

# Szczególna i ogólna teoria względności (wybrane zagadnienia)

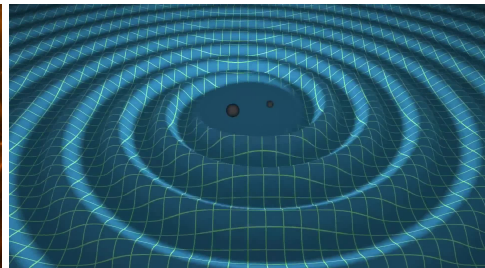
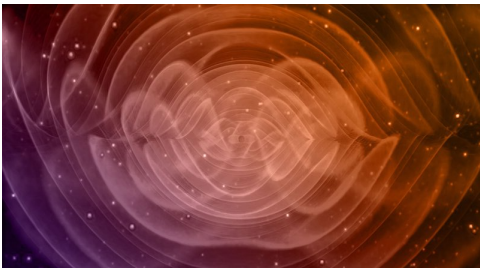
Mariusz Przybycień

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej  
Akademia Górniczo-Hutnicza

Wykład 14

# Fale grawitacyjne

- Zgodnie ze STW informacja o polu grawitacyjnym wytwarzanym przez masę (lub energię) i jego zmianach (np. w rezultacie ruchu źródła) rozchodzi się w przestrzeni z prędkością światła.
- Fala grawitacyjna (FG) to zaburzenie metryki czasoprzestrzeni rozchodzące się w przestrzeni w postaci przyspieszeń pływowych.
- Energia FG maleje z odległością jak  $1/r^2$ , natomiast jej amplituda jak  $1/r$ .
- Eksperymentalnie jesteśmy w stanie zaobserwować tylko amplitudę FG (ze względu na bardzo słabe oddziaływanie (hipotetycznych) grawitonów z materią).
- FG obserwujemy poprzez pomiar zmian odległości pomiędzy dwoma masami testowymi zawieszonymi swobodnie w niewielkiej odległości.





# Przybliżenie słabego pola grawitacyjnego

- Słabe pole grawitacyjne występuje w obszarze czasoprzestrzeni, który jest tylko "nieznacznie" zakrzywiony, a więc w którym metryka tylko nieznacznie różni się od metryki Minkowskiego ( $\eta_{\mu\nu}$ ):

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} + \mathcal{O}(h_{\mu\nu}^2), \quad \text{gdzie } |h_{\mu\nu}| \ll 1$$

- Można pokazać, że w przybliżeniu słabego pola, równania pola Einsteina przyjmują postać ( $\square \equiv \partial_\sigma \partial^\sigma = (1/c^2)(\partial^2/\partial t^2) - \nabla^2$ ):

$$\square \bar{h}^{\mu\nu} = -2\kappa T^{\mu\nu} \quad \text{z tzw. warunkiem cechowania} \quad \partial_\mu \bar{h}^{\mu\nu} = 0$$

gdzie  $\bar{h}^{\mu\nu} \equiv h^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}h$  oraz  $h \equiv \eta_{\mu\nu}h^{\mu\nu} = h^\mu{}_\mu$

- Ogólne rozwiązanie równań pola w próżni ( $T^{\mu\nu} = 0$ ) można zapisać jako superpozycję fal płaskich:

$$\bar{h}^{\mu\nu} = A^{\mu\nu} \exp(ik_\rho x^\rho) \quad \text{z warunkiem cechowania} \quad A^{\mu\nu}k_\nu = 0$$

gdzie  $A^{\mu\nu}$  to symetryczny tensor stałych (zespolonych), a  $k^\rho = (\omega/c, \vec{k})$  to 4-wektor falowy, który dla pustej przestrzeni spełnia warunek  $k_\rho k^\rho = 0$ .

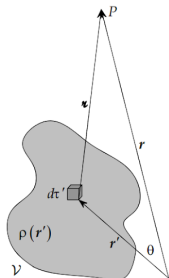
- W tzw. wycechowaniu TT (transverse-traceless), tensor  $A^{\mu\nu}$  przyjmuje postać (fala poruszająca się w kierunku  $x^3$ ):

$$A_{\text{TT}}^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = h_+ e_+^{\mu\nu} + h_\times e_\times^{\mu\nu}$$

# Rozwinięcie multipolowe

- Potencjał pochodzący od dowolnego rozkładu ładunku  $\rho(\vec{r}')$ , w dużej od niego odległości ( $r \gg r'$ ) można zapisać w postaci:

$$\begin{aligned}
 V(\vec{r}) &= k \int_{V'} \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' = \left\{ \hat{r} = \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1 + \epsilon)^s = \sum_{n=0}^{\infty} \binom{s}{n} \epsilon^n \right\} = \\
 &= k \int_{V'} \frac{\rho(\vec{r}')}{r} \left| 1 - 2 \frac{\hat{r} \cdot \vec{r}'}{r} + \left( \frac{r'}{r} \right)^2 \right|^{-1/2} dV' = \\
 &= \frac{k}{r} \int_{V'} \rho(\vec{r}') \left( 1 - \frac{\hat{r} \cdot \vec{r}'}{r} + \frac{1}{2r^2} (3(\hat{r} \cdot \vec{r}')^2 - r'^2) + \mathcal{O} \left( \frac{r'}{r} \right)^3 \right) dV'
 \end{aligned}$$



