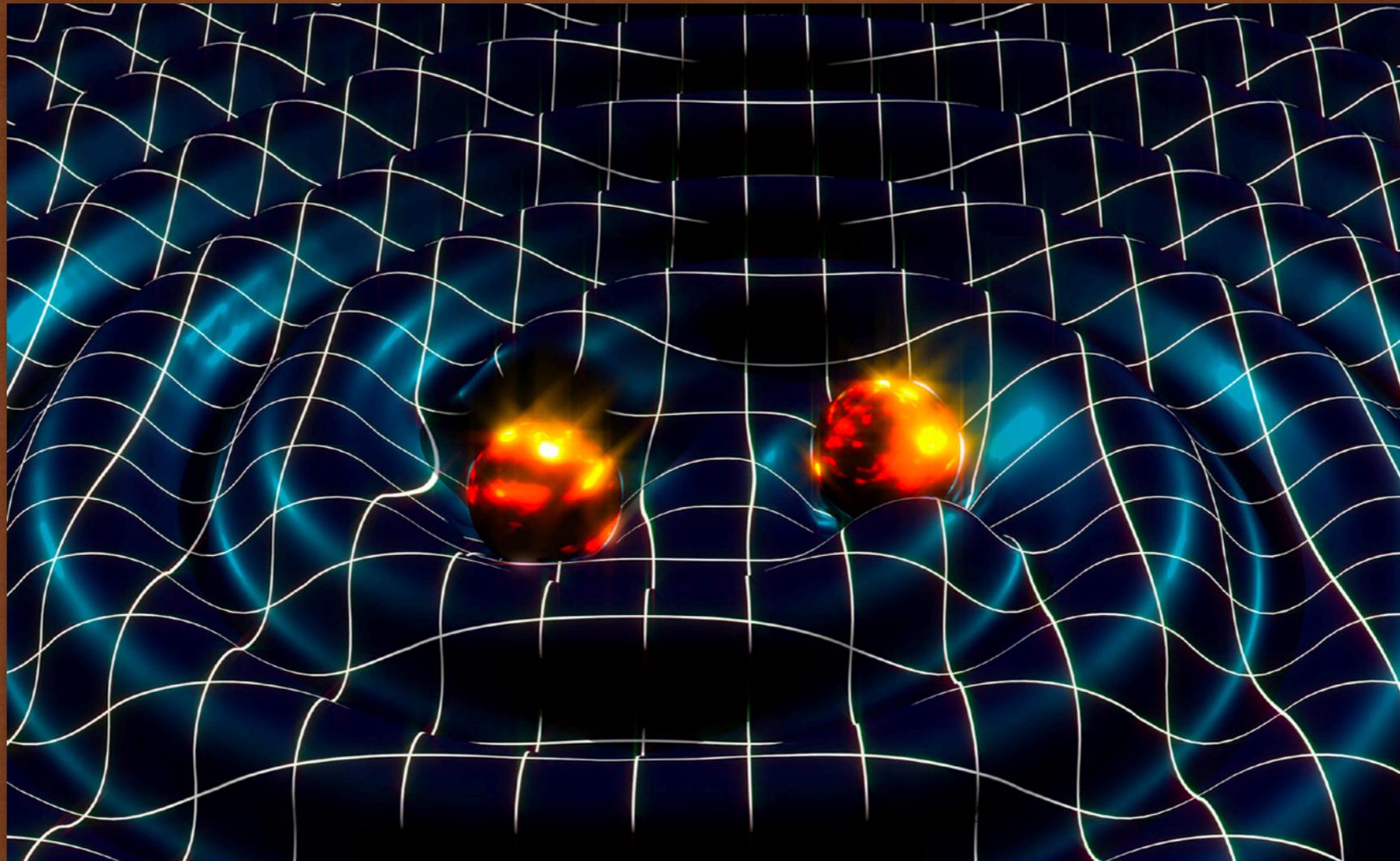


INTRODUÇÃO À



RELATIVIDADE

AULA 22 - 27/05/2020

- A geração de ondas gravitacionais
- A potência emitida por ondas gravitacionais
- O pulsar de Taylor-Hulse
- Detectores de ondas gravitacionais e a Kilonova GW170817
- **Leitura: Capítulo 7 do Carroll.**

GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Em quase todo lugar, e quase sempre, o universo é descrito aproximadamente pela métrica de Minkowski com *pequenas perturbações*:

$$g_{\mu\nu} \simeq \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad , \quad \text{onde } h_{\mu\nu} = h_{\nu\mu} = h_{\mu\nu}(t, x^i) \quad .$$

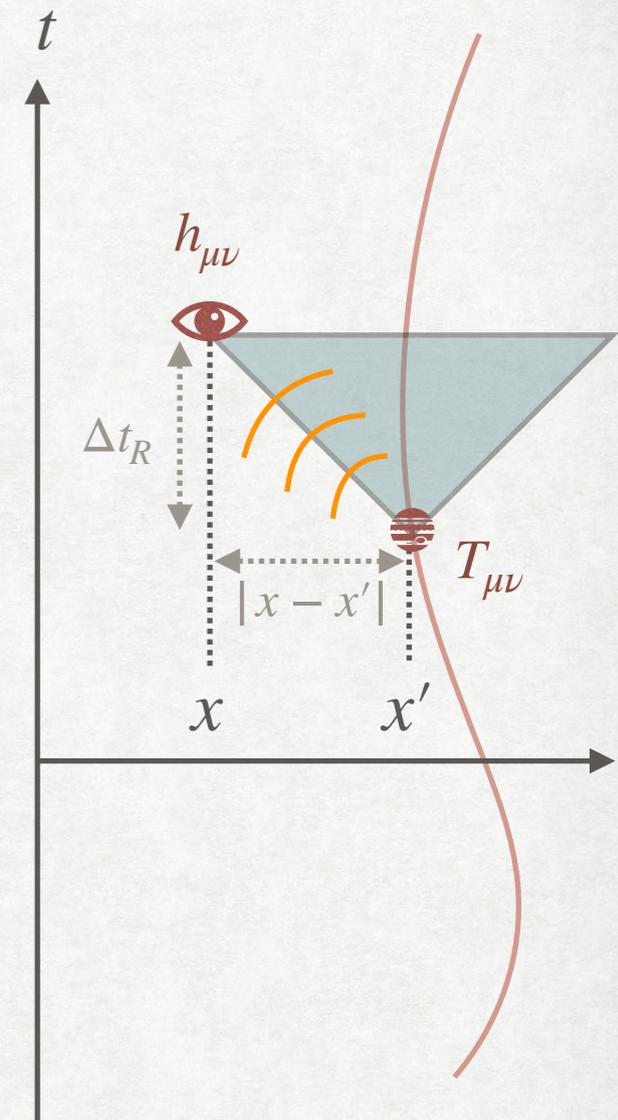
- As equações de Einstein $G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$, nesse *limite de campo fraco*, e no *gauge de Lorentz/harmônico*, se reduzem a:

$$G_{\mu\nu} \simeq -\frac{1}{2} \square \bar{h}_{\mu\nu} \simeq 8\pi G T_{\mu\nu} \quad , \quad \text{onde}$$

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h \quad , \quad \text{onde } h = h^\alpha_\alpha = \eta^{\alpha\beta} h_{\alpha\beta} \quad \text{e} \quad \partial_\alpha h^{\alpha\nu} = \frac{1}{2} \partial^\nu h$$

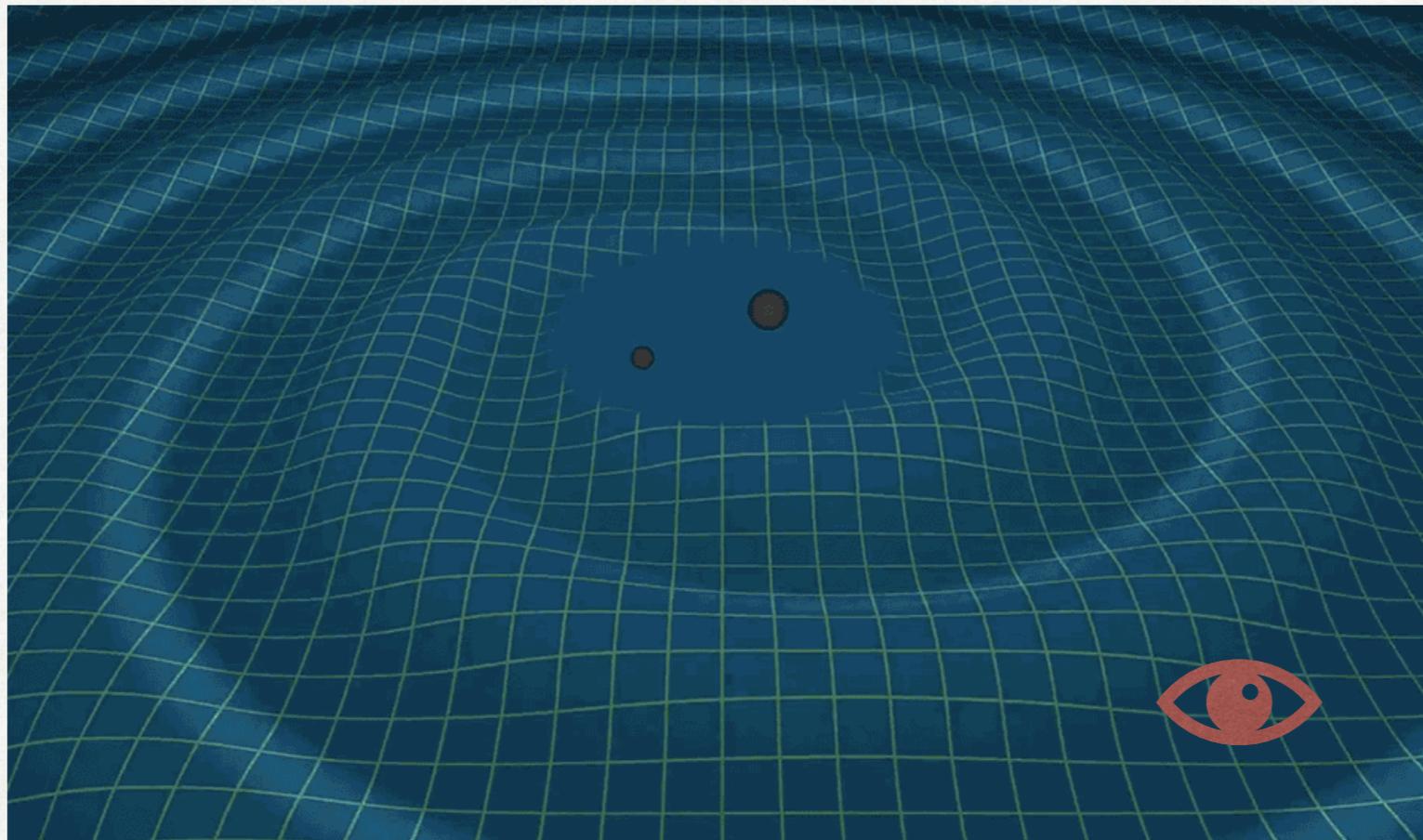
- A *solução* em termos da *Função de Green* para a Equação de Helmholtz acima ($\square F = S$) permite calcular os *campos* (perturbações da métrica) gerados pelas *fontes* (matéria) como:

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, \vec{x}) = 4G \int d^3x' \frac{T_{\mu\nu}(t - \Delta t_R, \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad , \quad \text{com } \Delta t_R = R = |\vec{x} - \vec{x}'|$$



GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Em particular, queremos entender como uma configuração dinâmica de matéria (p.ex., um sistema de massas aceleradas) é capaz de gerar ondas gravitacionais, e com que *amplitude*.



- Como as massas e suas velocidades/acelerações determinam as perturbações da métrica $h_{\mu\nu}$?

GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Claramente, as ondas gravitacionais devem depender da natureza das fontes.
- Assim como fazemos em problemas que envolvem a geração de radiação eletromagnética, podemos desenvolver as fontes (o tensor de energia-momento da matéria) em termos das diferentes dependências temporais:

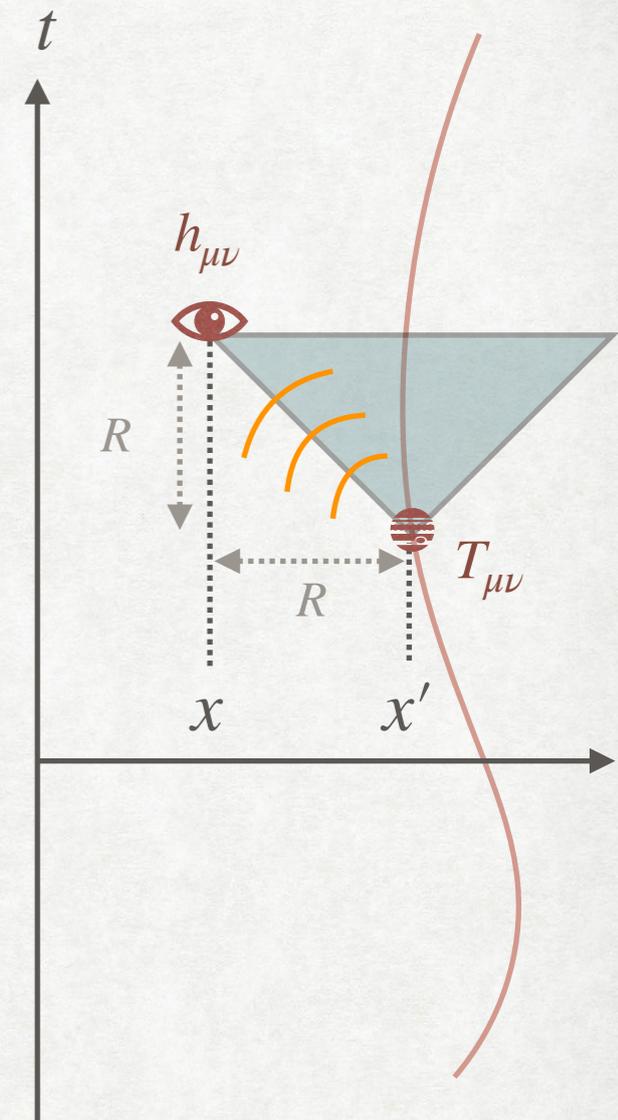
$$T_{\mu\nu}(t, \vec{x}) = \sum_{\omega} e^{-i\omega t} T_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) + \text{c.c.}$$

- Pelo princípio da superposição, nesse regime de campo fraco (até ordem linear nas perturbações da métrica), as soluções para as perturbações serão uma soma sobre essas frequências:

$$h_{\mu\nu}(t, \vec{x}) = \sum_{\omega} e^{-i\omega t} h_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) + \text{c.c.}, \quad \text{onde agora podemos}$$

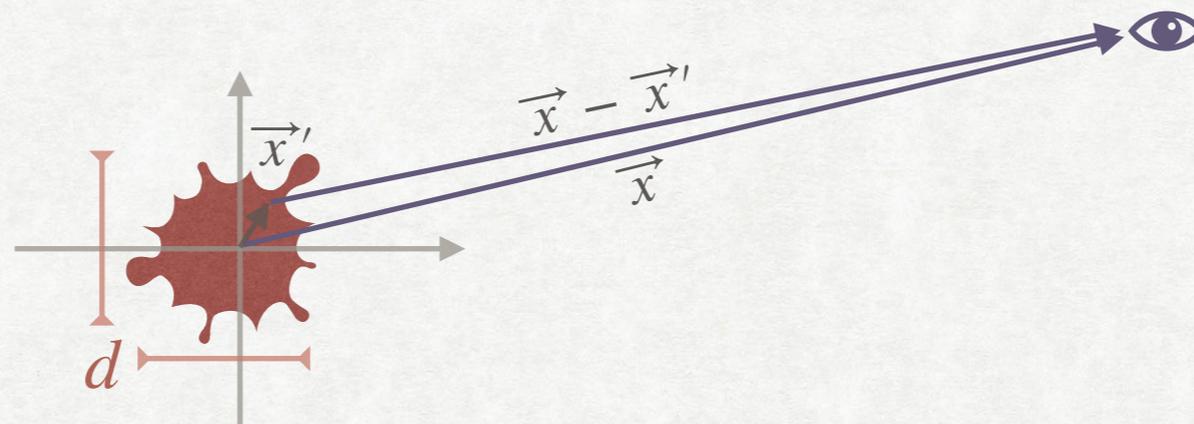
escrever:

$$e^{-i\omega t} \bar{h}_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) = 4G \int d^3x' \frac{e^{-i\omega(t-R)} T_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}')}{R}, \quad \text{com } R = |\vec{x} - \vec{x}'|$$



GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Vamos agora assumir que estamos observando essas ondas em uma região muito distante (isso é o que chamamos de "zona de radiação") comparada com as dimensões do nosso sistema.



Zona de radiação: $|\vec{x} - \vec{x}'| = R \gg d$, ou seja, $R \simeq r = |\vec{x}|$.

- Em outras palavras, estamos assumindo que a dependência de \vec{x}' que está embutida em R é sub-dominante dentro da integral. Assim, os termos contendo $R \simeq r$ saem para fora da integral, e ficamos com:

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) = 4G \frac{e^{i\omega R}}{R} \int d^3x' T_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}')$$

GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Note que o tensor de energia-momento não é totalmente livre, ele deve respeitar a lei de conservação:

$$D_\mu T^\mu{}_\nu = 0 \quad , \quad \text{o que no nosso caso se reduz a } \partial_\mu T^\mu{}_\nu = \partial^\mu T_{\mu\nu} \simeq 0 + \mathcal{O}(h^2)$$

- Quando expandimos esse tensor de energia-momento em termos das frequências temos:

$$\partial^\mu T_{0\nu} = \partial^0 T_{0\nu} + \partial^i T_{i\nu} = \partial^\mu \sum_\omega e^{-i\omega t} T_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) = 0$$

$$\Rightarrow (+i\omega)T_{0\nu}^{(\omega)} + \partial_i T_{i\nu}^{(\omega)} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad T_{0\nu}^{(\omega)} = \frac{i}{\omega} \partial_i T_{i\nu}^{(\omega)}$$

- Por sinal, note que estamos trabalhando no calibre (*gauge*) de Lorentz/harmônico, para o qual:

$$\partial_\mu h^\mu{}_\nu = \frac{1}{2} \partial_\nu h \quad , \quad \text{e com a definição } \bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h \quad , \quad \text{temos } \bar{h} = -h \quad .$$

Portanto a condição do gauge de Lorentz significa, para $\bar{h}_{\mu\nu}$, que $\partial_\mu \bar{h}^\mu{}_\nu = 0$.

- Ou seja, nesse calibre já temos que *automaticamente* os lados esquerdo e direito da solução:

$$e^{-i\omega t} \bar{h}_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) = 4G \int d^3x' \frac{e^{-i\omega(t-R)} T_{\mu\nu}^{(\omega)}(\vec{x}')}{R} \quad \text{satisfazem a condição de que } \partial^\mu(\dots) = 0 \quad .$$

GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Mas vamos retornar ao resultado da página anterior:

$$T_{0\nu}^{(\omega)} = \frac{i}{\omega} \partial_i T_{i\nu}^{(\omega)}$$

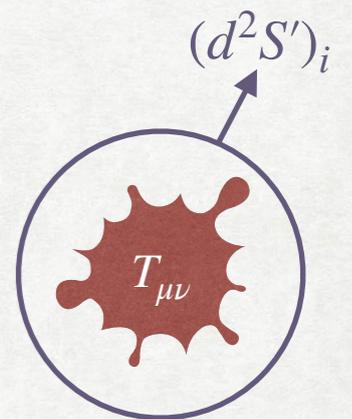
- Vamos substituir isso dentro da equação para $\bar{h}_{0\nu}^{(\omega)}$:

$$\bar{h}_{0\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) = 4G \frac{e^{i\omega R}}{R} \int d^3x' T_{0\nu}^{(\omega)}(\vec{x}') = 4G \frac{e^{i\omega R}}{R} \int d^3x' \frac{i}{\omega} \partial_i T_{i\nu}^{(\omega)}(\vec{x}')$$

- Mas o que temos dentro da integral é um divergente, portanto:

$$\bar{h}_{0\nu}^{(\omega)}(\vec{x}) = 4G \frac{e^{i\omega R}}{R} \frac{i}{\omega} \oint d^2S'_i T_{i\nu}^{(\omega)}(\vec{x}') \rightarrow 0$$

- Portanto, todas as componentes de $\bar{h}_{\mu\nu}$ com **qualquer** índice 0 se anulam: $\bar{h}_{0\nu} = \bar{h}_{\nu 0} = 0!$ (Note, entretanto, que as componentes $T_{0\nu}$ do tensor de energia-momento **não** necessariamente se anulam!)



GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Para as componentes espaciais vamos fazer algo parecido. O nosso objetivo é transformar a integral $\int d^3x T_{ij}^{(\omega)}(\vec{x})$ em algo mais "palatável", talvez relacionado à **densidade** de massa/energia $T_{00}^{(\omega)} = \rho^{(\omega)}$.
- Vamos começar notando que, devido à relação $T_{0\nu}^{(\omega)} = \frac{i}{\omega} \partial_i T_{i\nu}^{(\omega)}$ podemos escrever (esquecendo o " ω "):

$$T_{0\nu}^{(\omega)} = \frac{i}{\omega} \partial_i T_{i\nu}^{(\omega)}$$

$$\begin{aligned} \int d^3x T_{ij}^{(\omega)}(\vec{x}) &= \int d^3x \frac{1}{2} \left[\partial_k (x_i T_{kj} + x_j T_{ki}) + i\omega (x_i T_{0j} + x_j T_{0i}) \right] \\ &= \int d^3x \frac{i\omega}{2} (x_i T_{0j} + x_j T_{0i}) \end{aligned}$$

- Mas agora podemos usar novamente essa relação acima, mais especificamente $\partial_k T_{k0} = -i\omega T_{00}$, para escrever:

$$x_i T_{j0} + x_j T_{i0} = \partial_k (x_i x_j T_{k0}) + i\omega x_i x_j T_{00} ,$$

e portanto, após descartar essa outra divergência na integral sobre o volume, obtemos:

$$\int d^3x T_{ij}^{(\omega)}(\vec{x}) = -\frac{1}{2}\omega^2 \int d^3x x_i x_j T_{00}^{(\omega)}(\vec{x})$$

GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Finalmente, note que os nossos resultados anteriores implicam que:

$$\bar{h}_{0\nu} = \bar{h}_{\nu 0} = 0 \quad , \quad \text{e que como no calibre de Lorentz } \partial_\mu \bar{h}^\mu_\nu = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \partial_i \bar{h}_{ij} = 0$$

- Além disso, também temos que, como $\bar{h}_{00} = 0$, então $\bar{h} = \bar{h}^\mu_\mu = \bar{h}^0_0 + \bar{h}^i_i = \bar{h}_{ii}$.
- Portanto, temos apenas que calcular as componentes \bar{h}_{ij} :

$$\bar{h}_{ij}^{(\omega)}(\vec{x}) = 4G \frac{e^{i\omega R}}{R} \int d^3x' T_{ij}^{(\omega)}(\vec{x}') = -2G \frac{e^{i\omega R}}{R} \times \omega^2 \int d^3x' x'_i x'_j T_{00}^{(\omega)}(\vec{x}') \quad .$$

- Também é útil calcular o traço disso:

$$\bar{h}^{(\omega)}(\vec{x}) = \bar{h}_{ii}^{(\omega)}(\vec{x}) = -2G \frac{e^{i\omega R}}{R} \times \omega^2 \int d^3x' \vec{x}'^2 T_{00}^{(\omega)}(\vec{x}')$$

- Agora podemos escrever a solução para a perturbação da métrica $h_{ij} = \bar{h}_{ij} - \frac{1}{2}\delta_{ij}\bar{h}$:

$$h_{ij}^{(\omega)}(\vec{x}) = -2G \frac{e^{i\omega R}}{R} \times \omega^2 \int d^3x' \left(x'_i x'_j - \frac{1}{2}\delta_{ij}\vec{x}'^2 \right) T_{00}^{(\omega)}(\vec{x}')$$

GERANDO ONDAS GRAVITACIONAIS

- Lembrando que $T_{00}^{(\omega)}(\vec{x}') = \rho(\omega, \vec{x}')$, vamos definir a matriz do **quadrupolo físico** do sistema como:

$$q_{ij}(\omega) = \int d^3x' \left(x'_i x'_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \vec{x}'^2 \right) \rho(\omega, \vec{x}')$$

- Agora vamos trazer a dependência no tempo de volta para o jogo, e escrever para cada frequência:

$$q_{ij}(\omega) \rightarrow q_{ij}^{(\omega)}(t) = e^{-i\omega t} q_{ij}(\omega) \quad , \quad \text{etc.} \quad , \quad \text{e portanto}$$

$$(-\omega^2) q_{ij}(\omega) \rightarrow (-\omega^2) q_{ij}^{(\omega)}(t) = (-\omega^2) e^{-i\omega t} q_{ij}(\omega) = \frac{d^2}{dt^2} q_{ij}^{(\omega)}(t)$$

- Portanto, podemos escrever, trazendo a dependência temporal de volta para os h_{ij} :

$$h_{ij}^{(\omega)}(t, \vec{x}) = 2G \frac{e^{i\omega R}}{R} \times \ddot{q}_{ij}^{(\omega)}(t) \quad \Rightarrow \quad h_{ij}(t, \vec{x}) = \sum_{\omega} h_{ij}^{(\omega)}(t, \vec{x}) = 2G \frac{1}{R} \times \sum_{\omega} e^{i\omega R} \ddot{q}_{ij}^{(\omega)}(t)$$

- Assim, finalmente obtemos o resultado final de que:

$$h_{ij}(t, \vec{x}) = 2G \frac{1}{R} \times \frac{d^2}{dt^2} \sum_{\omega} e^{-i\omega(t-R)} q_{ij}(\omega) \quad \Rightarrow \quad h_{ij}(t, \vec{x}) = 2G \frac{1}{R} \times \ddot{q}_{ij}(t_R)$$

$$t_R = t - R$$

EXEMPLO: SISTEMA BINÁRIO

- Vamos considerar, como um caso concreto, um sistema binário de massas pontuais que se orbitam em uma órbita aproximadamente circular de raio a e velocidade angular ω no plano $z = 0$.

