

Astrofizyka cząstek

prof. dr hab. A.F.Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych IFD

Wykład XIII

- Fale grawitacyjne
- Poszukiwanie fal grawitacyjnych
- Detektory LIGO i Virgo
- Odkrycie fal grawitacyjnych (GW150914)

Grawitacja

Newton

Prawo grawitacji Newtona było proste, eleganckie i uniwersalne. Ale:

- zakładało istnienie absolutnego układu odniesienia
- zakładało uniwersalność czasu
- zakładało, że oddziaływania rozchodzą się z nieskończoną prędkością
⇒ zmiana źródła powoduje natychmiastową zmianę pola w całej przestrzeni
- wyłącznie opisywało oddziaływanie, nie wnikało w jego naturę...

Einstein

Grawitacja jest wynikiem/przejawem zakrzywienia czasoprzestrzeni.

- każda masa powoduje deformację czasoprzestrzeni
- poruszające się swobodnie obiekty poruszają się po trajektoriach wyznaczonych przez geometrię przestrzeni

- STW**
- nie istnieje wyróżniony układ odniesienia
 - żadne działanie nie może się rozchodzić szybciej niż z prędkością światła

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Potencjał grawitacyjny w punkcie \vec{x} od niestacjonarnego rozkładu $\rho(t, \vec{y})$ masy:

$$\phi_N(t, \vec{x}) = -G \int d^3y \frac{\rho(t, \vec{y})}{r} \quad \text{gdzie: } r \equiv |\vec{y} - \vec{x}|$$

Ruch masy (zależność ρ od czasu) powoduje natychmiastową “adaptację” potencjału, działanie na odległość \Rightarrow nie ma problemu “rozchodzenia się” oddziaływania

Ale jeśli przyjąć, zgodnie z założeniami STW, że oddziaływanie rozchodzi się z prędkością światła, możemy zapisać:

$$\phi_R(t, \vec{x}) = -G \int d^3y \frac{\rho(t - \frac{r}{c}, \vec{y})}{r} \quad \text{gdzie: } r \equiv |\vec{y} - \vec{x}|$$

Okazuje się, że prowadzi to do równania falowego:

$$\nabla^2 \phi_R - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_R}{\partial t^2} = 4\pi G \rho$$

Tak więc fale grawitacyjne pojawiają się już w ujęciu Newtona...

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Zakładając, że źródło znajduje się w początku układu współrzędnych i jest ograniczone do $|\vec{y}| \leq R$, oraz, że obserwator znajduje się bardzo dalego ($|\vec{x}| \gg R$) możemy rozwinąć wyrażenie na potencjał w szereg:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{|\vec{x}|} + \frac{2\vec{y} \cdot \vec{n}}{|\vec{x}|^2} + \dots \quad \frac{r}{c} = \frac{|\vec{x}|}{c} - \frac{\vec{y} \cdot \vec{n}}{c} + \dots \quad \text{gdzie: } \vec{n} = \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}$$
$$\Rightarrow \phi_R(t, \vec{x}) \approx -\frac{GM}{|\vec{x}|} + \frac{G\vec{P} \cdot \vec{n}}{c|\vec{x}|} - \frac{G}{2c^2} \frac{\sum_{ij} \ddot{I}_{ij} n_i n_j}{|\vec{x}|}$$

gdzie \ddot{I}_{ij} oznacza drugą pochodną po czasie tensora

$$I_{ij} = \int d^3y \rho(t, \vec{y}) y_i y_j$$

Kolejne człony rozwiniętego potencjału odpowiadają: **potencjałowi statycznemu**, **poprawce związanej z ruchem**, **fali** wynikającej z **kwadrupolowych deformacji źródła**

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Wyprowadzenie dla (Newtonowskiej) fali grawitacyjnej przebiega analogicznie jak dla klasycznego promieniowania ładunku. Jednakże prąd elektryczny nie jest zachowany, dlatego w fali elektromagnetycznej dominuje wkład dipolowy. Dla masy mamy zasadę zachowania pędu \Rightarrow najniższy wkład falowy jest kwadrupolowy

Wkład falowy do potencjału wygodnie opisać przez bezwymiarowy parametr:

$$h = \frac{\Delta\phi_R}{c^2} = -\frac{G}{2c^4} \frac{\ddot{I}_{ij}n_in_j}{|\vec{x}|}$$

Straty energii:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{1}{30} \frac{G}{c^5} \left\langle \dot{I}_{ij}\dot{I}_{ij} + \frac{1}{2}\dot{I}_{jj}\dot{I}_{kk} \right\rangle$$

Są jednak bardzo małe, ze względu na czynnik $\frac{G}{c^5} \approx 10^{-52} \text{ W}^{-1}$

Jakościowo wyniki te są podobne do przewidywań Ogólnej Teorii Względności...

Fale grawitacyjne

Ogólna Teoria Względności

Równanie Einsteina:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

$G_{\mu\nu}$ - tensor Einsteina, $R_{\mu\nu}$ i R - tensor i skalar Ricciego, $T_{\mu\nu}$ - tensor energii-pędu

W przybliżeniu słabych pól grawitacyjnych - sałabej deformacji czasoprzestrzeni możemy rozwinąć tensor metryczny:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad \text{gdzie } |h_{\mu\nu}| \ll 1$$

Prowadzi to do równania falowego (w cechowaniu Lorenza):

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi T_{\mu\nu}$$

$$\text{gdzie: } \bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu} \eta^{ab} h_{ab}$$

Fale grawitacyjne

Ogólna Teoria Względności

W pustej przestrzeni ($T_{\mu\nu} \equiv 0$) otrzymujemy ogólne rozwiązanie w postaci fali płaskiej:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \Re [A_{\mu\nu} \exp(ik_a x^a)] \quad k_a k^a \equiv 0$$

⇒ fale grawitacyjne rozchodzą się z prędkością światła.

Dodatkowo możemy wykorzystać dowolność cechowania aby narzucić warunki:

$$\begin{aligned} A_{ab} k^b &= 0 && \text{poprzeczna (Transverse)} \\ \eta^{ab} A_{ab} &= 0 && \text{bezśladowa (Traceless)} \end{aligned}$$

Wynika z tego, że tensor $A_{\mu\nu}$ ma tylko dwie niezależne składowe:

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{dla fali w kierunku osi } Z$$

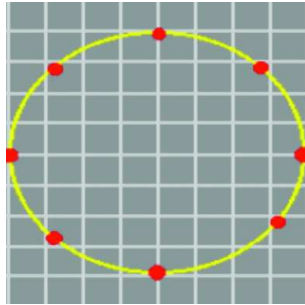
⇒ dwie możliwe polaryzacje fali grawitacyjnej h_+ i h_\times mogą być zespolone !