Rozwinięcie multipolowe pozwala na zaniedbanie wyrazów wyższego rzędu w  $(r'/r)$ :

$$V(\vec{r}) = V_{\text{mon}}(\vec{r}) + V_{\text{dip}}(\vec{r}) + V_{\text{quad}}(\vec{r}) + \dots$$

$$V_{\text{mon}}(\vec{r}) = \frac{k}{r} \int_{V'} \rho(\vec{r}') dV' \quad \text{- potencjał ładunku punktowego}$$

$$V_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{k}{r^2} (\hat{r} \cdot \vec{p}) \quad \text{gdzie } \vec{p} \equiv \int_{V'} \rho(\vec{r}') \vec{r}' dV' \quad \text{nazywamy dipolem}$$

$$V_{\text{quad}}(\vec{r}) = \frac{3k}{2r^3} (\hat{r} \otimes \hat{r}) :: J \quad \text{gdzie } J \equiv \int_{V'} \rho(\vec{r}') \left( \vec{r}' \otimes \vec{r}' - \frac{1}{3} I r'^2 \right) dV'$$

$J$  to zredukowany moment kwadrupolowy.  $\otimes$  definiujemy przez:  $(\vec{u} \otimes \vec{v}) \vec{w} = \vec{u}(\vec{v} \cdot \vec{w})$

# Źródła fal grawitacyjnych

- W celu zrozumienia mechanizmu generacji FG, konieczne jest rozwiązanie pełnych zlinearyzowanych równań Einsteina sprzężonych do źródła. Takie rozwiązanie dla składowych przestrzennych przyjmuje postać:

$$\bar{h}_{ij}(t, \vec{x}) = \frac{2G}{r} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2}(t_r) \quad \text{gdzie } t_r = t - r \quad \text{oraz } r = |\vec{x} - \vec{y}|.$$

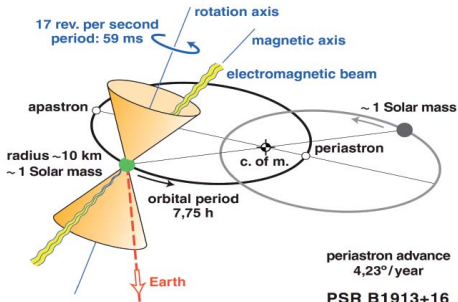
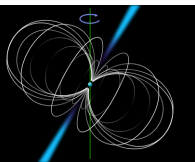
- $\bar{h}_{ij}(t, \vec{x})$  to zaburzenie pola grawitacyjnego w punkcie  $(t, \vec{x})$  pochodzące od źródeł energii i pędu znajdujących się w punktach  $(t_r, |\vec{x} - \vec{y}|)$  na stożku światła reprezentującym zdarzenia mogące mieć wpływ na  $(t, \vec{x})$ .
- Tensor momentu kwadrupolowego gęstości energii źródła zdefiniowany jest jako:

$$I_{ij}(t) = \int y^i y^j T^{00}(t, \vec{y}) d^3 \vec{y}$$

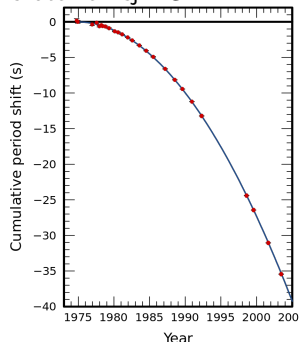
- Składowe czasowe  $\bar{h}^{0i} = \bar{h}^{i0} = 0$  oraz  $\bar{h}^{00} = \frac{4GM}{c^2 r}$ .
- Zredukowany moment kwadrupolowy ma postać:  $Q_{ij} = I_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \delta^{kl} I_{kl}$
- Uwaga:** W przeciwieństwie do FG, wiodący wkład do promieniowania EM pochodzi od zmiennego w czasie momentu dipolowego rozkładu gęstości ładunku elektrycznego środek ładunku elektrycznego może oscylować. Oscylacje środka masy łamałyby prawo zachowania pędu!

# Pośredni dowód na istnienie fal grawitacyjnych

- W roku 1974 Hulse i Taylor zaobserwowali pulsar, z którego sygnały docierały do Ziemi (Arecibo) z systematycznie zmieniającym się opóźnieniem, co zinterpretowali jako układ podwójny (PSR B1913+16, odległość 21 000 ly, masy  $1.441 M_{\odot} + 1.387 M_{\odot}$ ).
- Podczas obserwacji okazało się, że peristron (najbliższa odległość orbity od ogniska) przesuwa się "do przodu" o około  $4.2^{\circ}$  rocznie (precesja), a jednocześnie okres obiegu pulsara zmniejsza się - dokładnie tak jak przewiduje OTW na skutek emisji FG.



Moc emitowana w postaci FG:  $7.35 \times 10^{24}$  W

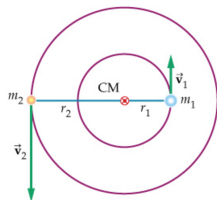


- The Nobel Prize in Physics 1993 was awarded jointly to R.A. Hulse and J.H. Taylor Jr. "for the discovery of a new type of pulsar, a discovery that has opened up new possibilities for the study of gravitation."