- A densidade pode ser descrita como:

$$\rho(t) = m\delta_D[\vec{x} - \vec{x}_1(t)] + m\delta_D[\vec{x} - \vec{x}_2(t)] \quad ,$$

$$\text{onde } \vec{x}_1 = a [\hat{x} \cos(\omega t) + \hat{y} \sin(\omega t) + 0\hat{z}] \quad \text{e} \quad \vec{x}_2 = -\vec{x}_1$$

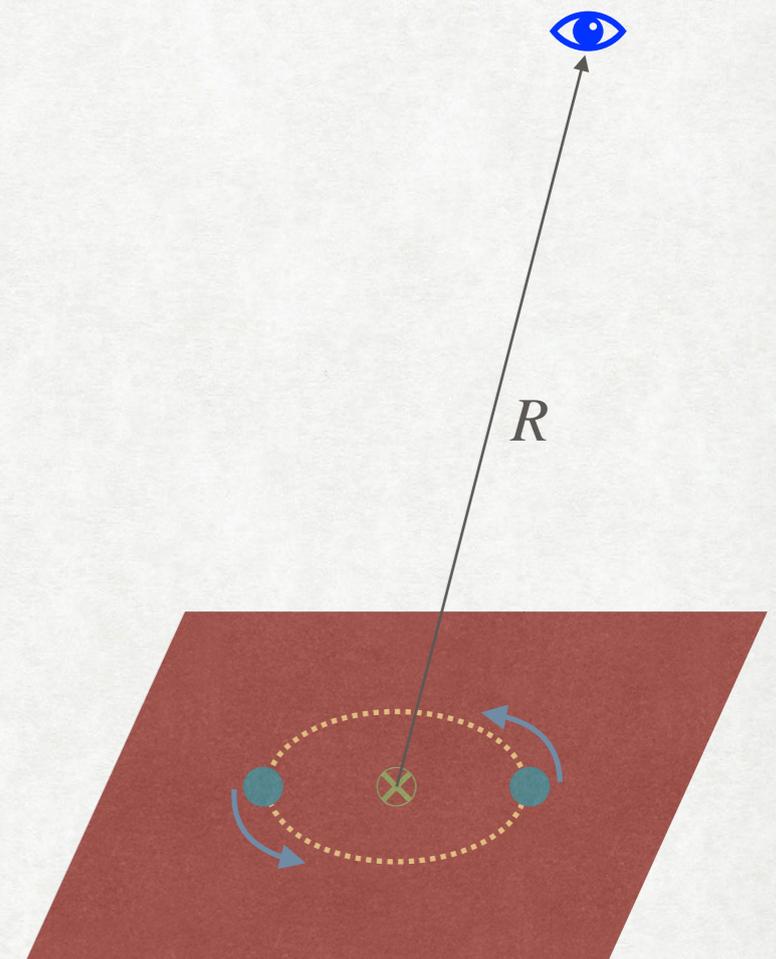
- Essa expressão pode agora ser usada para calcular o quadrupolo:

$$q_{ij}(t) = \int d^3x' \left(x'_i x'_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \vec{x}'^2 \right) \rho(t, \vec{x}')$$

- Claramente, essa integral só é diferente de zero no plano $z' = 0$. Sabendo disso, vamos calcular a componente $(i, j) = (3, 3)$:

$$q_{33}(t) = \int d^3x' \left(0 - \frac{1}{2} \delta_{33} \vec{x}'^2 \right) \rho(t, \vec{x}') = \int d^3x' \left(-\frac{1}{2} r^2 \right) \rho(t, \vec{x}')$$

$$= \left(-\frac{1}{2} a^2 \right) 2m = -m a^2 = \text{constante!} \quad \ddot{q}_{33} = 0 !$$



EXEMPLO: SISTEMA BINÁRIO

- Agora vamos calcular q_{11} , lembrando sempre que:

$$\rho(t) = m\delta_D[\vec{x} - \vec{x}_1(t)] + m\delta_D[\vec{x} - \vec{x}_2(t)] \quad ,$$

$$\text{onde } \vec{x}_1 = R [\hat{x} \cos(\omega t) + \hat{y} \sin(\omega t) + 0\hat{z}] \quad \text{e} \quad \vec{x}_2 = -\vec{x}_1$$

- Temos então:

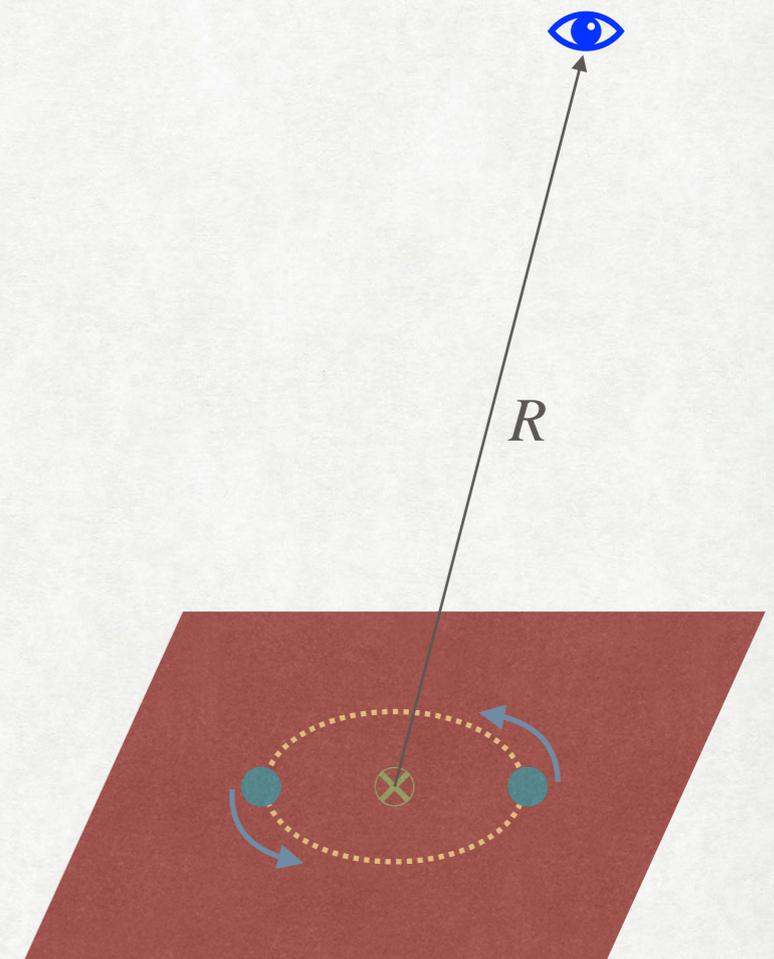
$$\begin{aligned} q_{11}(t) &= \int d^3x' \left[x' x' - \frac{1}{2}(x'^2 + y'^2) \right] \rho(t, \vec{x}') = \int d^3x' \left[\frac{1}{2}x'^2 - \frac{1}{2}y'^2 \right] \rho(t, \vec{x}') \\ &= m a^2 [\cos^2(\omega t) - \sin^2(\omega t)] = m a^2 \cos(2\omega t) \end{aligned}$$

- É fácil ver que as outras componentes do quadrupolo são:

$$q_{22}(t) = -m a^2 \cos(2\omega t) = -q_{11}(t)$$

$$q_{12}(t) = q_{21}(t) = 0$$

- Note que $\ddot{q}_{ij} = -(2\omega)^2 q_{ij}$: isso é porque *cada massa* oscila com frequência ω , mas o sistema oscila com frequência 2ω !



EXEMPLO: SISTEMA BINÁRIO

- Em suma, obtemos finalmente que:

$$\Rightarrow h_{ij}(t, \vec{x}) = 2G \frac{1}{R} \times \ddot{q}_{ij}(t_R) \quad , \quad t_R = t - R$$

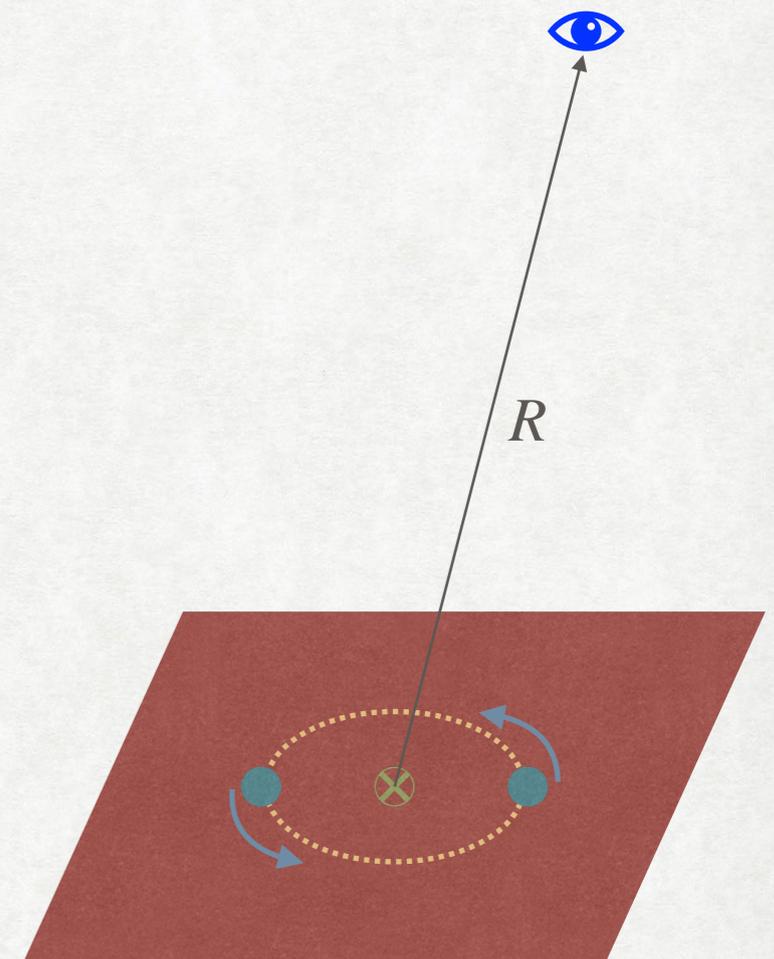
- Onde:

$$\ddot{q}_{11}(t_R) = -4m\omega^2 a^2 \cos(2\omega t_R)$$

$$\ddot{q}_{22}(t_R) = -\ddot{q}_{11}(t_R)$$

e todas as outras componentes se anulam.

- Ou seja, nessa configuração a onda gravitacional tem polarização do tipo h^+ !



EXEMPLO: SISTEMA BINÁRIO

- Como exemplo, vamos tomar um par de estrelas de nêutrons, cada uma com massa $m = 1 M_{\odot}$, numa órbita de raio $a = 100 \text{ km}$. Usando a aceleração centrífuga da física Newtoniana para calcular o período de rotação temos:

$$\omega^2 = \frac{Gm}{a^3}, \quad \text{onde lembre-se que } 2GM_{\odot}/c^2 = 3 \text{ km}, \text{ logo:}$$

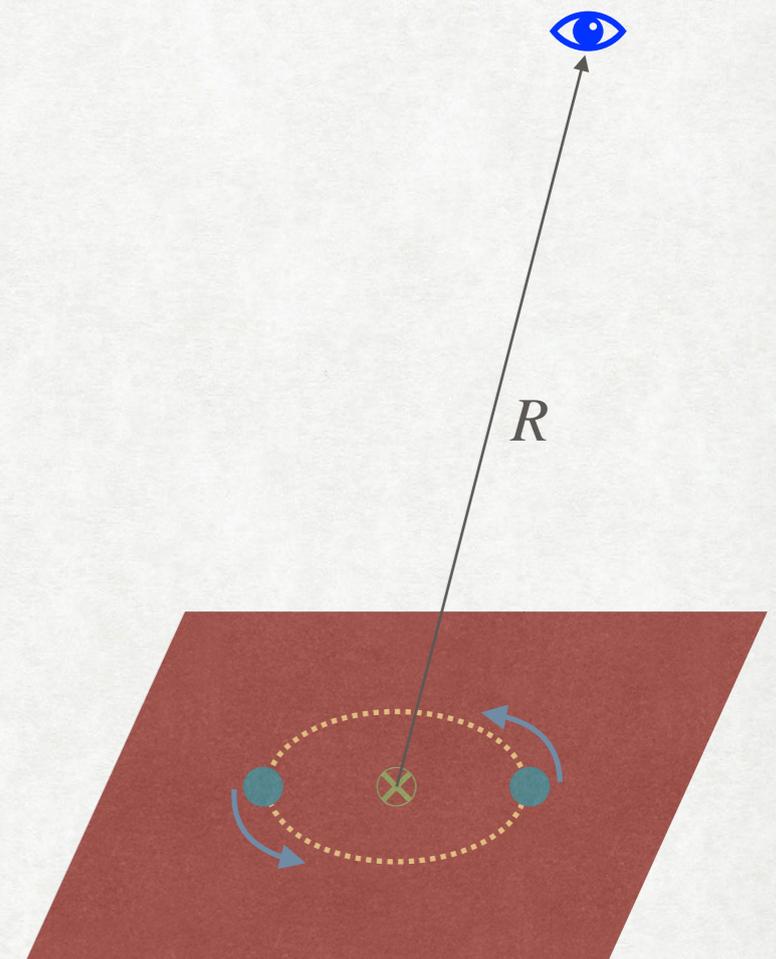
$$\omega^2 = \frac{1.5 \text{ km}}{(100 \text{ km})^3} c^2 \simeq 14 \times 10^4 \text{ s}^{-2} \quad \Rightarrow \quad \omega \simeq 5 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$$

