes Energéticas Nacionais, destinada a promover o conhecimento da Física e o estudo dos campos eletromagnéticos (https://medea.spf.pt/). Em seguida, apresentamos as equipas vencedoras e os respetivos depoimentos relativos à participação no projeto MEDEA. Muitos parabéns a todos.

1º lugar
Nome: Watts happening?
Escola: CAISL - Carlucci American International School of Lisbon
Professora: Edite Briosa
Alunos (todos do 11º ano): Jiang Song Ren, Mikhail Kuznetsov, Sofia Golubovski e Tomás Catarino

Sobre o nosso trabalho
Ao estudar os campos eletromagnéticos de baixa frequência percebemos que estão em todo o lado à nossa volta. Decidimos investigar os campos criados pelo transformador que está instalado numa das entradas da nossa escola, já que os transformadores estão presentes em muitos lados. Descobrimos que os valores medidos não são preocupantes do ponto de vista da saúde das pessoas. Do ponto de vista científico foi interessante ver como a vida real e os modelos científicos se sobrepõem de forma extraordinária!



Menção Honrosa
Nome: Boeing
Escola: Escola Secundária Eça de Queirós, Póvoa de Varzim
Professor: Carlos Rodrigues
Alunos (todos do 12º ano): Inês Carvalho, Gonçalo Alves, Pedro Pinheiro, Pedro Santos e Salvador Bastos.

Resumo do nosso trabalho:
No âmbito do projeto MEDEA da Sociedade Portuguesa de Física (SPF), os alunos desenvolveram um trabalho de investigação centrado na medição de campos magnéticos de baixa intensidade. O estudo envolveu a realização de medições experimentais, seguidas de tratamento gráfico dos dados recolhidos, permitindo analisar e interpretar os resultados de forma rigorosa. O trabalho culminou na elaboração de um poster científico e na produção de um vídeo ilustrativo, no qual foi registada uma das experiências realizadas, tornando o processo de investigação mais acessível e comunicável.





Ajude a Sociedade Portuguesa de Física. Faça-se Sócio !
Formulário de Inscrição (preencher e enviar para morada da Sociedade Portuguesa de Física, abaixo)
Formulário de inscrição também em https://www.spf.pt/adesao

Nome Completo: _____

Data de Nascimento: ___/___/_____

Morada: _____

Cód. Postal: _____-____ Localidade: _____

N. Contribuinte: _____ País: _____

Telefone: _____ E-mail: _____

Habilitações Literárias: _____ Ano de obtenção grau. _____

Instituição Ensino: _____

Profissão: _____ Cargo: _____ Categoria: _____

Empresa/Instituição: _____

Morada: _____ Cód. Postal: _____-____ _____

Correspondência: □ Casa □ Trabalho; Delegação: □ Norte □ Centro □ Sul e Ilhas

Divisões/Secções/Grupos

SPF	EPS
□ Educação □ Física Atómica e Molecular □ Física da Matéria Condensada □ Física de Plasmas □ Física Médica □ Física Nuclear □ Meteorologia, Geofísica e Oceanografia □ Ótica e Lasers □ Física de Partículas □ História da Física □ Física Aplicada à Engenharia □ Física em Empresa	□ Grupo - Physics Education □ Grupo - History of Physcs □ Grupo - Experimental Physics Control Systems □ Grupo - Computational Physics □ Grupo - Accelerators □ Grupo - Physics for development □ Astrophysics - Solar Physics □ Atomic and Molecular Physics - Atomic Spectroscopy (EGAS) □ Atomic and Molecular Physics - Chemical Physics □ Atomic and Molecular Physics - Electronic and Atomic Colisions □ Atomic and Molecular Physics - Molecular Physics □ Condensed Matter - Surfaces and Interfaces □ Condensed Matter - Liquids □ Condensed Matter - Low Temperature Physics □ Condensed Matter - Macromolecular Physics □ Condensed Matter - Magnetism □ Condensed Matter - Semiconductors and Insolators □ Condensed Matter - Metals □ High Energy and Particle Physics □ Nuclear Physics □ Plasma Physics □ Quantum Electronics and Optics