# Fale grawitacyjne emitowane przez układ podwójny

- Dla uproszczenia rozważmy układ podwójny składający się z dwóch identycznych gwiazd, każda o masie  $M$  krążących po orbicie o promieniu  $R$  w płaszczyźnie  $x^1-x^2$ :

$$\begin{aligned}x_a^1 &= R \cos \Omega t, & x_a^2 &= R \sin \Omega t \\x_b^1 &= -R \cos \Omega t, & x_b^2 &= -R \sin \Omega t\end{aligned}$$



- Korzystając z przybliżenia Newtona wyznaczamy częstość kołową:

$$\frac{GM^2}{(2R)^2} = \frac{Mv^2}{R} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{GM}{4R}} \Rightarrow \Omega = \frac{v}{R} = \sqrt{\frac{GM}{4R^3}}$$

- Gęstość energii:

$$\begin{aligned}T^{00}(t, \vec{x}) &= \\&= M\delta(x^3) [\delta(x^1 - R \cos \Omega t) \delta(x^2 - R \sin \Omega t) + \delta(x^1 + R \cos \Omega t) \delta(x^2 + R \sin \Omega t)]\end{aligned}$$

- Składowe tensora momentu kwadrupolowego:

$$\begin{aligned}I^{11} &= 2MR^2 \cos^2 \Omega t = MR^2(1 + \cos 2\Omega t) \\I^{22} &= 2MR^2 \sin^2 \Omega t = MR^2(1 - \cos 2\Omega t) \\I^{12} &= I^{21} = 2MR^2(\cos \Omega t)(\sin \Omega t) = MR^2 \sin 2\Omega t \\I^{i3} &= I^{3i} = 0\end{aligned}$$

# Generacja fal grawitacyjnych

- Dla układu podwójnego, część metryki związana z FG ma postać ( $t_r = t - r/c$ ):

$$\bar{h}_{\text{rad}}^{\mu\nu}(t, \vec{r}) = \frac{8GM}{c^4 r} \Omega^2 R^2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Omega t_r & \sin 2\Omega t_r & 0 \\ 0 & \sin 2\Omega t_r & -\cos 2\Omega t_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

- Polaryzacja FG zależy od pozycji obserwatora. Powyższa forma metryki jest w postaci TT dla FG rozchodzącej się w kierunku  $x^3 (\equiv r)$ . Widać więc, że w tym przypadku FG ma polaryzację kołową:

$$(h_{\text{rad}}^{\text{TT}})^{\mu\nu} = \frac{8GM}{c^4 r} \Omega^2 R^2 \Re[(e_1^{\mu\nu} - ie_2^{\mu\nu}) \exp 2i\Omega(t - x^3/c)]$$

- W przypadku fali rozchodzącej się w kierunku  $x^1 (\equiv r)$ , można pokazać, że FG ma polaryzację liniową typu "+":

$$(h_{\text{rad}}^{\text{TT}})^{\mu\nu}(t, \vec{r}) = \frac{4GM}{c^4 r} \Omega^2 R^2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\cos 2\Omega t_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos 2\Omega t_r \end{pmatrix} = \\ = \frac{4GM}{c^4 r} \Omega^2 R^2 \Re[-\tilde{e}_1^{\mu\nu} \exp 2i\Omega(t - x^1/c)]$$

# Wpływ fal grawitacyjnych na swobodne cząstki

- Rozważmy spoczywającą cząstkę swobodną, której 4-prędkość,  $u^\sigma = c(1, 0, 0, 0)$ , musi spełniać równanie geodezyjne:

$$\frac{du^\sigma}{d\tau} + \Gamma^\sigma_{\mu\nu} u^\mu u^\nu = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{du^\sigma}{d\tau} = -c^2 \Gamma^\sigma_{00} = -\frac{1}{2} c^2 \eta^{\sigma\rho} (\partial_0 h_{\rho 0} + \partial_0 h_{0\rho} - \partial_\rho h_{00})$$

- Ponieważ w wycechowaniu TT,  $h_{\rho 0} = 0$  dla  $\rho = 0, 1, 2, 3$ , więc  $du^\sigma/d\tau = 0$  co oznacza, że cząstka pozostaje w spoczynku (nie ulegają zmianie jej współrzędne przestrzenne zdefiniowane wyborem wycechowania TT), pomimo przejścia FG.

W szczególności wektor  $\xi^\mu = (0, \xi^1, \xi^2, \xi^3)$  określający separację dwóch cząstek swobodnych, w tych współrzędnych jest stały.

- Jednak fizyczna odległość pomiędzy cząstkami dana przez:

$$l^2 = -g_{ij} \xi^i \xi^j = (\delta_{ij} - h_{ij}) \xi^i \xi^j$$

zmienia się w czasie, ponieważ nie wszystkie elementy  $h_{ij}$  są stałe w czasie.

- Wprowadzając nowe zmienne  $\zeta^i$  można napisać (zachowując wyrazy  $\mathcal{O}(h_{\mu\nu})$ ):

$$\zeta^i = \xi^i - \frac{1}{2} h^i_k \xi^k \quad \Rightarrow \quad l^2 = \delta_{ij} \zeta^i \zeta^j$$

A więc nowe współrzędne  $\zeta^i$  można traktować jako komponenty wektorów położenia określających prawdziwą fizyczną separację przestrzenną cząstek.

# Wpływ fal grawitacyjnych na swobodne cząstki

- Rozważmy wpływ FG rozchodzącej się w kierunku  $x^3$  na cząstki początkowo znajdujące się w płaszczyźnie  $x^1-x^2$  (a więc mające współrzędną  $\xi^3 = 0$ ).