- A amplitude dessa onda será

$$\begin{aligned} \langle h_{11}^2 \rangle &= \langle h_{22}^2 \rangle = \left(\frac{4G}{R} \right)^2 \times \frac{1}{2} (4m\omega^2 a^2)^2 \\ &= \frac{1}{R^2} \times 128 G^2 m^2 \omega^4 a^4 = \frac{1}{R^2} \times 128 G^2 m^2 \left(\frac{Gm}{a^3} \right)^2 a^4 \\ &= \frac{a^2}{R^2} \times 16 \left(\frac{2Gm}{a} \right)^4 \end{aligned}$$

- Vamos nos colocar a $R = 1000 \text{ km}$ desse sistema binário. Nessa posição "sentiremos" então um distúrbio na métrica com uma amplitude de:

$$h^+ \sim \sqrt{\langle h_{11}^2 \rangle} = \frac{1}{10} \times 16 \times \left(\frac{1.5}{100} \right)^4 \simeq 8 \times 10^{-8}$$



RETRO-AÇÃO DA RADIAÇÃO GRAVITACIONAL

- Mas se esse sistema está emitindo radiação, ele está ejetando energia para fora do sistema (está "irradiando")!
- Eu não vou ter tempo de discutir isso, mas assim como as ondas eletromagnéticas carregam energia, as ondas gravitacionais também levam energia embora. Vamos lembrar do Vetor de Poynting:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B} \quad ,$$

Esse vetor denota o fluxo de energia por unidade de tempo e por unidade de área. Ou seja, a potência que cruza uma área \vec{A} é dada por:

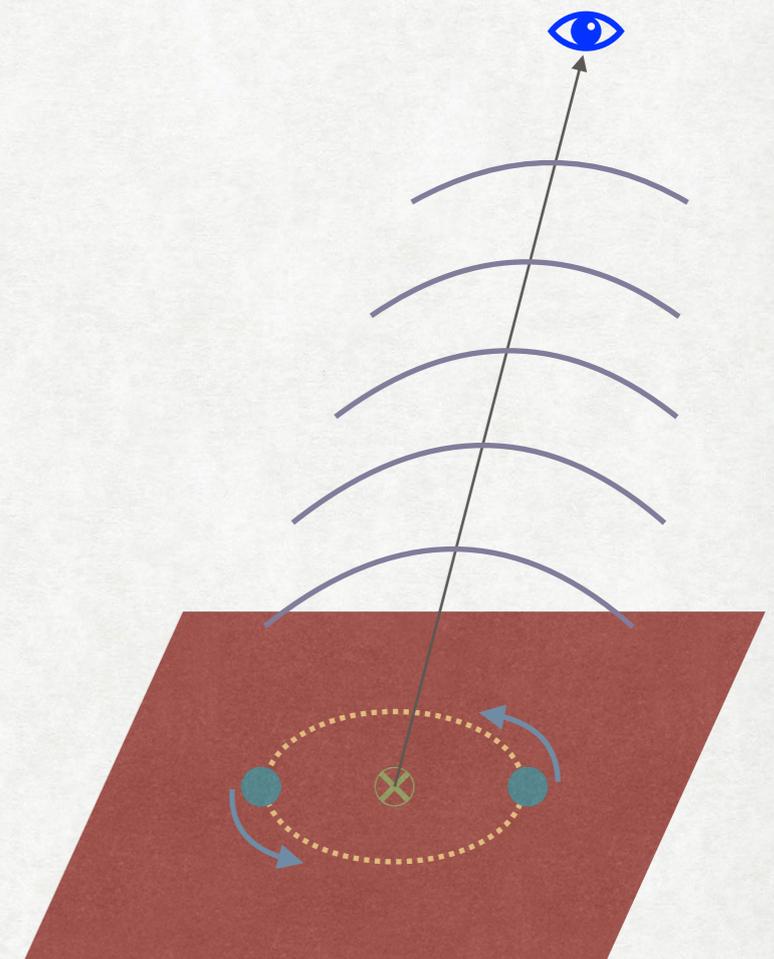
$$P = \frac{dE}{dt} = \int d\vec{A} \cdot \vec{S} \quad ,$$

o que nos dá, para campos que decaem com $|\vec{E}| \sim |\vec{B}| \sim 1/r$, uma potência constante sobre uma esfera de raio r .

- Assim como no caso do eletromagnetismo, também no caso de ondas gravitacionais o fluxo de energia é dado pelas componentes T_{0i} de um tensor de energia-momento das ondas.
- Você pode ler no Cap. 7.6 do Carroll que a potência total irradiada numa esfera de raio r muito maior que as dimensões do sistema é:

$$P = \frac{dE}{dt} \simeq \frac{G}{10c^5} \left| \frac{d^3 Q^{ij}}{dt^3} \right|^2 \quad , \quad \text{onde}$$

$$Q_{ij} = q_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} q \quad , \quad \text{com } q = q_{ii} \text{ é o traço de } q_{ij} \text{ , é o } \mathbf{quadrupolo\ reduzido} \text{ (de traço nulo).}$$



RETRO-AÇÃO DA RADIAÇÃO GRAVITACIONAL

- Calculando a potência irradiada em ondas gravitacionais por esse sistema obtemos:

$$P = \frac{16}{5} \left(\frac{Gm}{a} \right)^4 \times \frac{m}{a}$$

- Agora, lembre-se que a energia cinética do sistema em rotação é:

$$K = 2 \times \frac{1}{2} m v^2 = m (\omega a)^2 = m \left(\frac{Gm}{a^3} \right) a^2 = m \frac{Gm}{a}, \quad \text{e} \quad v = \omega a \simeq 0.12 c$$

- A potência dissipada leva ao **decaimento da energia** e a **órbitas cada vez mais próximas**: com o tempo, $a \searrow$ e $\omega \nearrow$. A **taxa** com que isso ocorre é, aproximadamente:

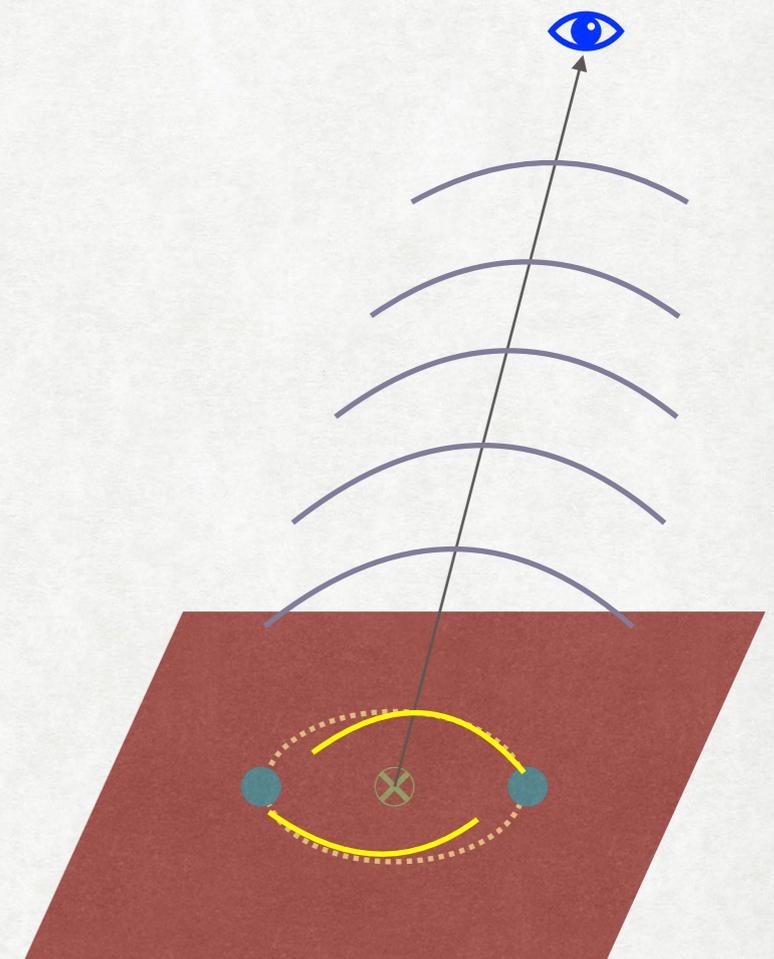
$$\frac{1}{K} \frac{dK}{dt} = \frac{P}{K} = \frac{16}{5} \left(\frac{Gm}{a} \right)^3 \frac{1}{a}$$

- Lembre-se que estamos ainda usando as nossas unidades "naturais" ($c = 1$), então a **taxa de decaimento** da energia com unidades "normais" nos dá o **tempo característico**:

$$T = \frac{K}{\left(\frac{dK}{dt} \right)} = \frac{5}{2} \left(\frac{a}{2Gm} \right)^3 \frac{a}{c}$$

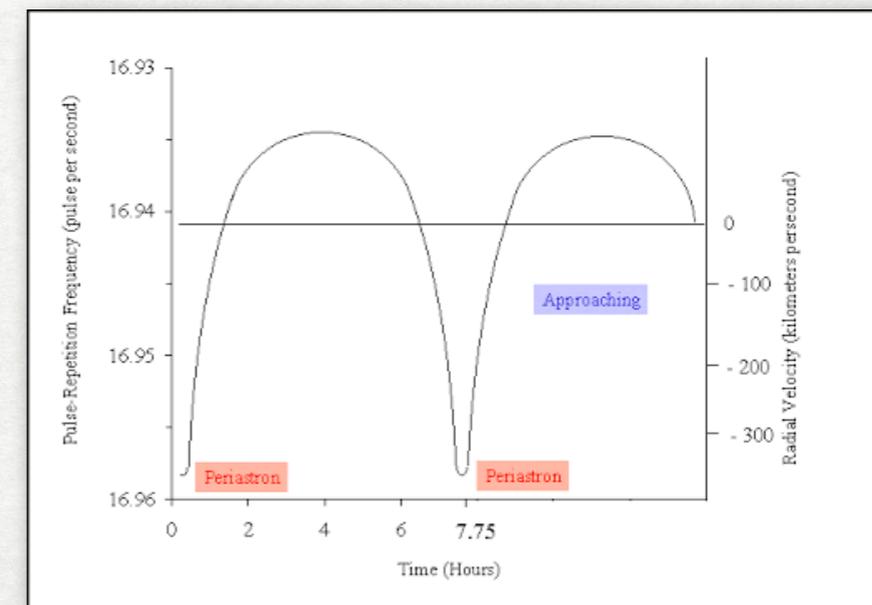
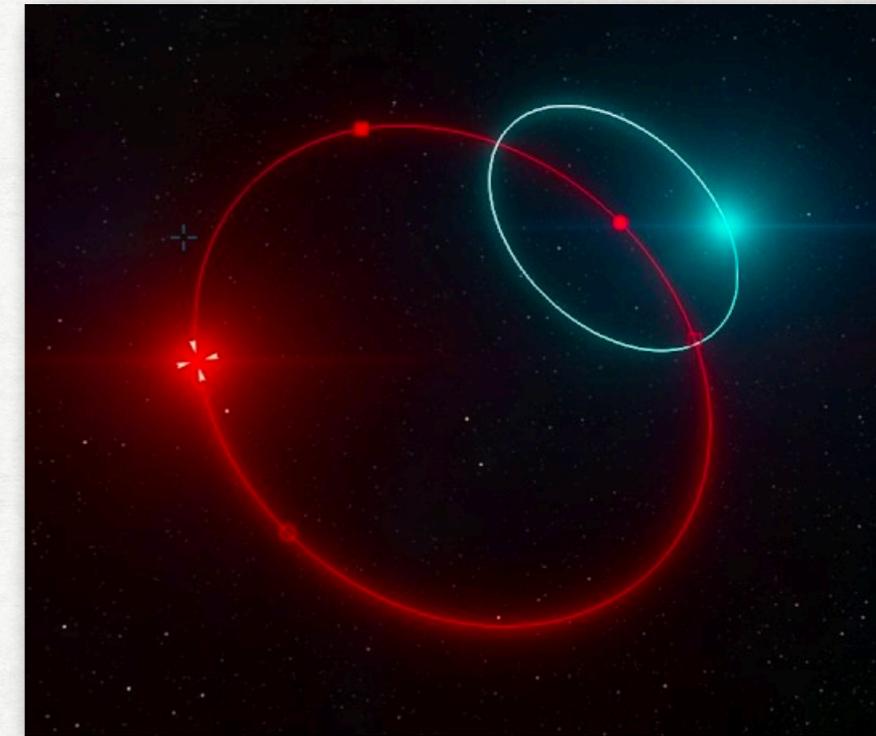
- Portanto, para esse sistema o tempo característico dessa "espiral da morte" é:

$$T \simeq \frac{5}{2} \left(\frac{100 \text{ km}}{3 \text{ km}} \right)^3 \frac{100 \text{ km}}{3 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}} \sim 30 \text{ s} !$$