Valor anual da quota

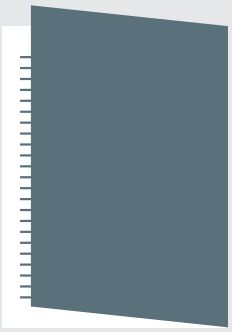
Sócio Efetivo	40,00 EUR
Sócio Efetivo - web (acesso online à Gazeta de Física)	30,00 EUR
Sócio Estudante	20,00 EUR
Sócio Estudante - web (acesso online à Gazeta de Física)	10,00 EUR
Sócio Cônjuge - web (acesso online à Gazeta de Física)	10,00 EUR
Sócio Coletivo Escola (Escolas Básicas e Secundárias)	40,00 EUR
Sócio Coletivo Empresa, Departamentos e Centros de Investigação	200,00 EUR

Modos de Pagamento das quotas
IBAN: PT50 0033 0000 0008 5208 9720 5 (Millennium Bcp)
Cheque/vale postal
Sociedade Portuguesa de Física
Av. da República, 45, 3ESQ - 1050-187 LISBOA
+351 217993665 / 964531520

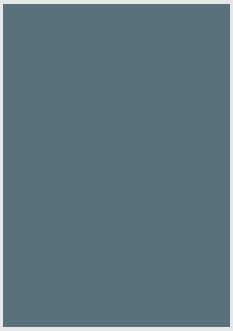
TABELA PUBLICIDADE GAZETA DE FÍSICA



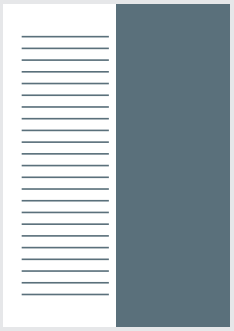
1 - Verso Capa

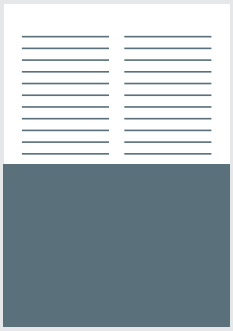


2 - Contracapa

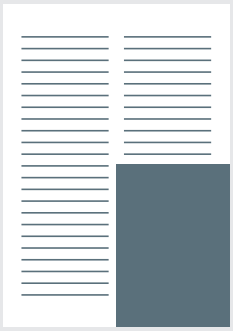


3 - Página



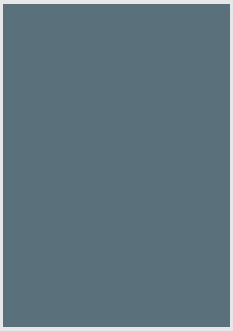


4 - 1/2 Página



5 - 1/4 Página





6 - Destacável/folha



7 - Rodapé

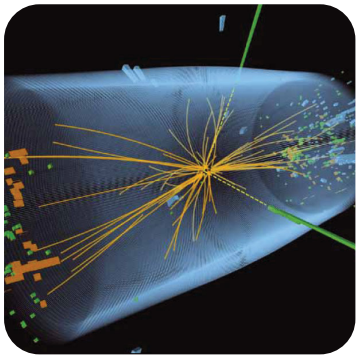
Tabela (acresce IVA)

1 - 1 500,00 €
2 - 2 000,00 €
3 - 800,00 €
4 - 600,00 €
5 - 400,00 €
6 - 1 500,00 €
7 - 100,00 €

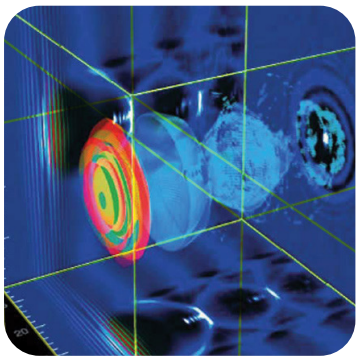
Descontos
Sócios coletivos - 20 %
Quantidade
2 x 20 % | 3 x 30 % | 4 x 40 %
Tiragem: 3000 exemplares
Consulta online 15000 (C/CPLP)
Facebook ~40000 (C/CPLP)