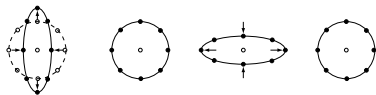
Ponieważ  $(h_{TT})^3_k = 0$ , więc  $\zeta^3 = 0$  podczas przejścia FG.

- FG ma więc jedynie polaryzację poprzeczną i może wpływać na separację poprzeczną cząstek.

- Przejście fali z  $A^{\mu\nu} = ae_1^{\mu\nu}$  gdzie  $a > 0$ :

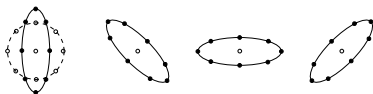
$$h_{TT}^{\mu\nu} = ae_+^{\mu\nu} \cos k_\mu x^\mu = ae_+^{\mu\nu} \cos k(x^0 - x^3)$$

$$[\zeta^i] = \begin{pmatrix} \xi^1 \\ \xi^2 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{1}{2}a \cos k(x^0 - x^3) \begin{pmatrix} \xi^1 \\ -\xi^2 \\ 0 \end{pmatrix}$$



- Podobnie dla  $A^{\mu\nu} = be_2^{\mu\nu}$  gdzie  $b > 0$  mamy:

$$[\zeta^i] = \begin{pmatrix} \xi^1 \\ \xi^2 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{1}{2}b \cos k(x^0 - x^3) \begin{pmatrix} \xi^2 \\ \xi^1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

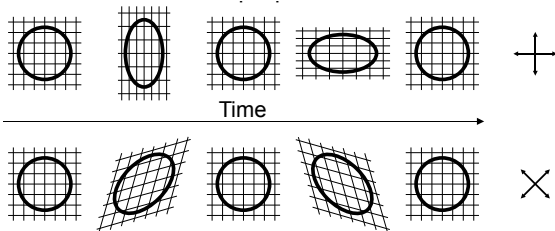


- W ogólnym przypadku  $A^{\mu\nu} = ae_1^{\mu\nu} + be_2^{\mu\nu}$ , stałe  $a$  i  $b$  mogą być zespolone, np.  $b = \pm ia$  w przypadku polaryzacji kołowej.



# Polaryzacja fal grawitacyjnych

- $h_+(t-z)$  oraz  $h_\times(t-z)$  to funkcje opisujące amplitudy dwóch liniowo niezależnych stanów polaryzacji fal grawitacyjnych ( $e_+^{\mu\nu}$ ,  $e_\times^{\mu\nu}$ ).



- Geometria czasoprzestrzeni w miejscu przechodzenia fali opisywana jest przez:

$$ds^2 = dt^2 - (1 + h_+)dx^2 - (1 - h_+)dy^2 - 2h_\times dx dy - dz^2$$

- Złożenie stanów  $e_+^{\mu\nu}$  oraz  $e_\times^{\mu\nu}$  z dowolnymi amplitudami, pozwala na opis fali o dowolnej (poprzecznej) polaryzacji - np. kołowej.

# Moc emitowana w formie FG

- Moc emitowana w postaci FG przez układ podwójny wyraża się wzorem:

$$P \equiv \frac{dE}{dt} = -\frac{G}{5} \left\langle \frac{d^3 Q_{ij}}{dt^3} \frac{d^3 Q^{ij}}{dt^3} \right\rangle$$

gdzie średniowanie przebiega po pełnym okresie - tzn.  $\langle \dots \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T (\dots) dt$

W naszym przypadku (równe masy  $M$  krążące po orbicie o promieniu  $R$ ):

$$Q_{ij} = \frac{MR^2}{3} \begin{pmatrix} 1 + 3 \cos 2\Omega t & 3 \sin 2\Omega t & 0 \\ 3 \sin 2\Omega t & 1 - 3 \cos 2\Omega t & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

$$\frac{d^3 Q_{ij}}{dt^3} = 8MR^2\Omega^3 \begin{pmatrix} \sin 2\Omega t & -\cos 2\Omega t & 0 \\ -\cos 2\Omega t & -\sin 2\Omega t & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Czyli moc emitowana przez układ podwójny wynosi:

$$P = -\frac{128}{5} GM^2 R^4 \Omega^6 = -\frac{2}{5} \frac{G^4 M^5}{R^5}$$

- Szybkość zmiany promienia orbity:  $\frac{dR}{dt} = \frac{dR}{dE} \frac{dE}{dt} = -\frac{16 G^3 M^3}{5 c^5 R^3}$

- Czas do połączenia BH (od orbity początkowej o promieniu  $R_0$ ):

$$\Delta t_{\text{merge}} = \frac{1}{\alpha} \int_{R_0}^0 R^3 dR = -\frac{R_0^4}{4\alpha} \quad \text{gdzie} \quad \alpha = \frac{16G^3 M^3}{5c^5}$$

- Podczas ruchu spiralnego zwiększa się częstość obiegu BH na orbicie  $\Omega = 1/T$  - częstość emitowanej FG wynosi  $f = 2\Omega$ . Z III PK ( $R^3/T^2 = \text{const}$ ) mamy:

$$T^2 = \frac{1}{\Omega^2} = \frac{4\pi^2}{GM} R^3 \quad \Rightarrow \quad f = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{GM}{R^3}}$$

$$\frac{df}{dt} = \frac{df}{dR} \frac{dR}{dt} = -\frac{3}{2\pi} \sqrt{\frac{GM}{R^5}} \left[ -\frac{16}{5} \frac{G^3 M^3}{c^5 R^3} \right] = \frac{96 \pi^{8/3}}{5 \cdot 2^{1/3} c^5} (GM)^{5/3} f^{11/3}$$