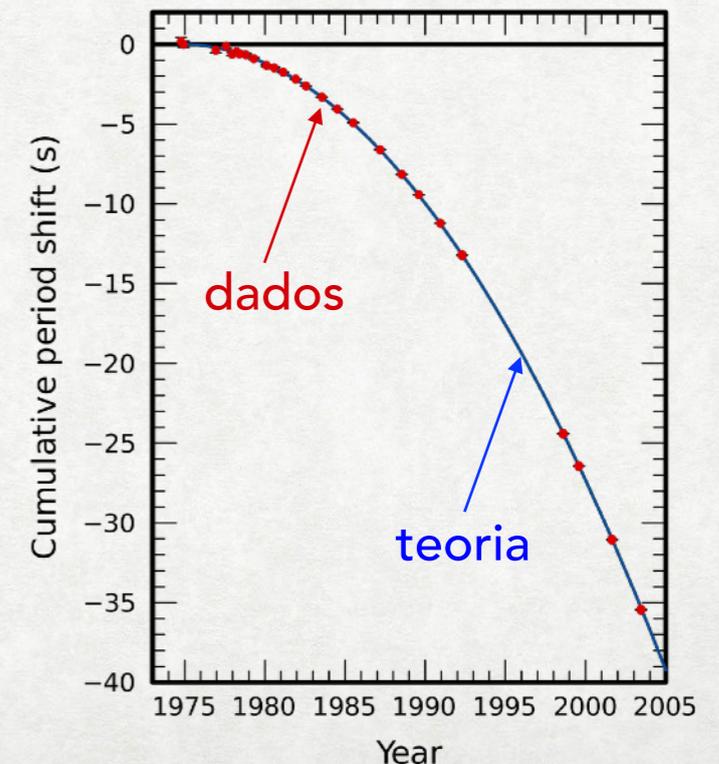
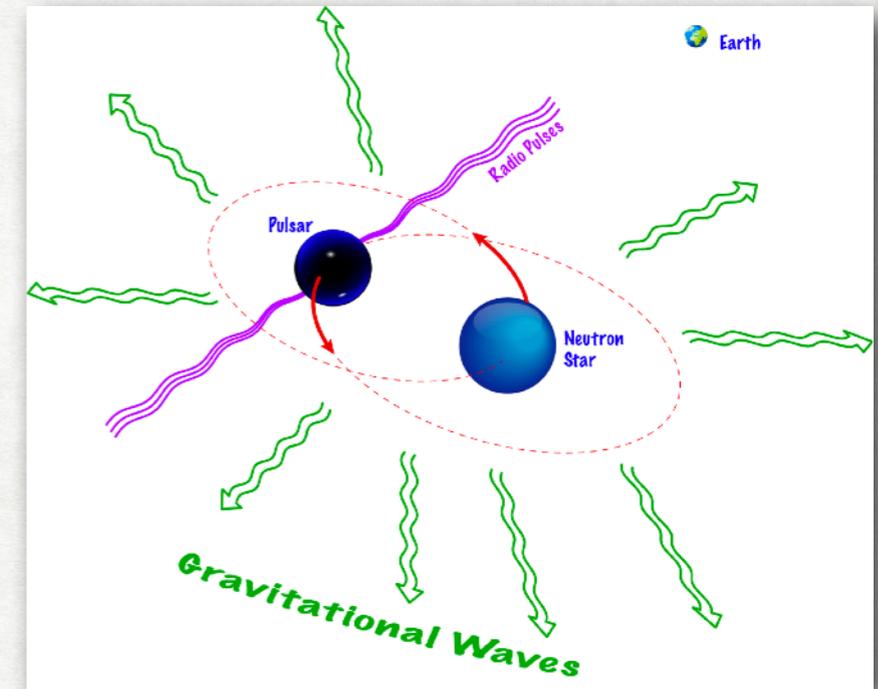
O PULSAR DE TAYLOR & HULSE

- Em 1974 os astrônomos Russell Hulse e Joseph Taylor descobriram um objeto muito curioso: um sistema binário de *duas estrelas*, uma das quais é um *pulsar*.
- Um *pulsar* é uma *estrela de nêutrons* que roda rapidamente e possui um dos seus polos magnéticos alinhado com a direção da Terra. À medida que o eixo de rotação do pulsar *gira*, recebemos um “facho” de radiação direcionado desde o polo magnético do pulsar (que é observado por meio de ondas de rádio), em *intervalos regulares*.
- Taylor e Hulse notaram que o período desses sinais sofria uma *modulação*, que era consistente com a *precessão* do eixo de rotação do pulsar, gerada pela órbita dele no sistema binário.



O PULSAR DE TAYLOR & HULSE

- Taylor e Hulse, entretanto, notaram que essa modulação parecia "derivar" com o tempo: à medida que os anos se passavam, essa modulação parecia ficar *cada vez mais frequente*.
- Eles seguiram essa modulação por muitos anos (veja os dados na figura ao lado). Mas o que poderia estar levando a isso?
- Taylor e Hulse sabiam que as órbitas do sistema binário deveriam ser bastante próximas: algo da ordem de 10^6 km . Além disso, sabe-se que a massa das estrelas de nêutrons e dos pulsares são da ordem de $1.4 M_{\odot}$.
- Então, eles imaginaram que esse "decaimento" da órbita poderia estar sendo gerado pela *emissão de ondas gravitacionais* — de um modo muito parecido com o que calculamos hoje.
- De fato, Taylor e Hulse calcularam o que deveria acontecer nesse sistema pela emissão de ondas gravitacionais, e o resultado é a *linha azul*.



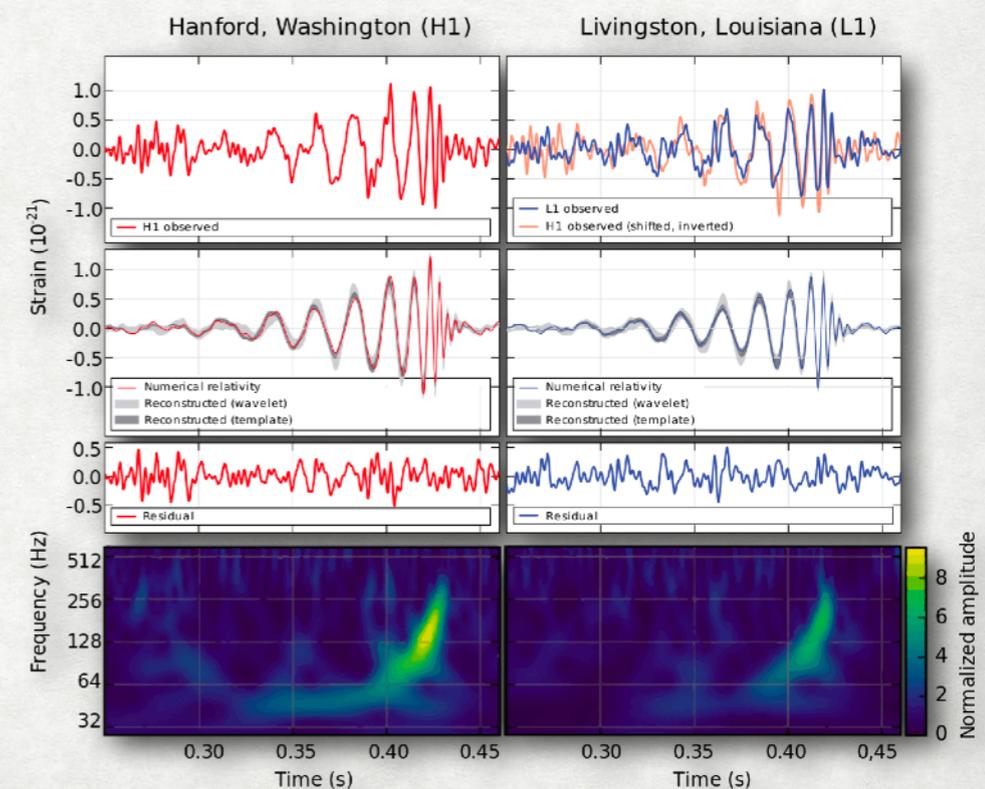
O PULSAR DE TAYLOR & HULSE

- Essa descoberta incrível rendeu à dupla o *Prêmio Nobel de Física de 1993*
- Apesar de não ser uma medida direta das ondas gravitacionais, essas medidas foram mais um triunfo espetacular da Relatividade Geral de Einstein
- A detecção direta de ondas gravitacionais precisou aguardar ainda mais uns 40 anos. Na aula que vem o Dr. Riccardo Sturani, do International Institute of Physics, vai nos contar mais sobre essa parte da história.



A DETECÇÃO DIRETA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

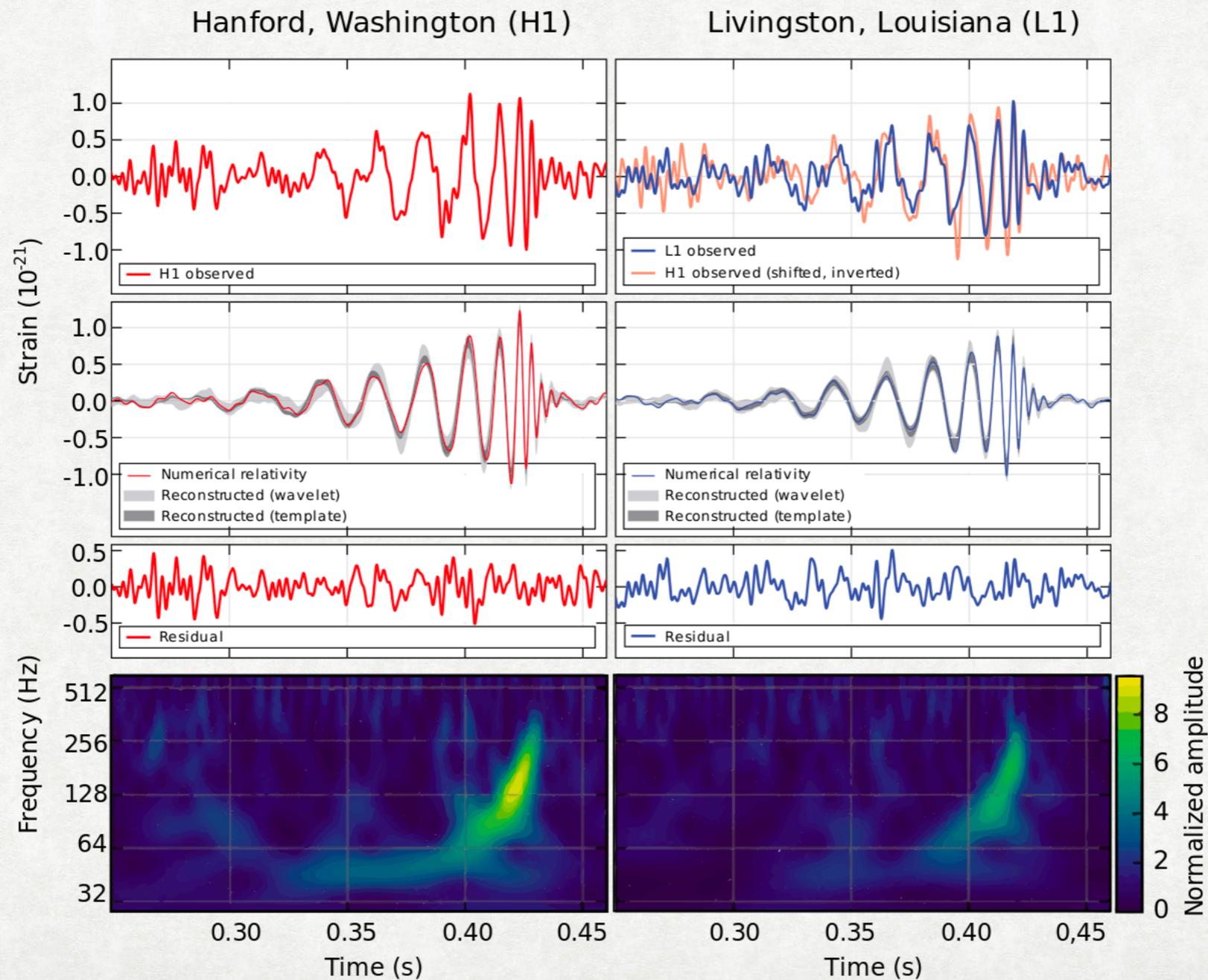
- Em 2015 os detectores de ondas gravitacionais (LIGO/Virgo) completaram o último "upgrade" dos experimentos, e entraram em operação com sensibilidade aumentada.
- A primeira detecção de ondas gravitacionais ocorreu em 14 de Setembro de 2015, no LIGO
- Analisando o sinal, os pesquisadores deduziram que o evento foi gerado pela fusão de um par (sistema binário) de buracos negros com massas de aproximadamente $30 M_{\odot}$ cada, localizados em alguma galáxia a aproximadamente 440 Mpc de distância de nós (1 Mpc = 3,26 milhões de anos-luz).