Fale grawitacyjne

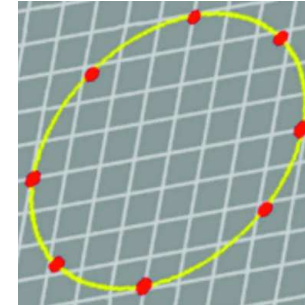
Polaryzacja

Fala grawitacyjna ma dwie niezależne polaryzacje:

h_+ :

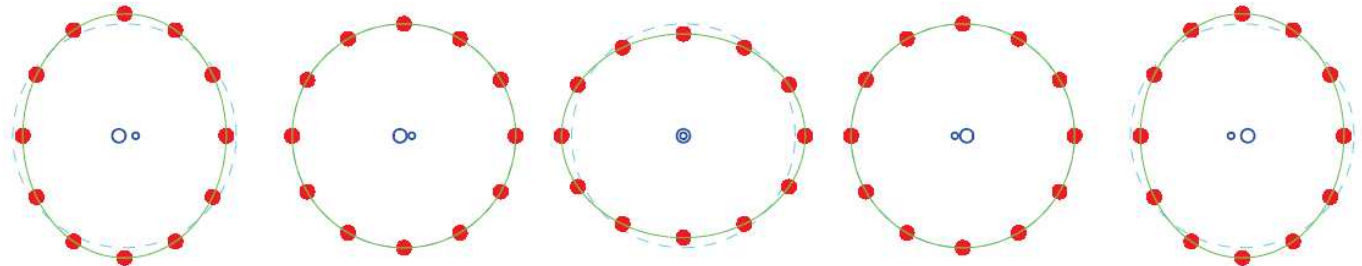


h_{\times} :

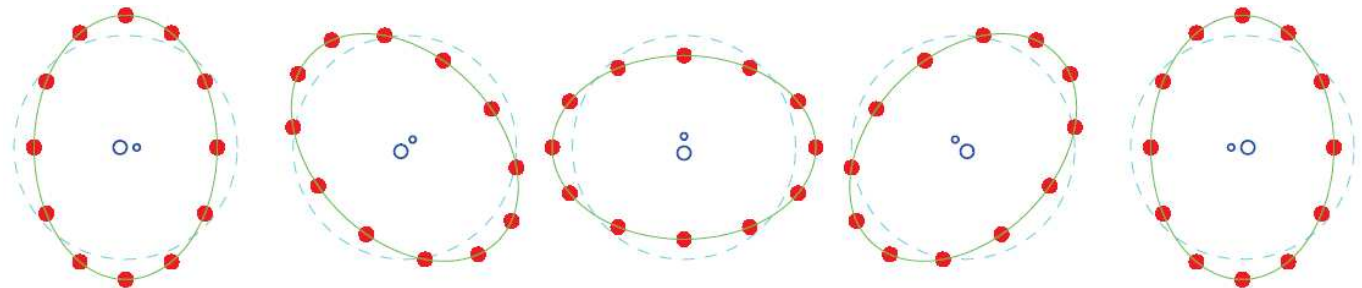


Obie składowe potrzebne do opisu np. promieniowania układu podwójnego

W płaszczyźnie orbity



Prostopadle



Fale grawitacyjne

Porównanie

W podejściu klasycznym (Newton+STW) fale grawitacyjne:

- pole skalarne
- fala podłużna

W Ogólnej Teorii Względności:

- pole tensorowe
- fala poprzeczna

W obu przypadkach:

- rozchodzą się z prędkością światła
- wynikają ze zmian momentu kwadrupolowego rozkładu materii
- emisja energii tłumiona przez czynnik $\frac{G}{c^5}$

Fale grawitacyjne

Troche historii

W roku 1916 Einstein pokazał, że w przybliżeniu liniowym Ogólna Teoria Względności prowadzi do **istnienia fal grawitacyjnych**.

W roku 1936, razem z Nathanem Rosenem, uzyskał **wynik przeciwny**, przeczący istnieniu fal grawitacyjnych.

Przewidywane istnienie fal grawitacyjnych miało być wyłącznie wynikiem przybliżenia liniowego, zaś w (pełnej) teorii nieliniowej ich nie było.

Ku zaskoczeniu Einsteina jego praca została odrzucona przez Physical Review. Okazało się później, że zawierała błąd związany z wyborem układu odniesienia...

Dysputa ciągnęła się przez kolejne 20 lat. Problemem nie jest samo istnienie fal grawitacyjnych, ale to czy niosą energię i czy są w związku z tym mierzalne...

Do rozstrzygnięcia tego problemu i **udowodnienia, że fale grawitacyjne istnieją** (w OTW) walczy przyczynił się prof. Andrzej Trautman

Fale grawitacyjne

Własności

Fala grawitacyjna zachowuje się podobnie jak fale elektromagnetyczne

- porusza się z tą samą prędkością
- podlega odchyleniom na skutek zakrzywienia czasoprzestrzeni
- podlega przesunięciu ku czerwieni (np. rozszerzanie się Wszechświata)
- niosą energię, pęd i moment pędu (!)

Jednak fala grawitacyjna w bardzo niewielkim stopniu podlega absorbcji w materii

⇒ dlatego jej wykrycie jest tak trudne

⇒ detektory rezonansowe

Przechodząca fala grawitacyjna deformuje czasoprzestrzeń

⇒ nie powoduje jednak przesunięć spoczywających obiektów, nie wprawia ich w ruch

⇒ deformacja przestrzeni skutkuje jedynie zmianą odległości między obiektami

⇒ pomiary interferometryczne

Fale grawitacyjne

Własności

Rozważmy falę o polaryzacji h_+ rozchodzącą się w kierunku osi Z (jak poprzednio)

Niech impuls światła będzie wymieniany między punktami A i B takimi, że

$$\Delta x = l \quad \Delta y = \Delta z = 0$$

Interwał czasoprzestrzenny pomiędzy wysłaniem i odebraniem impulsu:

$$s = c^2(\Delta t)^2 - (1 - h_+)(\Delta x)^2 - (1 + h_+)(\Delta y)^2 - (\Delta z)^2$$

Ale interwał ten z definicji jest równy zero, więc czas propagacji impulsu

$$\Delta t = \sqrt{1 - h_+} \frac{l}{c} \approx \left(1 - \frac{1}{2}h_+\right) \Delta t_0$$

Fala grawitacyjna moduluje czas propagacji impulsu świetlnego.