# Amplituda fal grawitacyjnych

- Definiujemy tensory bazy w układzie detektora i źródła:

$$e_+^{ij} = \vec{e}_x^D \otimes \vec{e}_x^D - \vec{e}_y^D \otimes \vec{e}_y^D \quad E_+^{ij} = \vec{e}_x^S \otimes \vec{e}_x^S - \vec{e}_y^S \otimes \vec{e}_y^S$$

$$e_\times^{ij} = \vec{e}_x^D \otimes \vec{e}_y^D + \vec{e}_y^D \otimes \vec{e}_x^D \quad E_\times^{ij} = \vec{e}_x^S \otimes \vec{e}_y^S - \vec{e}_y^S \otimes \vec{e}_x^S$$

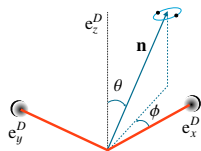
przy czym niech wektory  $\vec{e}_{x,y}^{D,S}$  będą wektorami jednostkowymi, oraz niech  $\vec{e}_x^D = \vec{e}_x^S$ .

- 
- Ogólne wyrażenia na amplitudy uwzględniające inklinację  $\iota$ :

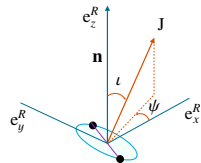
$$h_+(t_r) = \frac{8GM}{r} \Omega^2 R^2 \frac{1 + \cos^2 \iota}{2} \cos 2\Omega t_r$$

$$h_\times(t_r) = \frac{8GM}{r} \Omega^2 R^2 \cos \iota \sin 2\Omega t_r$$

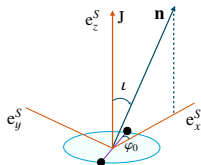
- Jeśli kierunek obserwacji pokrywa się z osią obrotu układu BBH, wtedy  $\cos \iota = \pm 1$  i FG jest spolaryzowana kołowo. Jeśli układ BBH obserwujemy z boku,  $\cos \iota = 0$ , wtedy FG jest spolaryzowana liniowo.



Detector frame



Radiation frame



Source frame

# Amplituda fal grawitacyjnych

- **Przykład:** Dwie swobodne cząstki znajdują się w spoczynku w punktach  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  oraz  $(x, y, z) = (L, 0, 0)$ . FG o polaryzacji "+", częstotliwości  $f$  oraz amplitudzie  $h_0 \ll 1$  porusza się w kierunku osi  $z$  i w pewnym momencie przechodzi przez płaszczyznę  $z = 0$ . Jak zmienia się w czasie odległość pomiędzy cząstkami?

$$h(t, x, y, z) = h_0 \cos(2\pi f[t - z/c]) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$-dl^2 = ds^2 = -(1 + h_+)dx^2 \Rightarrow dl = \sqrt{1 + h_+} dx \approx \left(1 + \frac{1}{2}h_+\right) dx$$

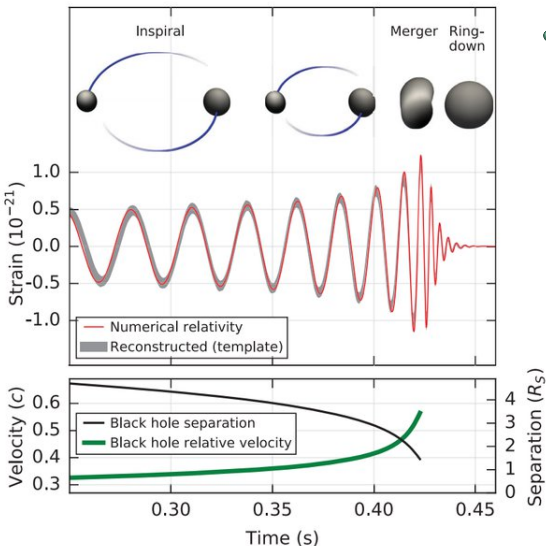
$$\text{A więc } l \approx \left[1 + \frac{1}{2}h_0 \cos(2\pi f[t - z/c])\right] L \Rightarrow \frac{\delta l}{L} = \frac{|l - L|}{L} \approx \frac{1}{2}h_0$$

- A więc względna różnica długości ramion interferometru:  $\frac{\delta L}{L} \approx h_0$
- Amplituda FG emitowanej przez BBH:

$$\delta L \approx 10^{-22} \left(\frac{M}{2.8M_\odot}\right)^{5/3} \left(\frac{0.01 \text{ s}}{T}\right)^{2/3} \left(\frac{100 \text{ Mpc}}{r}\right) L$$

# Przewidywana postać sygnałów w detektorach FG

- Symulowane sygnały pochodzące od różnych konfiguracji układów emitujących FG można znaleźć na stronie Współpracy SXS.