A DETECÇÃO DIRETA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

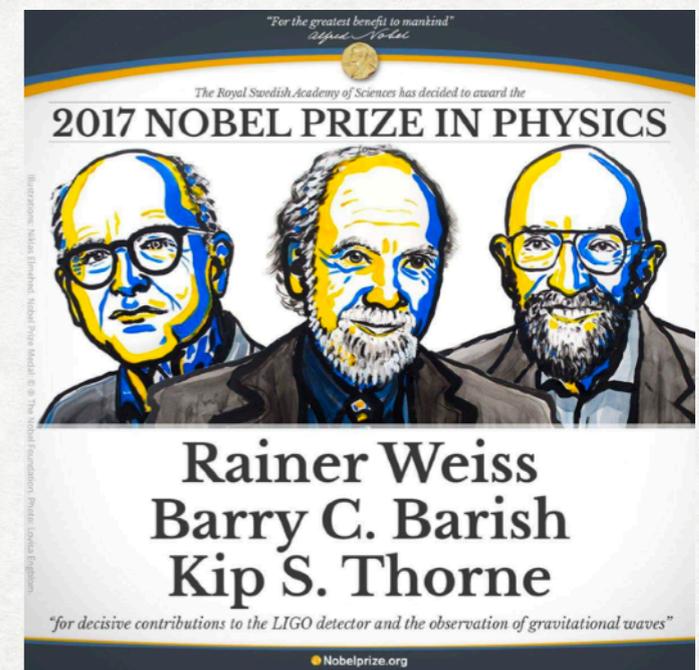
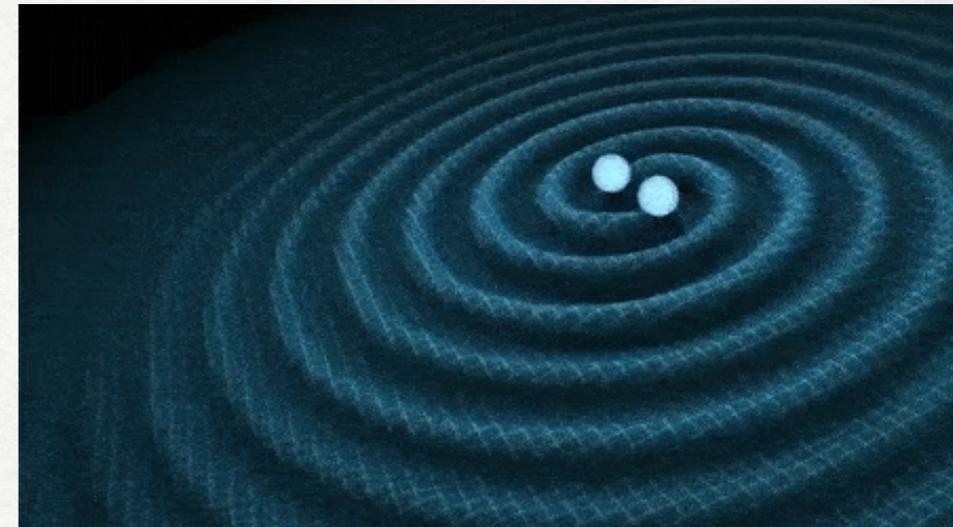
- Vejamos os dados dessa “espiral da morte” com mais algum detalhe:

h^+ , h^\times →



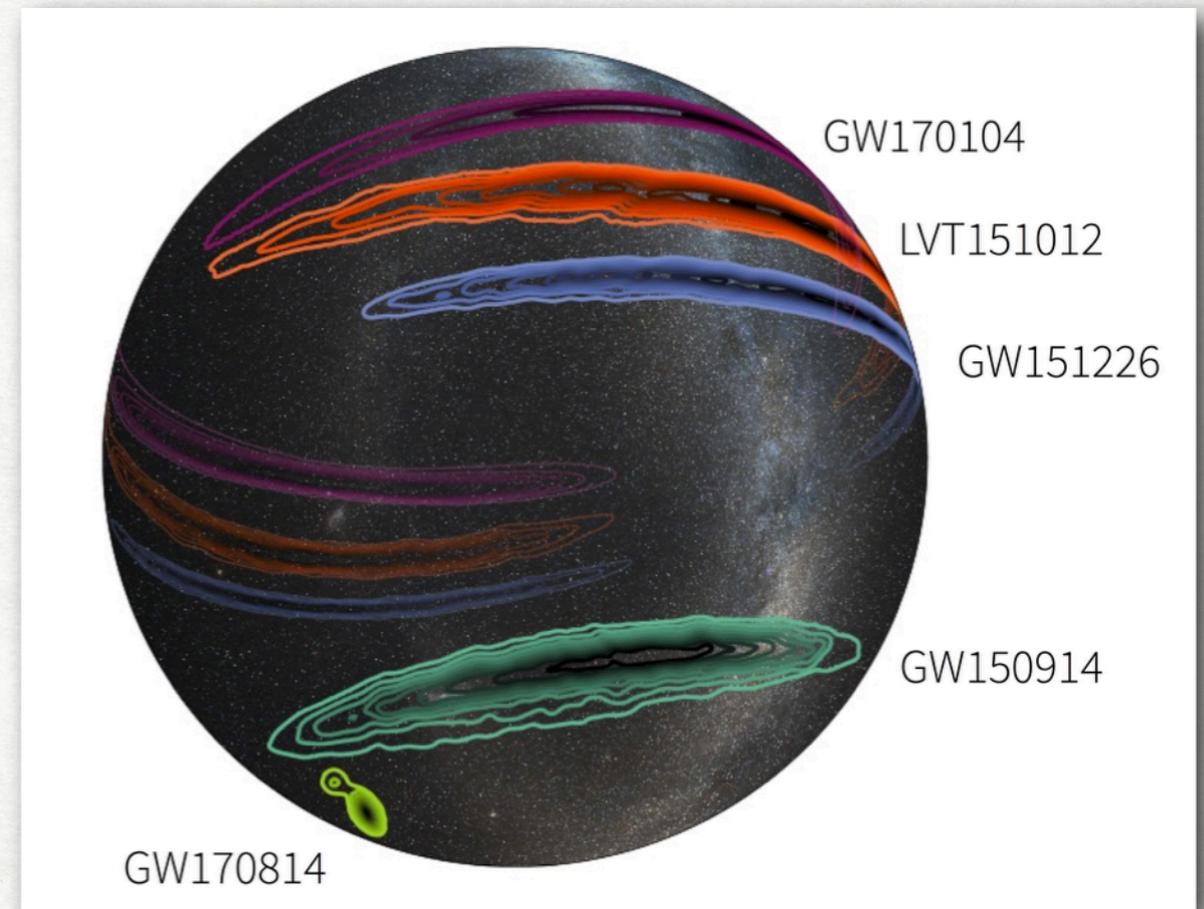
A DETECÇÃO DIRETA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

- A esse evento de 2015 se seguiram vários outros, sempre envolvendo buracos negros de massas surpreendentemente grandes: 10, 20, 40 M_{\odot}
- Foi a derradeira confirmação da ligação fundamental entre a curvatura do espaço-tempo e a gravitação — exatamente como previsto por Einstein 100 anos antes!
- Essa descoberta fenomenal rendeu (em tempo recorde!) o Prêmio Nobel de Física de 2017 a Rainer Weiss, Barry Barish e Kip Thorne.



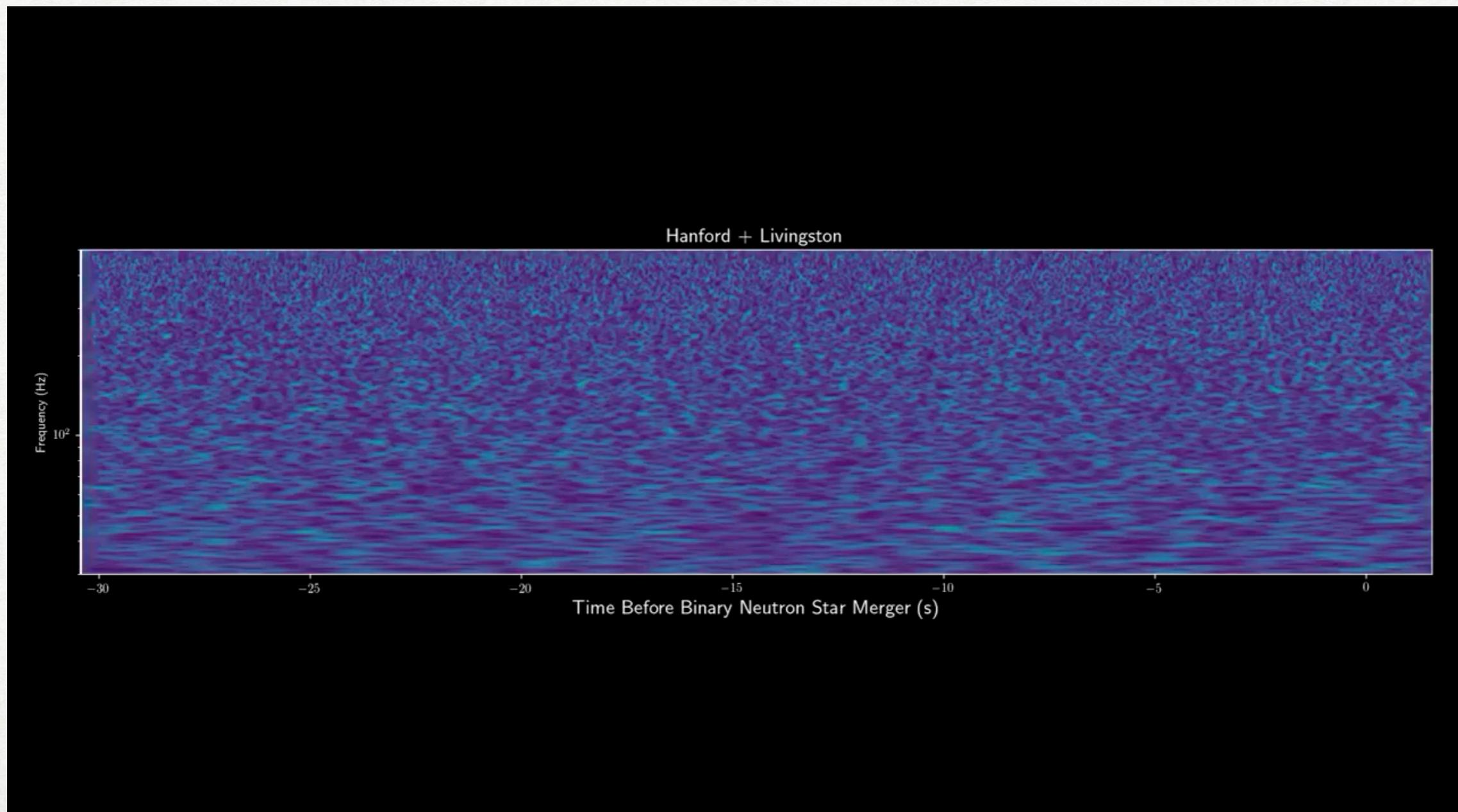
A DETECÇÃO DIRETA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

- Notem que a localização desses eventos não é trivial: apesar da fórmula da potência da emissão de ondas gravitacionais nos permitir inferir a distância até o evento (afinal, $P \sim 1/r^2$), somente uma medida muito precisa da polarização da onda nos permitiria inferir a direção de onde ela veio. Por essa razão, a localização no céu desses eventos é tipicamente muito incerta, como mostra essa figura.



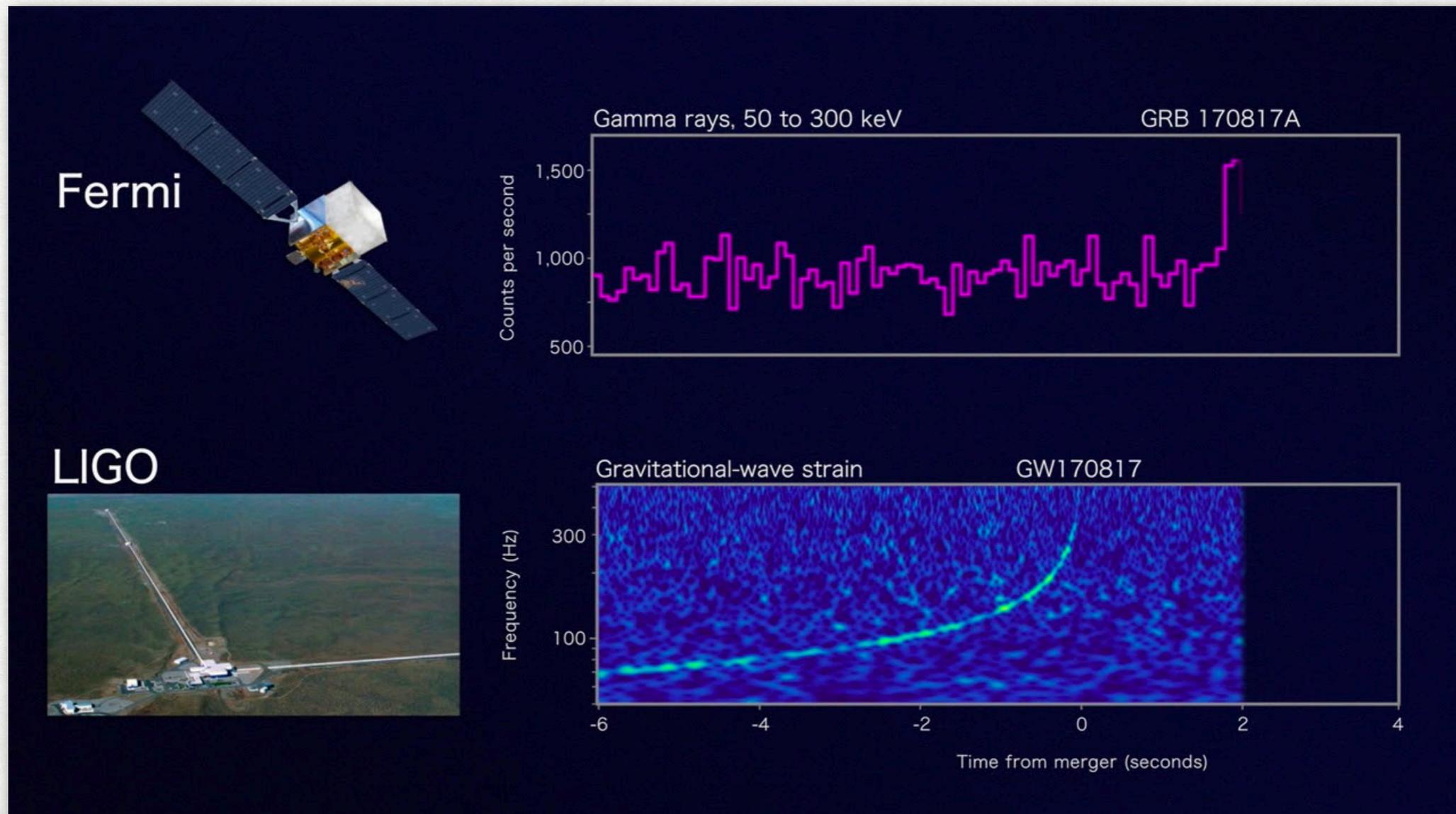
A DETECÇÃO DIRETA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