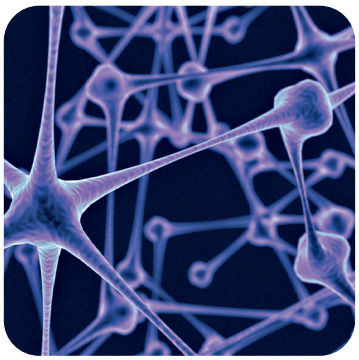
GAZETA DA física

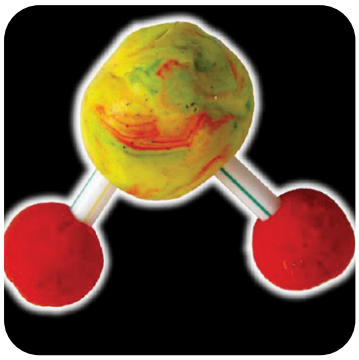
Para os físicos e amigos da física.
WWW.GAZETADEFISICA.SPF.PT





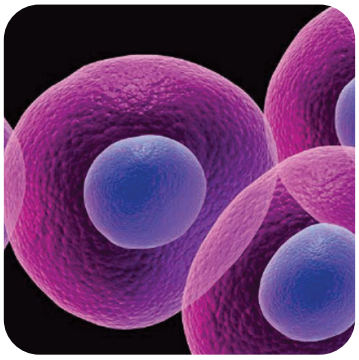












CONTACTOS:

Sociedade Portuguesa de Física
Av. Prof. Gama Pinto, nº 2 | 1649-003 Lisboa
Telef.: 217 993 665 | spf@spf.pt

EXpT

SISTEMAS DE ENSINO E PESQUISA PARA LABORATORIO

www.expt.pt
info@expt.pt
+351 927 631 786

EXpT exclusive distributor of PHYWE in Portugal presents some of the Nobel Prize experiments

X - ray





Specific charge





XR 4.0 expert unit, 35 kV

Item no.: 09057-99

The PHYWE X-ray unit offers you a precise and safe demonstration of the penetration of matter by X-rays, a ground-breaking concept that Röntgen discovered in 1895 and for which he was awarded the Nobel Prize in 1901.

Learning objectives:

- Structural analysis
- Characteristic radiation
- Bragg reflection
- Radiology
- Dosimetry
- Computed tomography



Specific charge of the electron - e/m

Item no.: P2510200

With the PHYWE e/m experimental setup, you can experimentally determine the specific electron charge based on Thomson's discovery in 1897, which brought him the Nobel Prize in 1906.

Learning objectives:

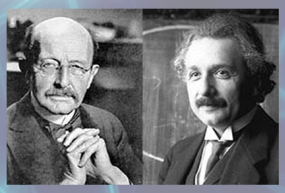
- Cathode rays
- Lorentz force
- Electron in crossed fields
- Electron mass
- Electron charge

Michelson interferometer





Planck's quantum of action





Michelson interferometer - High Resolution

P2220911

The Michelson interferometer, an innovation from the 1880s, enables high-precision measurements of the smallest changes in path length.

Applications include, for example, the Michelson-Morley experiment and gravitational wave detection.

Michelson was honoured with the Nobel Prize for this in 1907.

Learning objectives:

- Interference
- Wavelength
- Diffraction index
- Speed of light
- Phase
- Virtual light source

Planck's "quantum of action" and photoelectric effect

Item no.: P2510402

The PHYWE experimental set-up for Planck's radiation formula enables the demonstration of Planck's quantum theory, which was introduced in 1900 and for which he was awarded the Nobel Prize in 1918.

Albert Einstein received the Nobel Prize in 1921 for his explanation of the photoelectric effect, which is closely linked to Planck's quantum hypothesis.

Learning objectives:

- External photoelectric effect
- Work function
- Absorption
- Photon energy
- Anode / Cathode