- FG jako sygnał dźwiękowy:

połączenie dwóch BH, każda o masie  $10 M_{\odot}$ :

Play 1

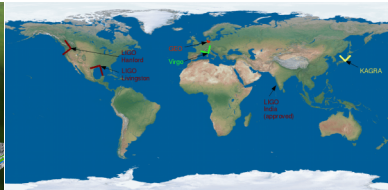
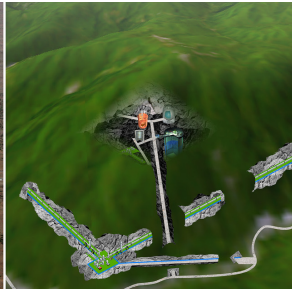
Play 2

FG we wczesnym Wszechświecie:

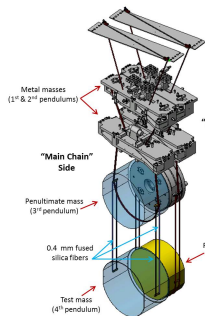
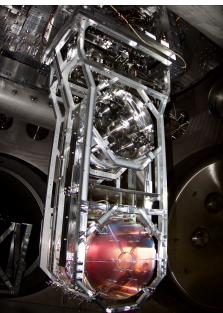
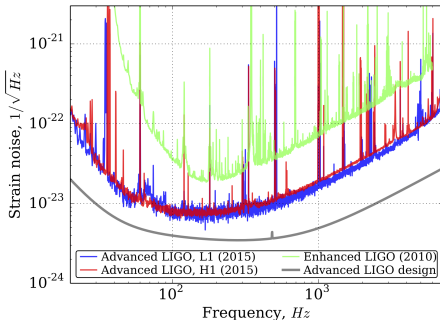
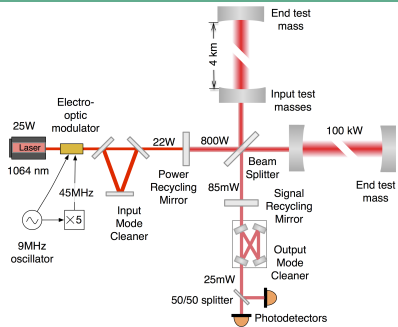
Play Sound

# Światowa sieć spektrometrów fal grawitacyjnych

**LIGO** (Hanford & Livingston), **VIRGO** (near Pisa), **KAGRA** (Kamioka mine)



# Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory

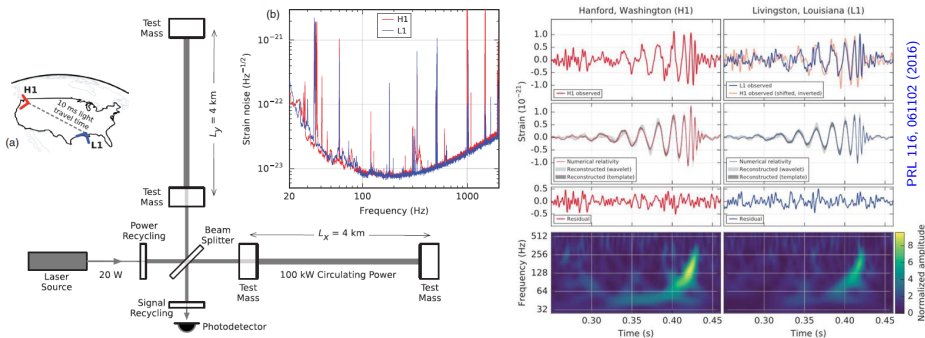


- Szum sejsmiczny i mechaniczny generowany na powierzchni Ziemi.
- Fluktuacje gradientu ziemskiego pola grawitacyjnego.
- Szum termiczny związany z masami testowymi, lustrami i ich zawieszeniem.
- "photon shot noise" - szum związany z fluktuacjami liczby fotonów i prądem rejestrowanym przez fotodetektor.



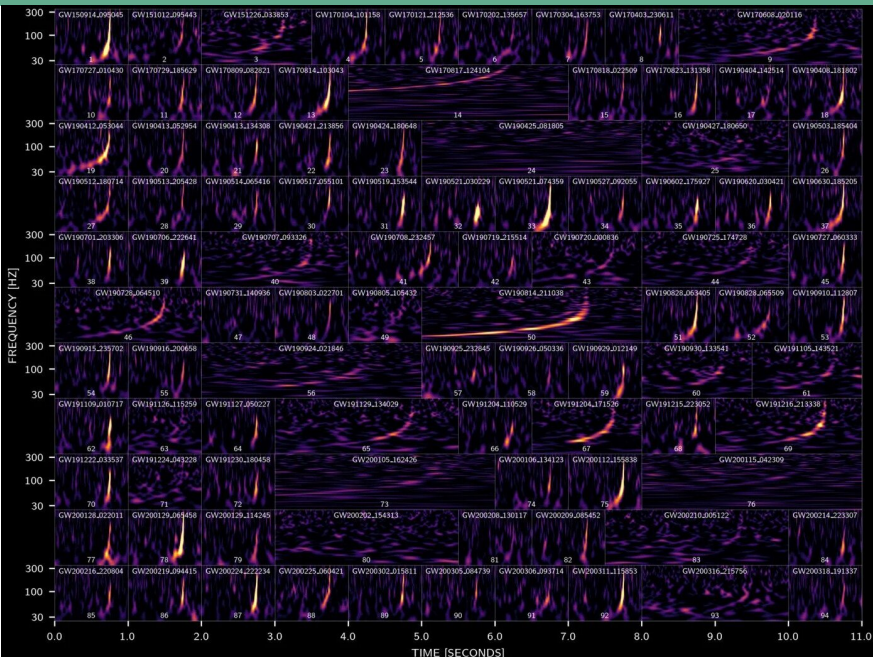
# Pierwsza obserwacja FG przez LIGO

- Sygnał zgodny z modelem łączenia się dwóch BH (odległość:  $460_{-180}^{+160}$  Mpc):  
Masa:  $36_{-4}^{+5} M_{\odot} + 29_{-4}^{+4} M_{\odot} \Rightarrow 62_{-4}^{+4} M_{\odot}$  Spin:  $0.67_{-0.07}^{+0.05}$
- Pomiar parametrów poprzez porównanie z milionami wzorców z 15-wymiarowej przestrzeni parametrów.