W prostopadłym ramieniu interferometru znak modulacji jest przeciwny!

Mierzonym efektem fali grawitacyjnej jest modulacja prędkości światła...

Fale grawitacyjne

Moc promieniowania

Rozwiązanie na natężenie fali w dużej odległości od źródła w OTW:

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \frac{2G}{c^4} \frac{\ddot{I}_{\mu\nu}}{r} \quad \mathcal{I}_{\mu\nu} = I_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \delta_{\mu\nu} I_{aa}$$

Straty energii:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \langle \ddot{I}_{ij} \ddot{I}_{ij} \rangle$$

Jeśli przyjmiemy, że mamy źródło o masie M , rozmiarze R , asymetrii a , które obraca się z okresem T , trzecia pochodna po czasie momentu kwadrupolowego:

$$\dot{I} \approx \frac{aMR^2}{T^3}$$

Jeśli wyrazić masę obiektu przez jego promień Schwarzschilda $R_S = \frac{2GM}{c^2}$

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle \approx -\frac{a^2}{4} \frac{c^5}{G} \left(\frac{R_S}{R} \right)^2 \left(\frac{v}{c} \right)^6 \quad \text{gdzie } v = \frac{R}{T}$$

Bardzo duża emisja ($\frac{c^5}{G} = 3.6 \cdot 10^{52}$ J/s) dla zwartych i relatywistycznych obiektów !

Fale grawitacyjne

Moc promieniowania

Obiekt	Odległość	Moc całkowita [W]	Amplituda h
500 tonowy wirujący walec o długości 20 m, 5 obr./s	1 m	10^{-29}	$2 \cdot 10^{-34}$
Wybuch bomby wodorowej 1Mt, asymetria 10%	10 km	10^{-11}	$2 \cdot 10^{-39}$
Układ Ziemia - Słońce	1 pc	10	$5 \cdot 10^{-28}$
Ciasny układ podwójny gwiazd o masie Słońca, $T \sim 1000$ s	1 kpc	10^{25}	$5 \cdot 10^{-23}$
Wybuch supernowej o masie $10M_{\odot}$, asymetria 3%	10 Mpc	10^{44}	10^{-21}
Zderzenie dwóch czarnych dziur o masie $10M_{\odot}$	10 Mpc	10^{50}	10^{-20}

Fale grawitacyjne

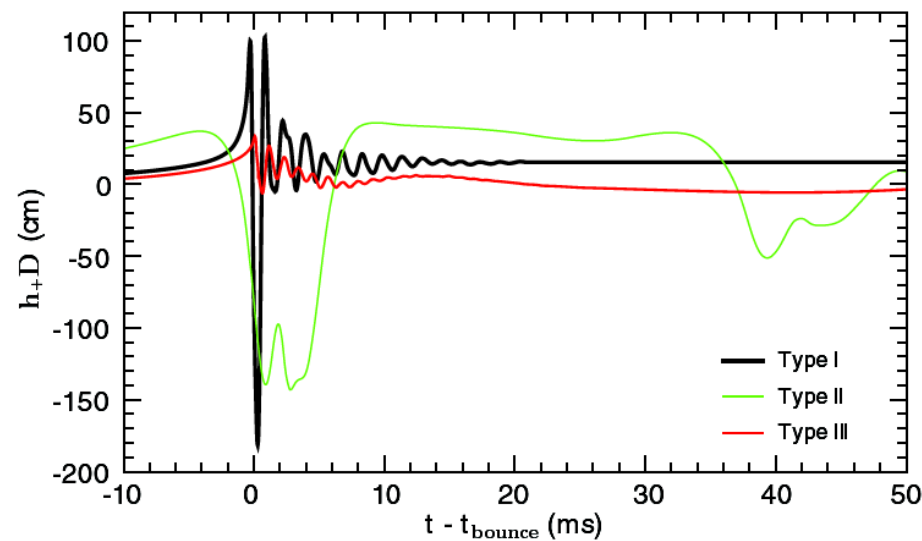
Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)

Najsilniejsze. Krótki impuls o bardzo zróżnicowanym profilu...

[Dimmelmeier et al (2002)]



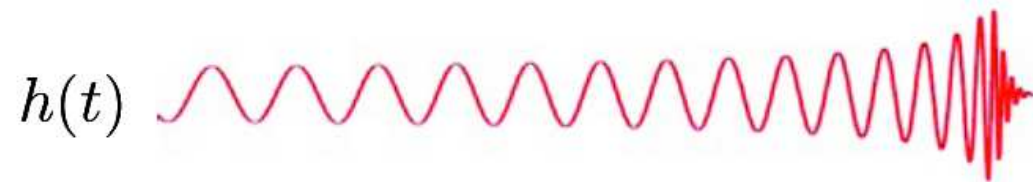
Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów

Wciąż silne. Dłuższy impuls, który można modelować...



Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów
- Ciągłą emisję wirujących układów

Słabe, ale periodyczne. Możemy analizować długie okresy danych.

Może być widoczny efekt Dopplera związany z ruchem Ziemi...