- Mas a história não termina aí. Em 27 de Agosto de 2017, os detectores do LIGO captaram um sinal bem forte de mais uma "espiral da morte":



A DETECÇÃO DIRETA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

- Mas o mais legal é que no mesmo instante o satélite Fermi detectou um jato de radiação gama (gamma-ray burst). Trata-se de dois eventos raríssimos, portanto todos imediatamente pensaram que devia se tratar do mesmo evento, visto de dois modos:



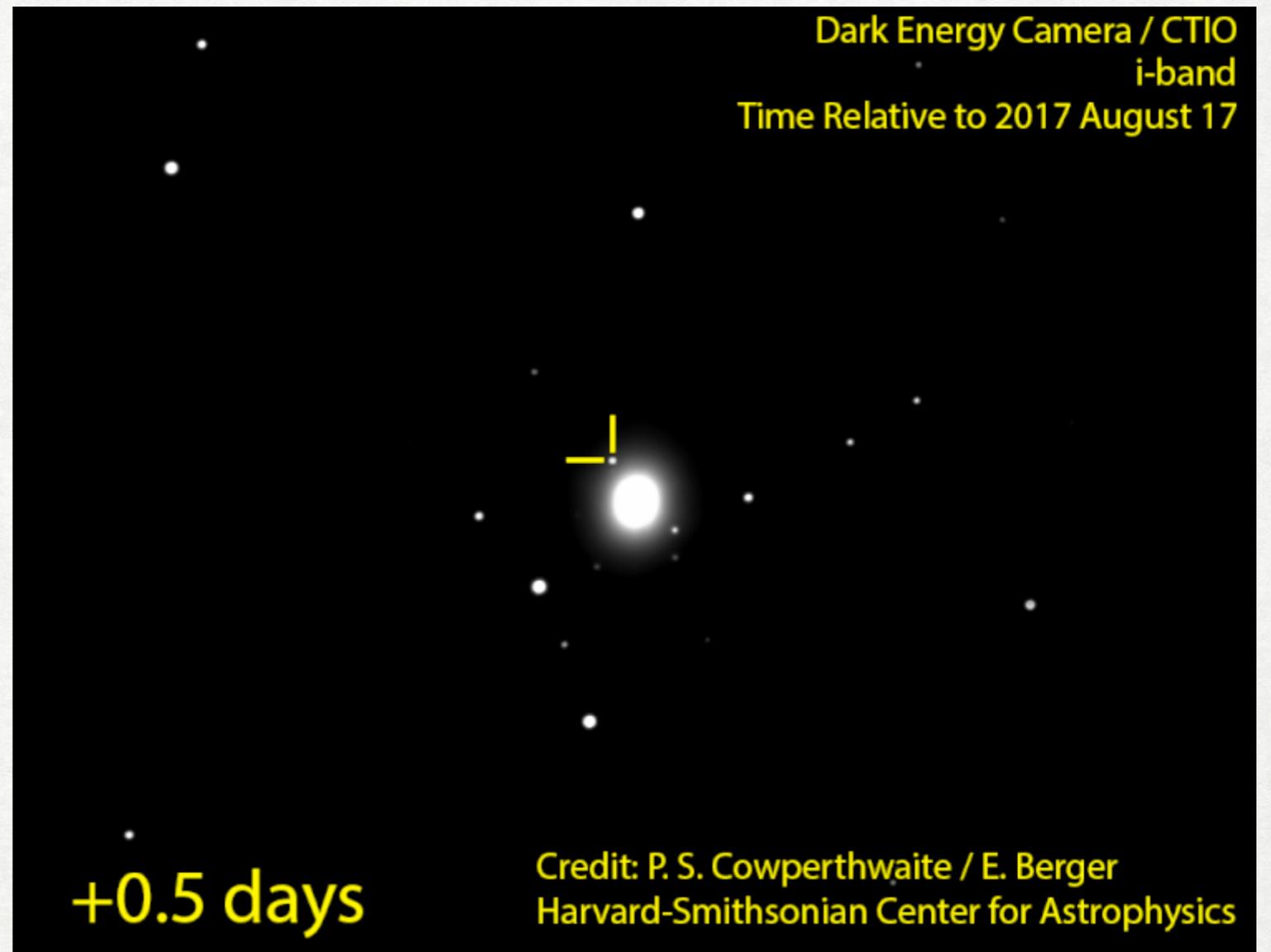
A DETECÇÃO DIRETA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

- As grandes vantagens de existirem “contrapartida óticas” dessas “espirais da morte” é que: (1) isso nos dá a chance de localizar o evento; (2) pela emissão de luz, é quase certo que esses eventos não envolvem apenas buracos negros; e (3) podemos buscar por mais evidências eletromagnéticas (luz) do evento.



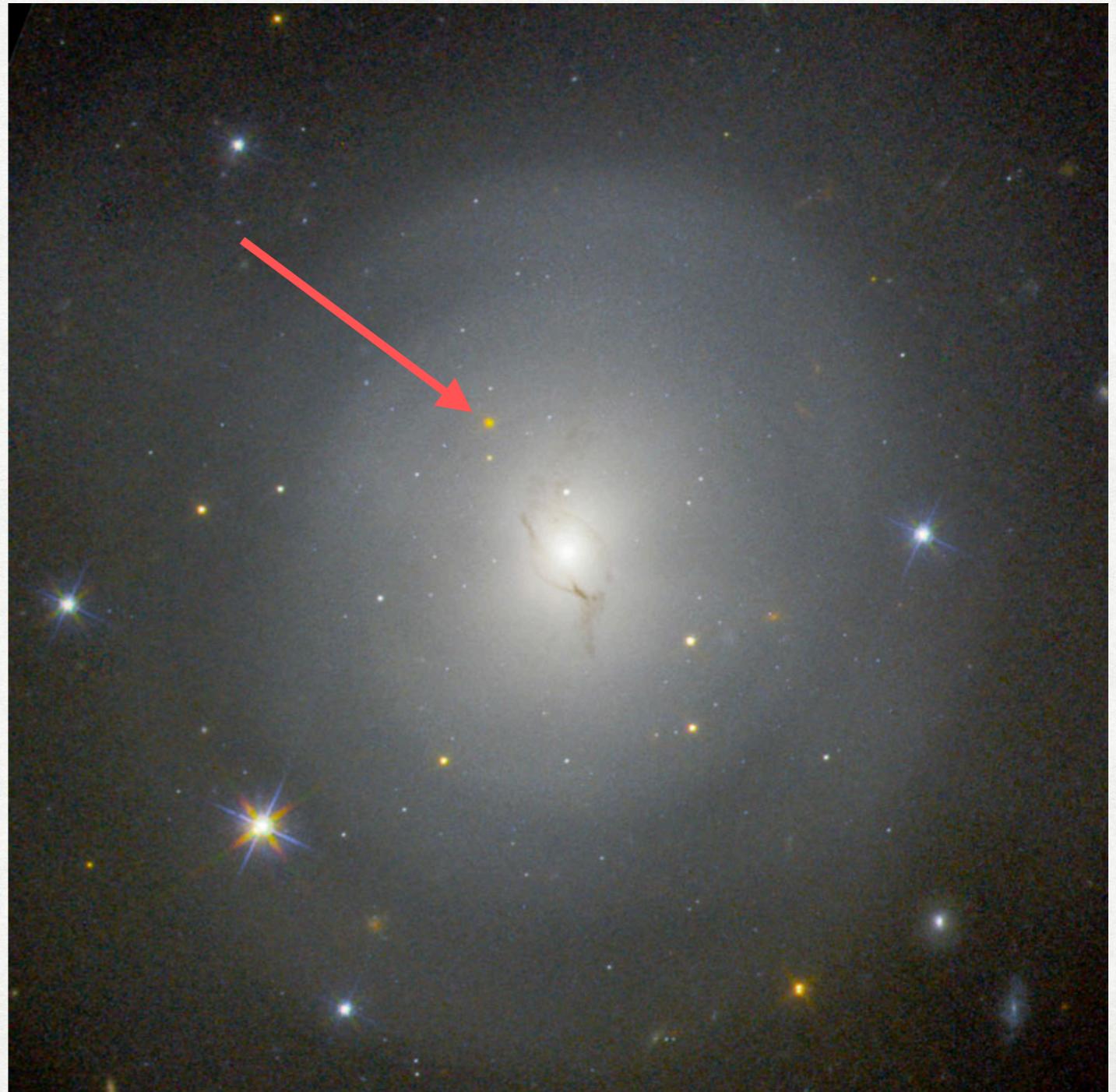
A KILONOVA GW170817

- De fato, vários telescópios foram capazes de detectar uma nova fonte de luz, cuja emissão *variava rapidamente* com o tempo



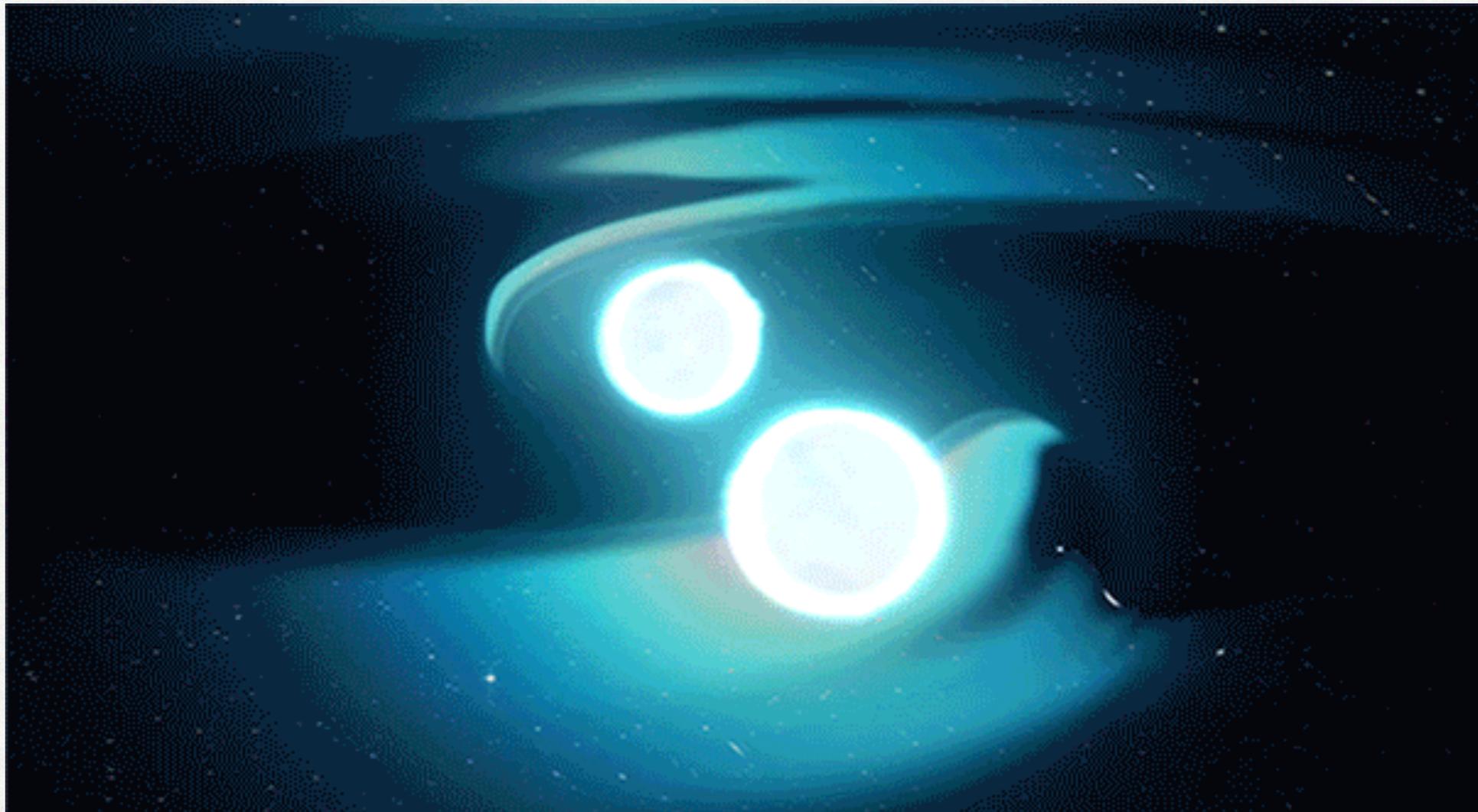
A KILONOVA GW170817

- De fato, vários telescópios foram capazes de detectar uma nova fonte de luz, cuja emissão variava rapidamente com o tempo
- Uma dessas *detecções diretas* foi feita por um dos "nossos" telescópios, o T80-Sul, em Cerro Pachón, no Chile