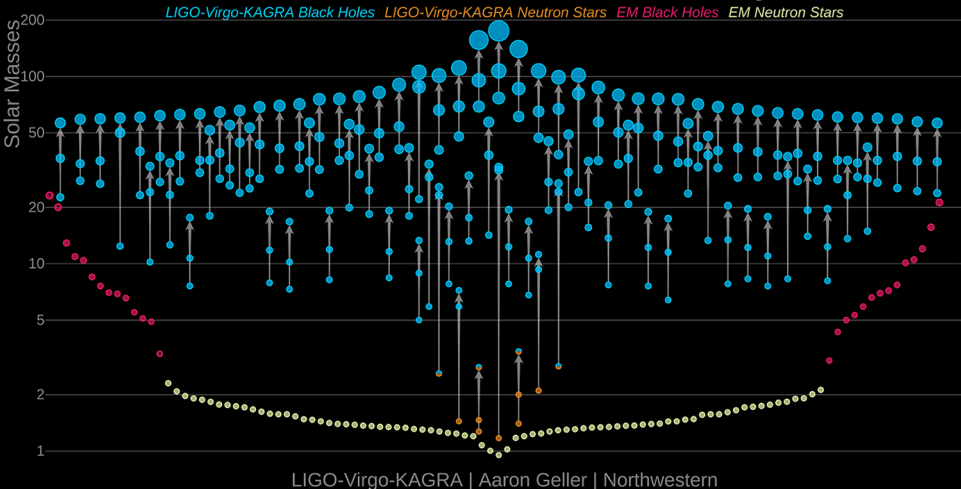


- The Nobel Prize in Physics 2017 was divided, one half awarded to Rainer Weiss, the other half jointly to Barry C. Barish and Kip S. Thorne "for decisive contributions to the LIGO detector and the observation of gravitational waves."

# Podsumowanie dotychczasowych obserwacji - sygnały



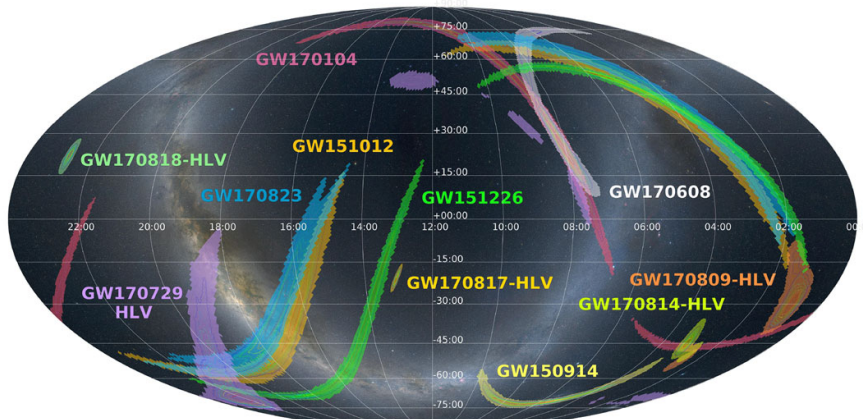
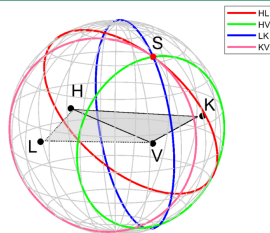
# Masses in the Stellar Graveyard



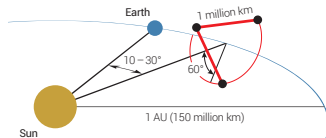
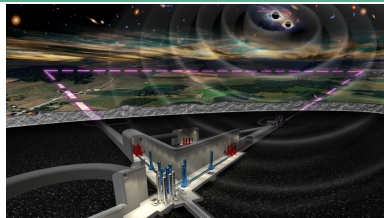
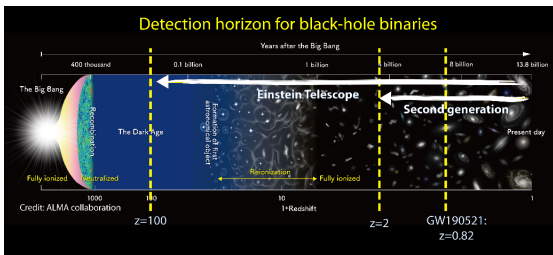
Wizualizacja wybranych źródeł FG

# Lokalizacja źródeł fal grawitacyjnych

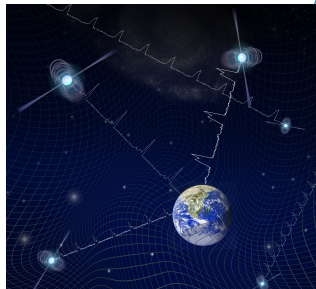
- Lokalizacja źródeł FG odbywa się na podstawie różnicy czasów rejestracji sygnału w różnych stacjach.
- Informacje o potencjalnym sygnale pochodzącym od FG przesyłane są natychmiast do wielu obserwatoriów astronomicznych na całym świecie w celu ich powiązania z obiektami obserwowanymi w różnych zakresach fal EM.