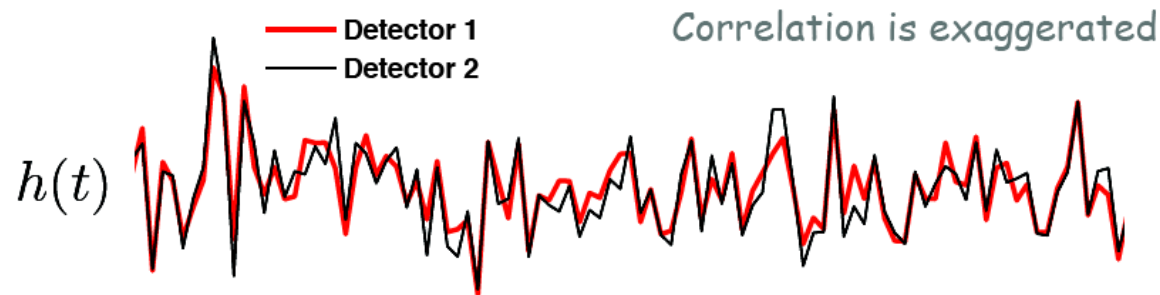
Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

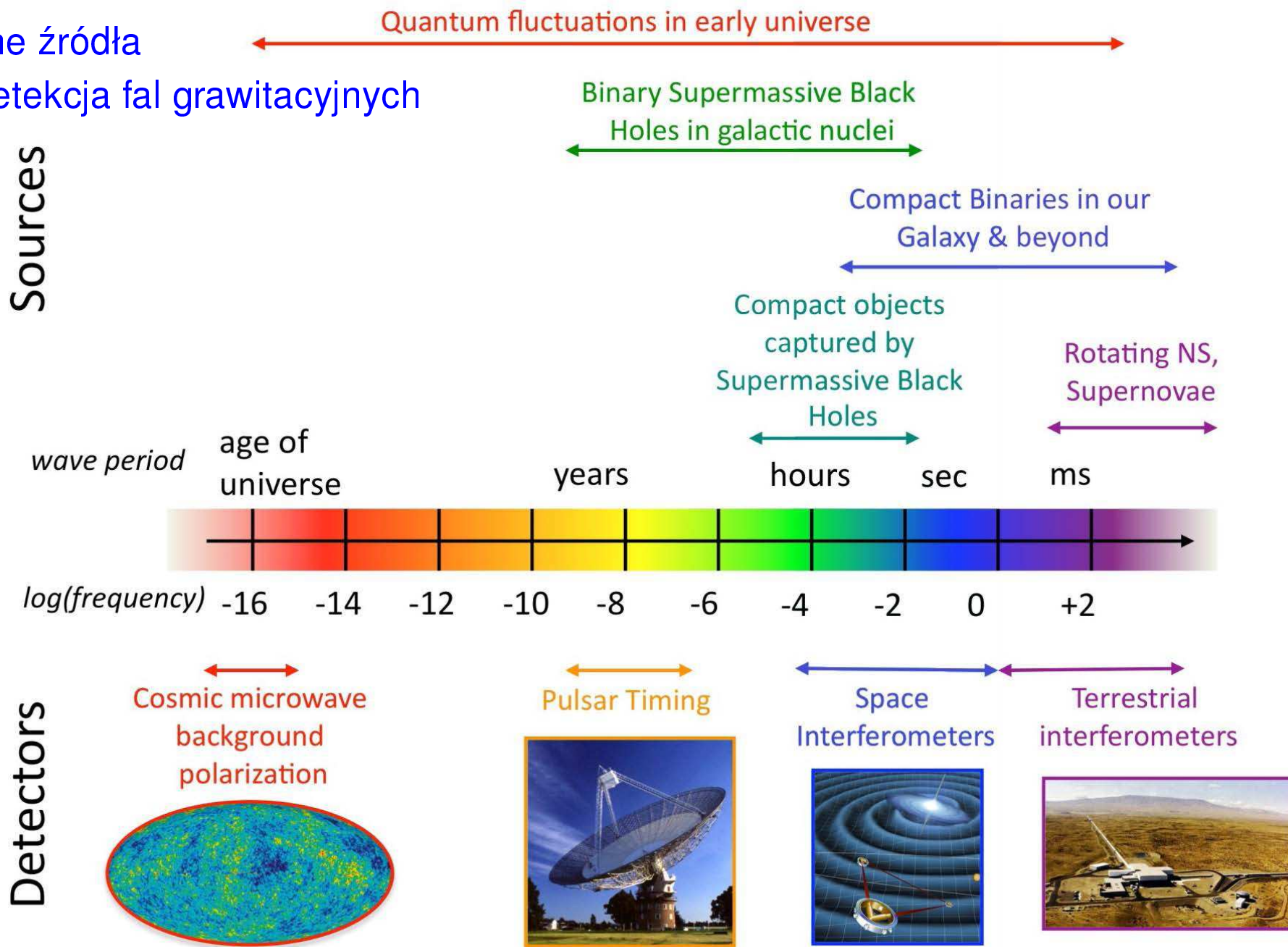
W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów
- Ciągłą emisję wirujących układów
- Grawitacyjne promieniowanie tła wyemitowane na wczesnych etapach ewolucji Wszechświata

Bardzo słabe, ale może stać się widoczne przez korelację różnych detektorów.



Potencjalne źródła widmo i detekcja fal grawitacyjnych



Fale grawitacyjne

Motywacja badań

Testy OTW

- potwierdzenie przewidywań dotyczących ich propagacji i polaryzacji
- testy opisu grawitacji w silnie związanych układach podwójnych
- czarne dziury, nieliniowa grawitacja itp.

Kosmologia

- ewolucja Wszechświata
- ciemna energia - jej natura i równanie stanu
- początki Wszechświata - związek z teorią kwantów

Astrofizyka

- wgląd w przebieg gwałtownych procesów
- badanie zwartych obiektów (np. gwiazd neutronowych)
- badanie promieniowania tła
- poszukiwanie nowych źródeł

Fale grawitacyjne

Pośrednia obserwacja

W 1974 Joseph Taylor i Russell Hulse odkryli pulsar 1913+16.

Zaobserwowali regularne zmiany w okresie pulsacji (59 ms), które zinterpretowali jako wpływ efektu Dopplera