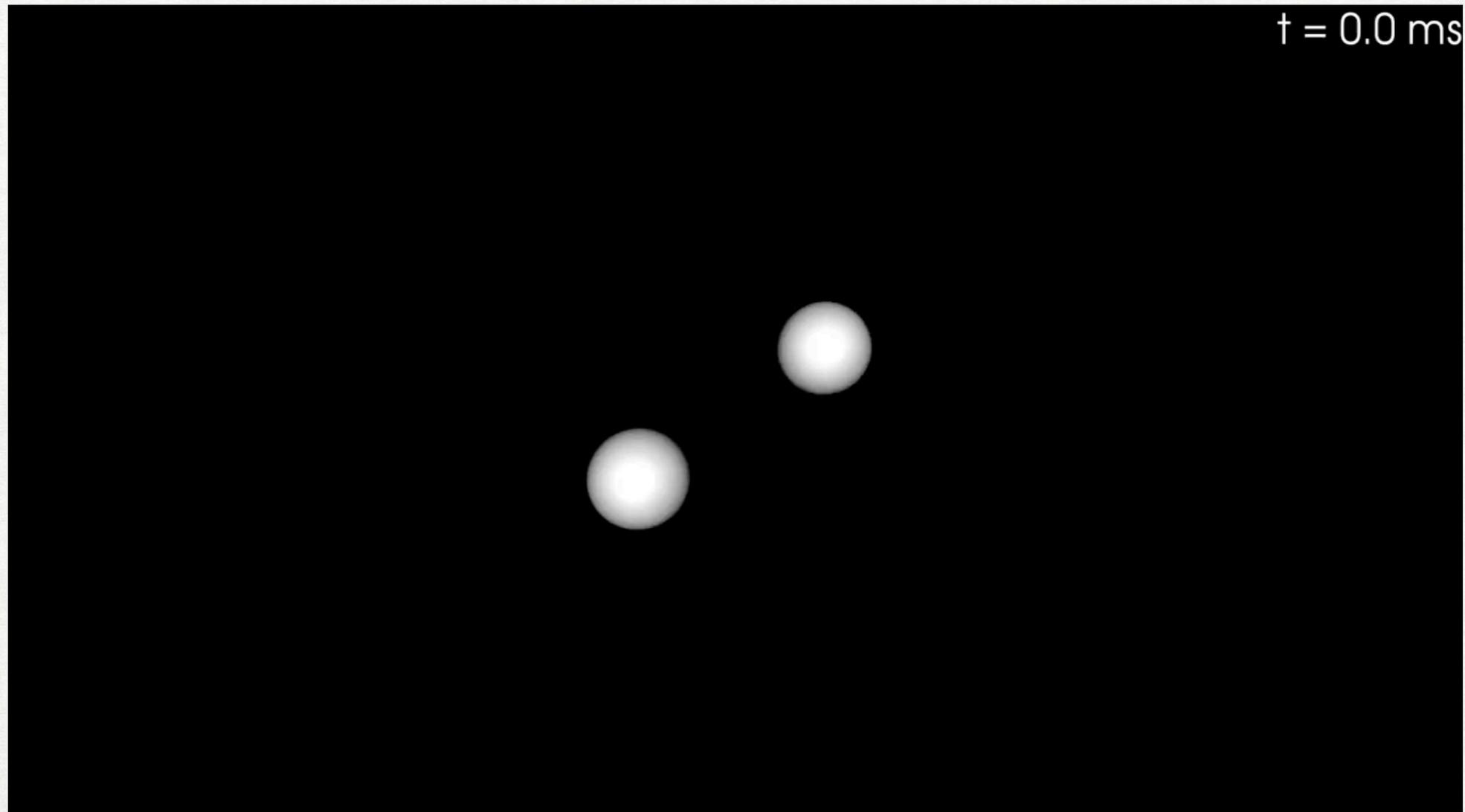
A KILONOVA GW170817

- A partir de todas essas observações, deduzimos que esse evento foi a *fusão de duas estrelas de nêutrons*, cada uma de aproximadamente $1.4 M_{\odot}$, na galáxia NGC 4993 (na constelação de Hydra), a 70 Mpc de distância de nós.



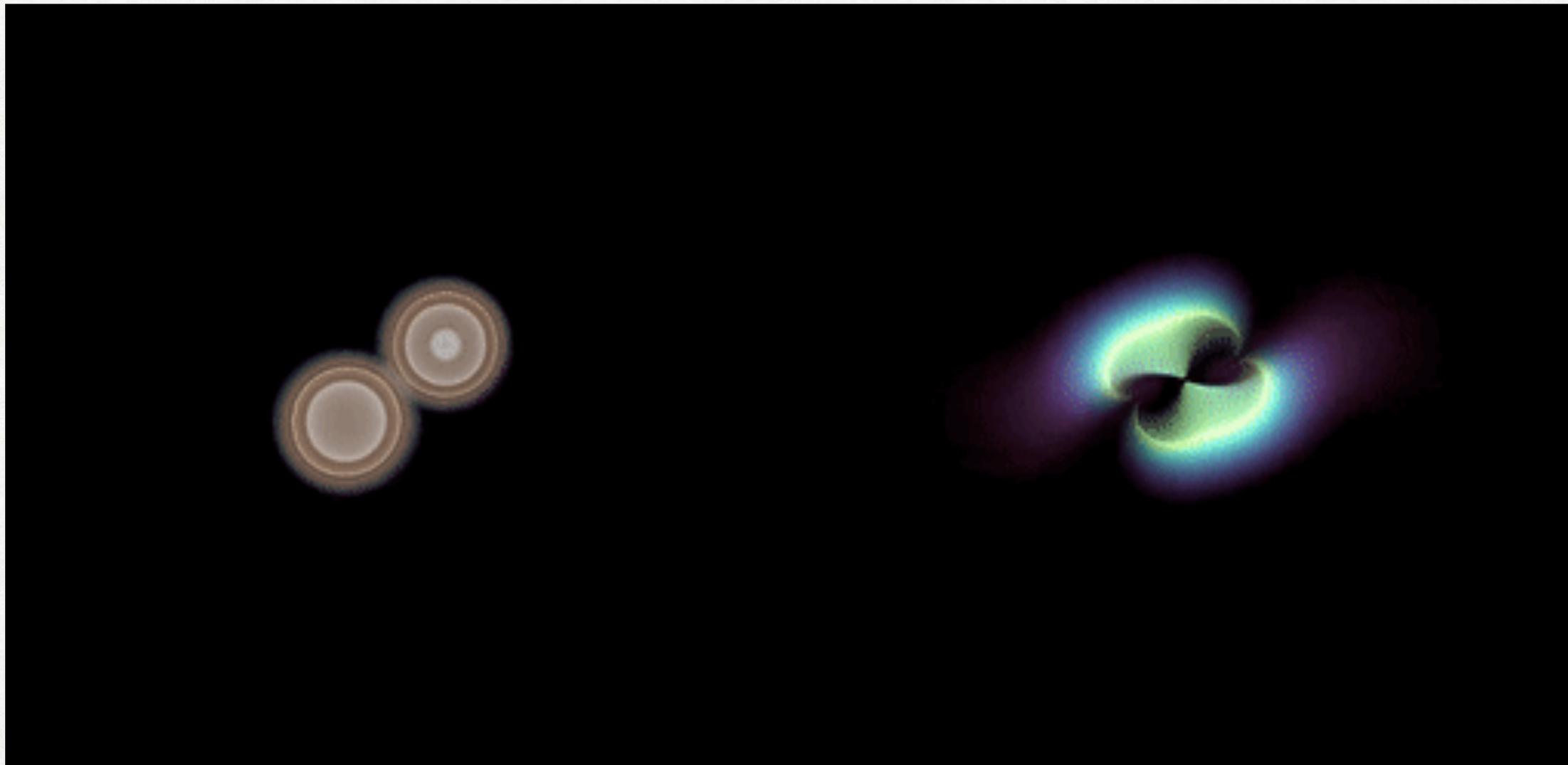
A KILONOVA GW170817

- A partir de todas essas observações, deduzimos que esse evento foi a *fusão de duas estrelas de nêutrons*, cada uma de aproximadamente $1.4 M_{\odot}$, na galáxia NGC 4993 (na constelação de Hydra), a 70 Mpc de distância de nós.



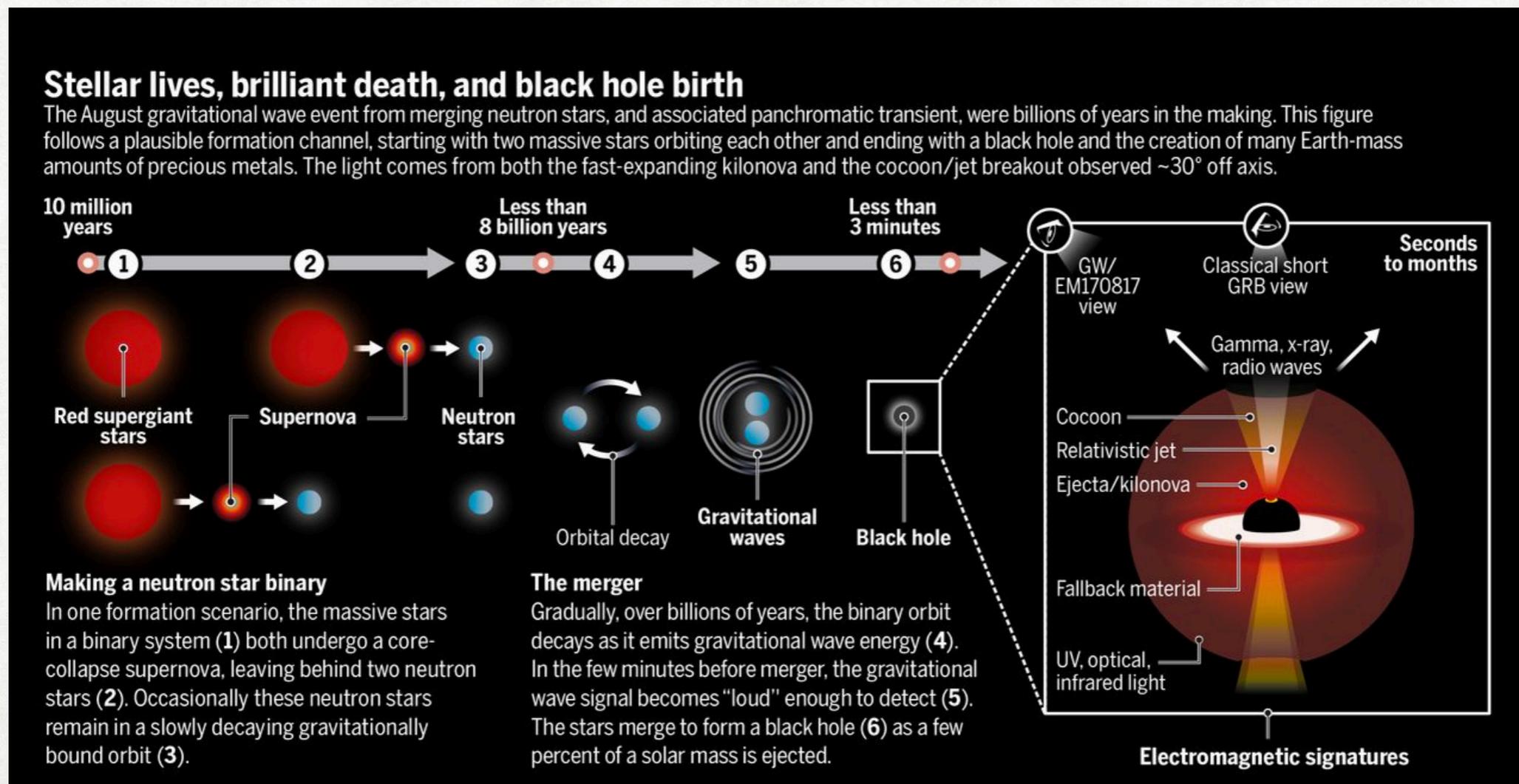
A KILONOVA GW170817

- A partir de todas essas observações, deduzimos que esse evento foi a *fusão de duas estrelas de nêutrons*, cada uma de aproximadamente $1.4 M_{\odot}$, na galáxia NGC 4993 (na constelação de Hydra), a 70 Mpc de distância de nós.



A KILONOVA GW170817

- Esse conjunto de observações nos traz uma imagem completa de formação de estrelas de nêutrons, emissão de ondas gravitacionais, fusão cataclísmica de duas estrelas de nêutrons, e o resultado final, que é com quase certeza absoluta a formação de um buraco negro.



AULA QUE VEM:

- Aula especial de Riccardo Sturani (International Institute of Physics) sobre os experimentos LIGO/VIRGO e LISA
- Mandem bala na 5a Lista de Exercícios!
- Leitura: S. Carroll, Capítulo 7