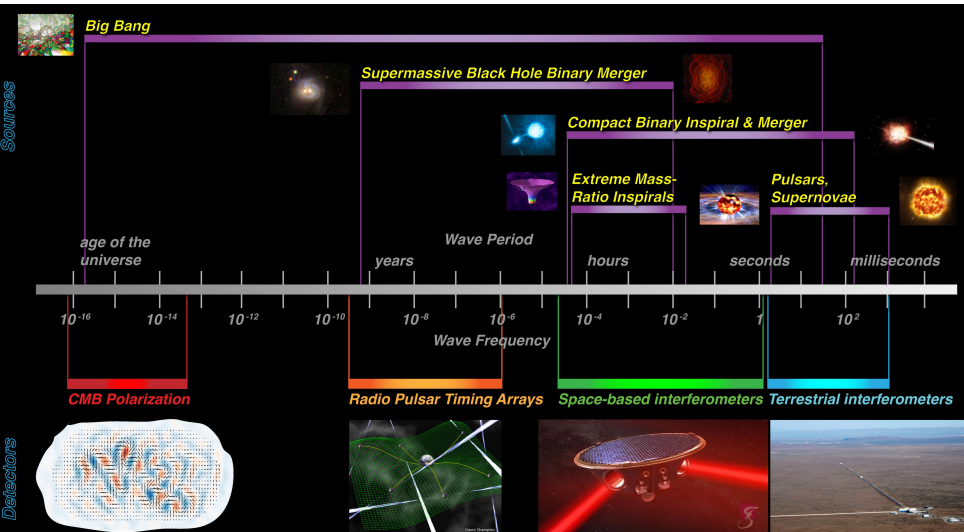
# Plany na przyszłość



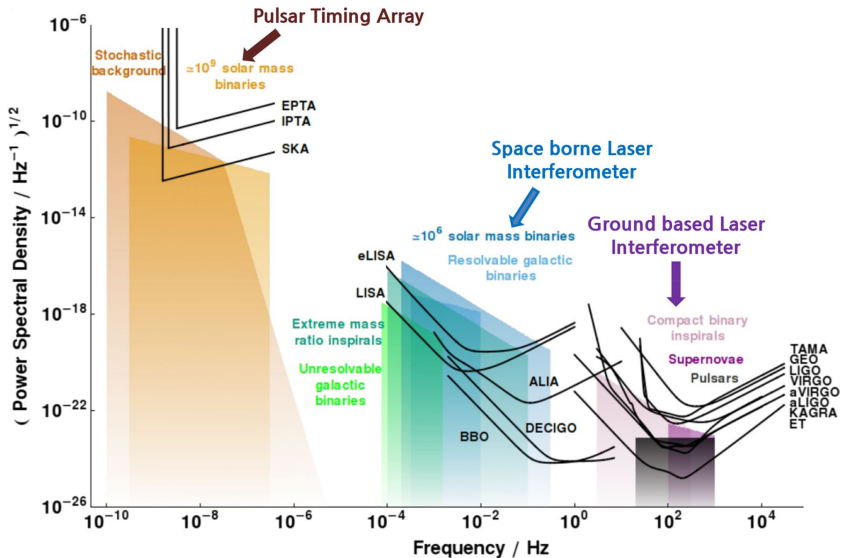
- **Einstein Telescope** (2030's) - Europejski interferometr FG o długości ramion 10 km umieszczony pod powierzchnią ziemi.
- **LISA** (2034) - Kosmiczny interferometr FG.
- **NANOGrav** - Galaktyczne obserwatorium FG - próba wykorzystania pulsarów jako systemu podobnego do GPS - zmiany pozycji Ziemi mogą być spowodowane zniekształceniami czasoprzestrzeni spowodowanymi przejściem FG.



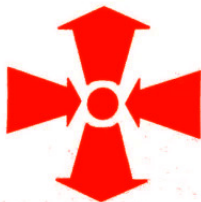
# Spektrum FG oraz ich źródła i metody detekcji



# Zakres czułości obecnych i przyszłych detektorów FG



- FG dostarczają nowych możliwości obserwacji i badania Wszechświata (większość dotychczasowych danych pochodzi z obserwacji za pomocą fal EM oraz neutrin i promieniowania kosmicznego) - można to porównać do dodania zmysłu słuchu istocie, która świat widziała wcześniej tylko oczami.
- FG bardzo słabo oddziałują z otoczeniem, dlatego dostarczają niezaburzonego obrazu zjawisk, których inaczej nie bylibyśmy w stanie dostrzec.
- Odkrycie FG to także ważny etap na drodze systematycznego poznawania natury Wszechświata poprzez naukę (fizykę) - minęło 100 lat od czasu sformułowania OTW do momentu eksperymentalnej weryfikacji kolejnego z przewidywań teorii.



**WARNING:  
GRAVITATIONAL  
RADIATION**