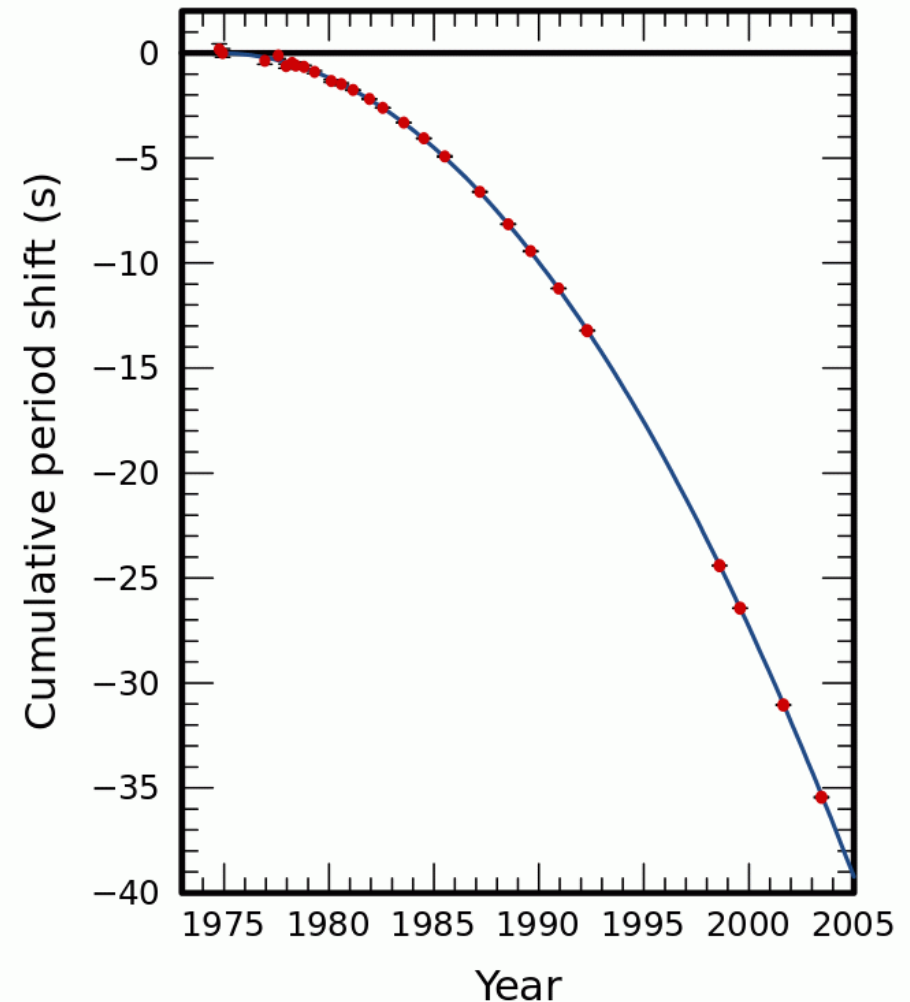
⇒ pulsar krąży w **układzie podwójnym** z drugą gwiazdą neutronową (okres 7.75 h)

Obserwacje w dłuższym okresie czasu wykazały, że okres obiegu zmniejsza się

⇒ układ rotuje coraz szybciej

⇒ efekt strat energii na promieniowanie

Bardzo dobra zgodność z przewidywaniami OTW ⇒ **Nobel 1993**



Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

Pierwsze próby pomiaru fal grawitacyjnych podjęte zostały w latach 1960' przez Josepha Webera.

Duży walec aluminiowy, izolowany sejsmicznie, w próżni. Powierzchniowe detektory piezoelektryczne do pomiaru drgań.

Oczekiwana czułość: $h \sim 10^{-16}$

Fala grawitacyjna, pochłaniana przez walec (!), powinna wprowadzić go w **rezonans**.

Dwa detektory w odległości 1000 km

“Pierwsza” obserwacja (fałszywa) w 1969...



Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

AUGIRA

Legnaro, INFN (Włochy)



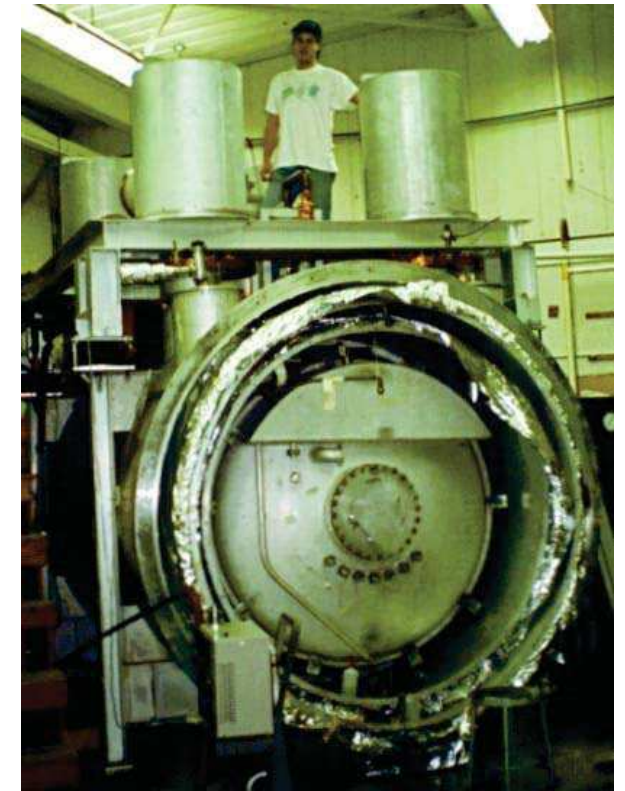
NIOBE

Perth, UWA (Australia)



ALLEGRO

Baton Rouge LSU (USA)



Masy rzędu kilku ton, rozmiary ~ 3 m \Rightarrow częstotliwości rezonansowe $f \sim 900$ Hz

Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

Class. Quantum Grav. **25** (2008) 205007

F Acernese *et al*

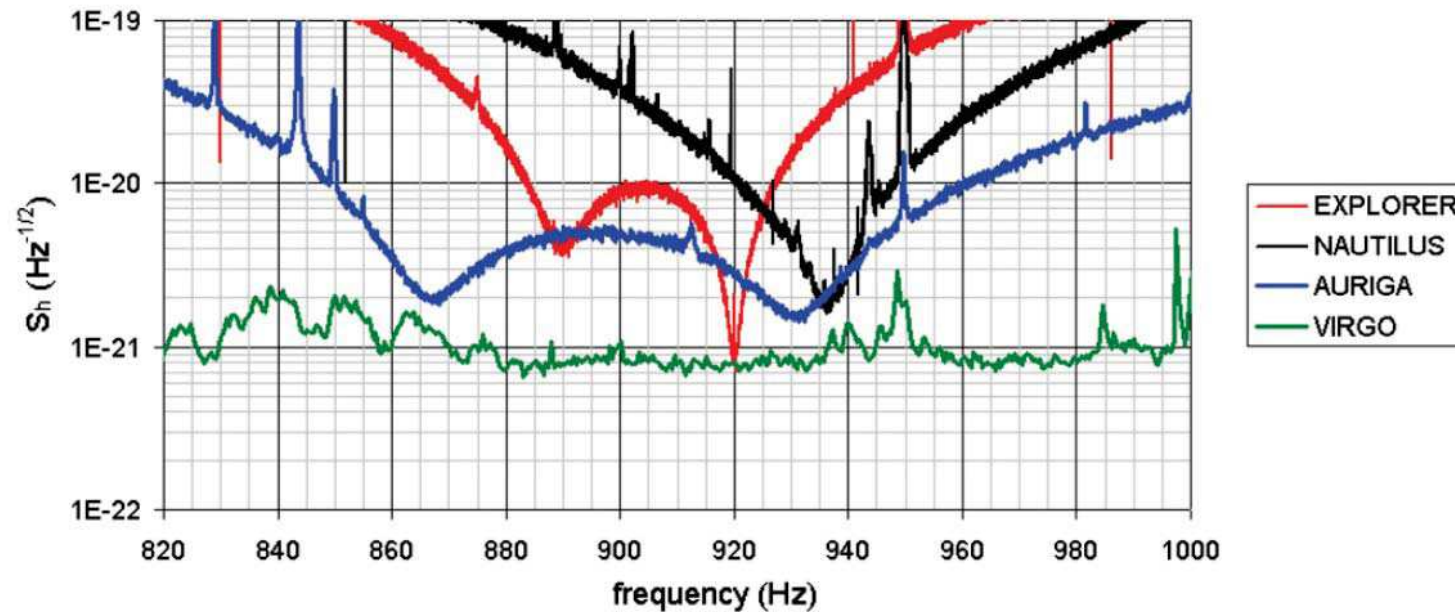


Figure 1. Typical spectral density of calibrated noise for the three resonant bar detectors during 2005 and for the Virgo interferometer in September 2005.

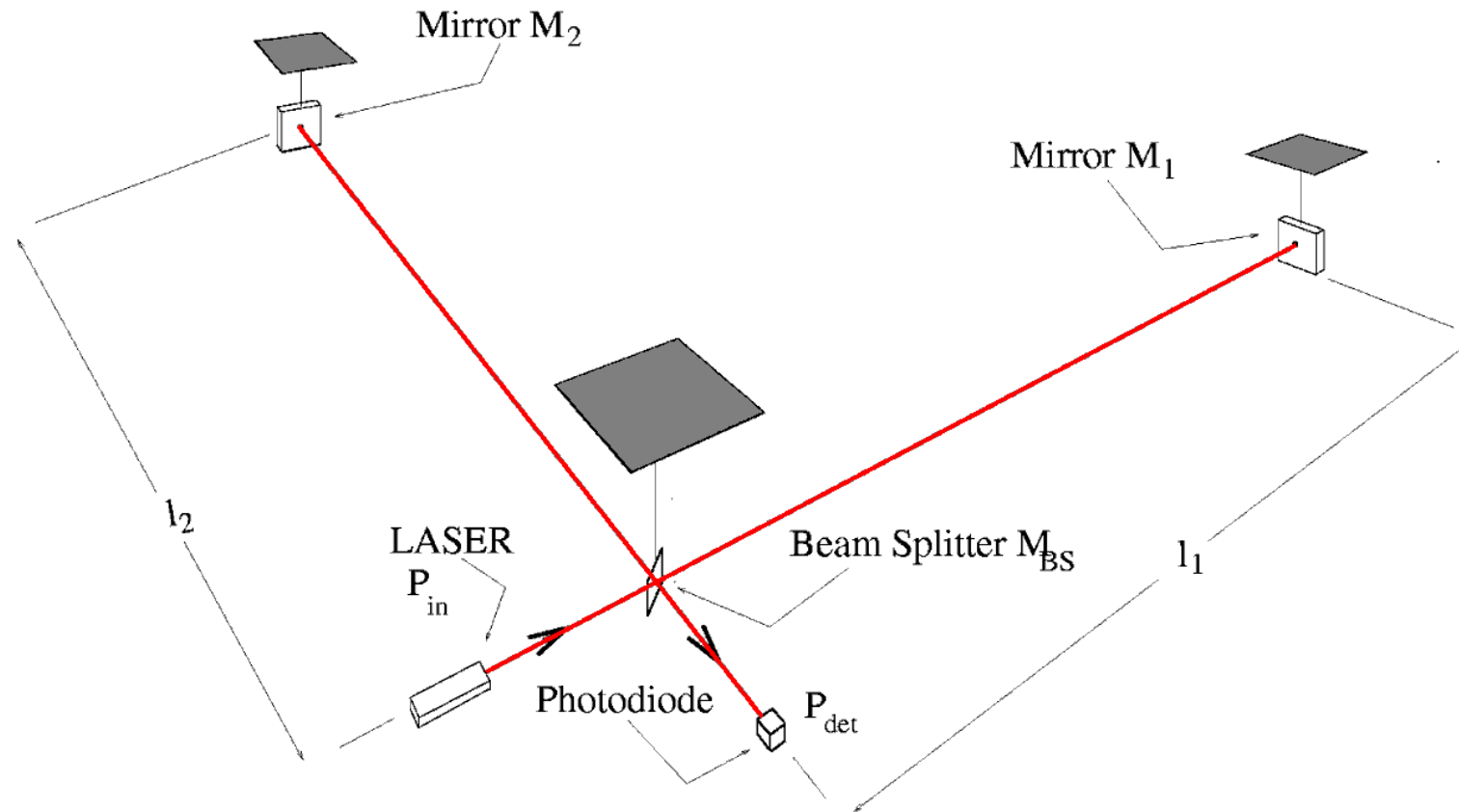
Detektory rezonansowe osiągnęły poziom czułości rzędu $h \sim 10^{-20}$, ale nie sprostały konkurencji detektorów interferometrycznych.

Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Bardzo prosta idea: powtórzenie doświadczenia Michelson'a-Morley'a

Pomiar różnicy w czasie propagacji światła w prostopadłych ramionach interferometru

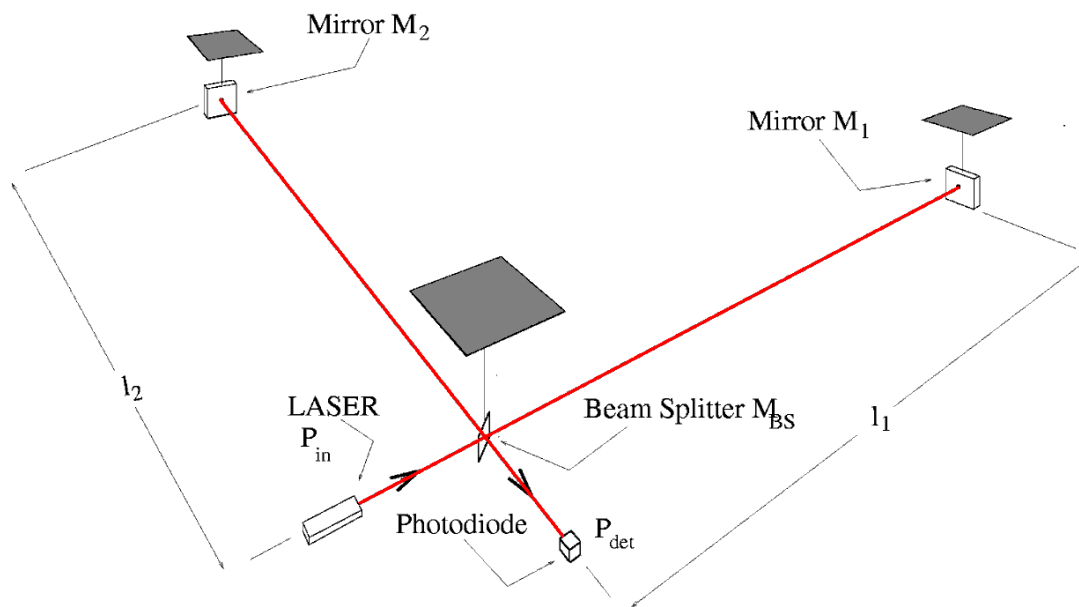


Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Bardzo prosta idea: powtórzenie doświadczenia Michelson'a-Morley'a

Pomiar różnicy w czasie propagacji światła w prostopadłych ramionach interferometru



Sygnal w detektorze:

$$P_{det} = \frac{P_{in}}{2} [1 + C \cos(\Delta\phi)]$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(l_2 - l_1)}{\lambda} + \frac{2\pi(l_2 + l_1)h(t)}{\lambda}$$

Największa czułość w pobliżu punktu wygaszania...

“Kontrast” wnęki: $C \approx 1$

Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Modulacja sygnału mierzonego w detektorze:

$$\delta P_{det} \sim P_{in} L h$$

Fluktuacje poissonowskie mierzonego sygnału (liczby fotonów):

$$\sigma_{P_{det}} \sim \sqrt{P_{in}}$$

Fundamentalne ograniczenie dokładności pomiaru (w idealnym detektorze!):

$$h_{min} \sim \frac{1}{\sqrt{P_{in}} L}$$

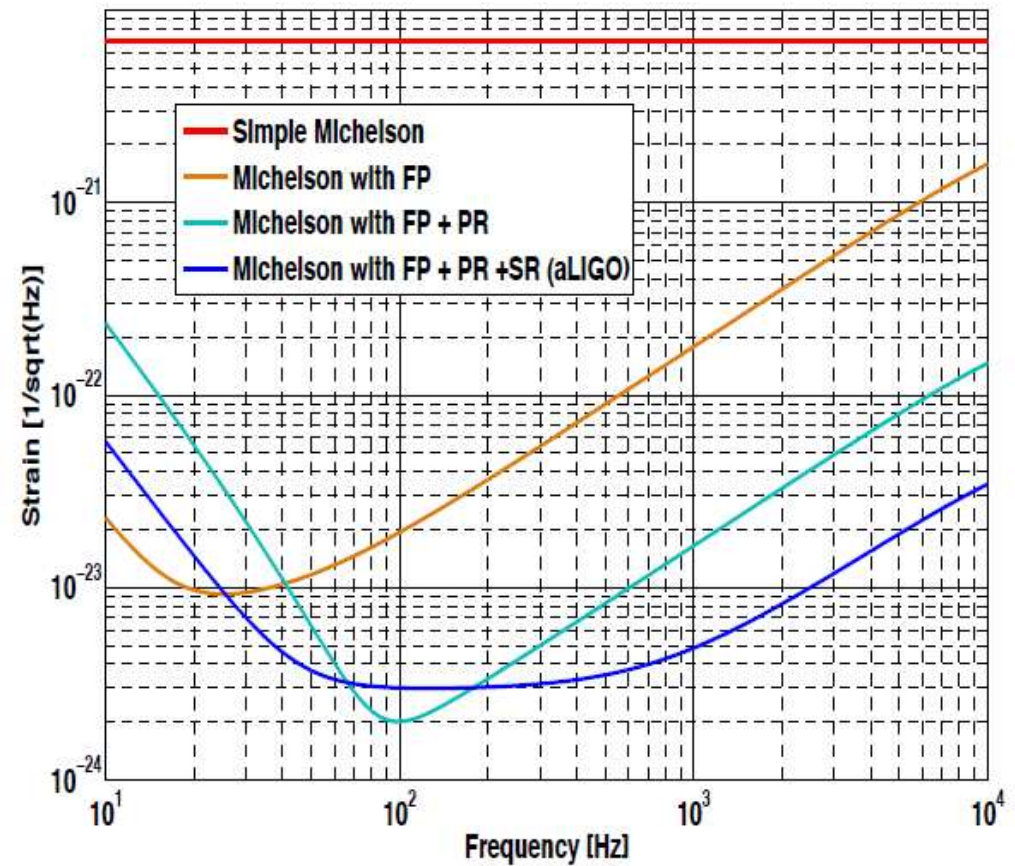
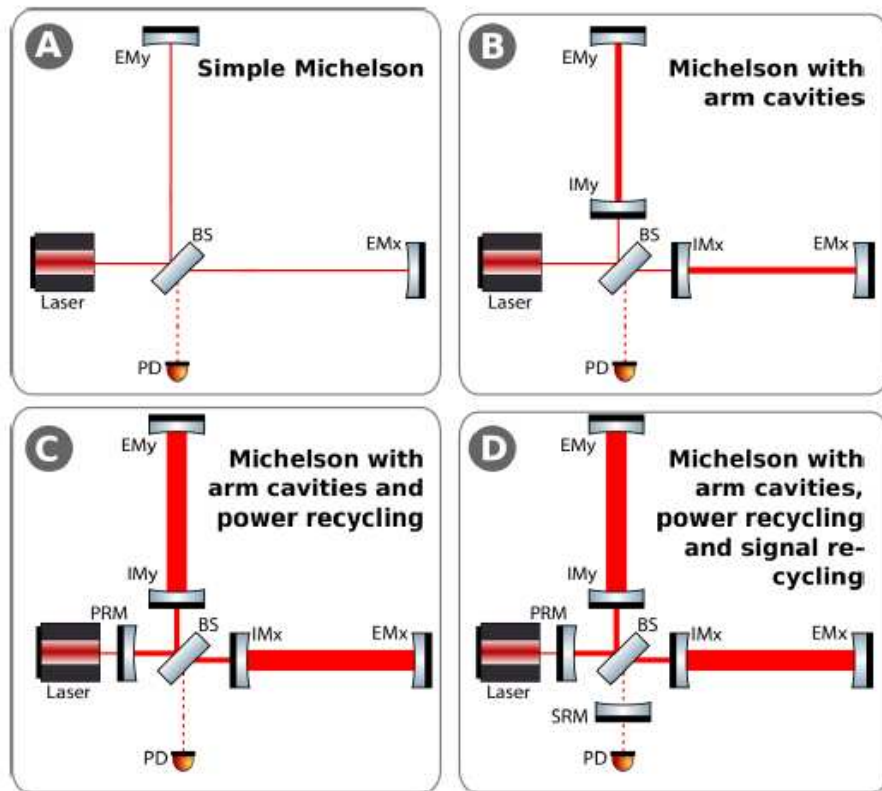
Osiągnięcie czułości $h \sim 10^{-22}$ wymaga zastosowania laserów dużej mocy (~ 100 kW) i bardzo długich ramion interferometru (~ 100 km)...

Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Nie da się osiągnąć wymaganych parametrów dla “zwykłego” interferometru.

Trzeba zastosować wnęki rezonansowe (L) i wyeliminować straty mocy (P_{in})



VIRGO (Włochy)



LIGO Hanford (USA)



LIGO Livingston (USA)



Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometri

Długie ramiona + wnęki Fabry-Perot \Rightarrow zwiększenie drogi optycznej

Wnęki Fabry-Perot + duża moc lasera \Rightarrow zwiększenie poziomu sygnału

\Rightarrow zwiększenie oczekiwanych odchyłeń

Czułość interferometru może być ograniczona przez poziom szumów:

- szum sejsmiczny
- szum Newtonowski
- szum termiczny
- szum lasera
- szum związany z ciśnieniem promieniowania
- szum magnetyczny

Każdy z aspektów wymagał niezwykle starannego podejścia...

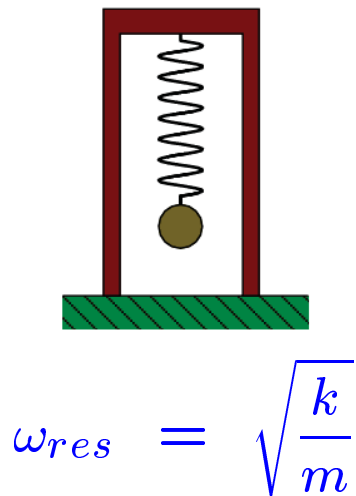
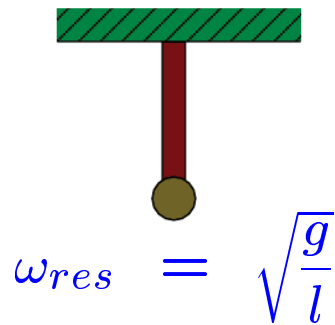
Wszystkie aspekty wzięte pod uwagę przy modernizacji eksperymentów LIGO i VIRGO

Detekcja fal grawitacyjnych

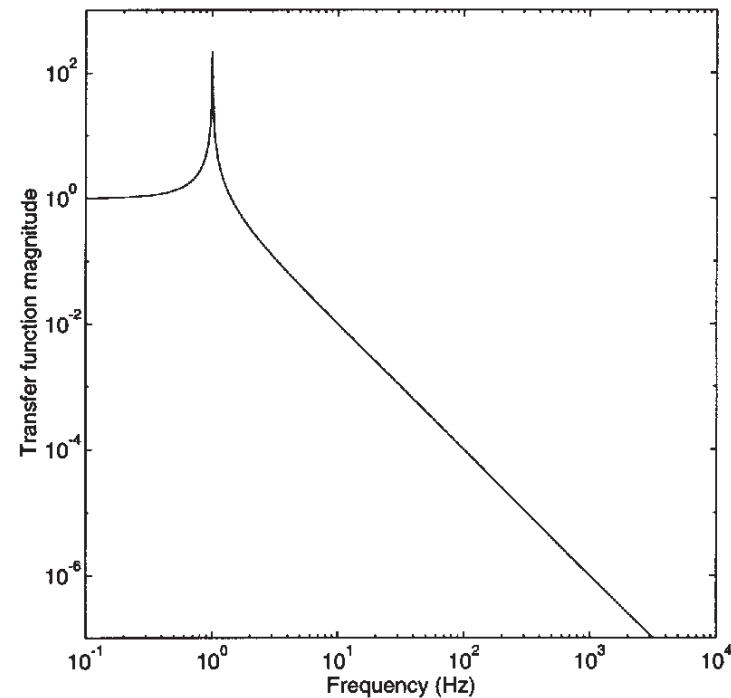
Szum sejsmiczny

Konieczne jest jak najlepsze odizolowanie elementów wnętrza od drgań sejsmicznych

⇒ mocowanie typu “odwróconego wahadła” o bardzo niskiej częstotliwości własnej



Obliczeni modelowe dla $f = 1$ Hz



Detekcja fal grawitacyjnych

Szum sejsmiczny

Odwrócone wahadło:

$$f_{res} = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{g}{l}}$$

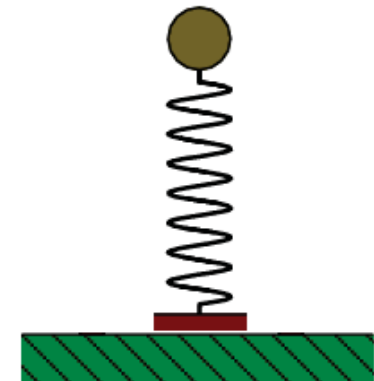
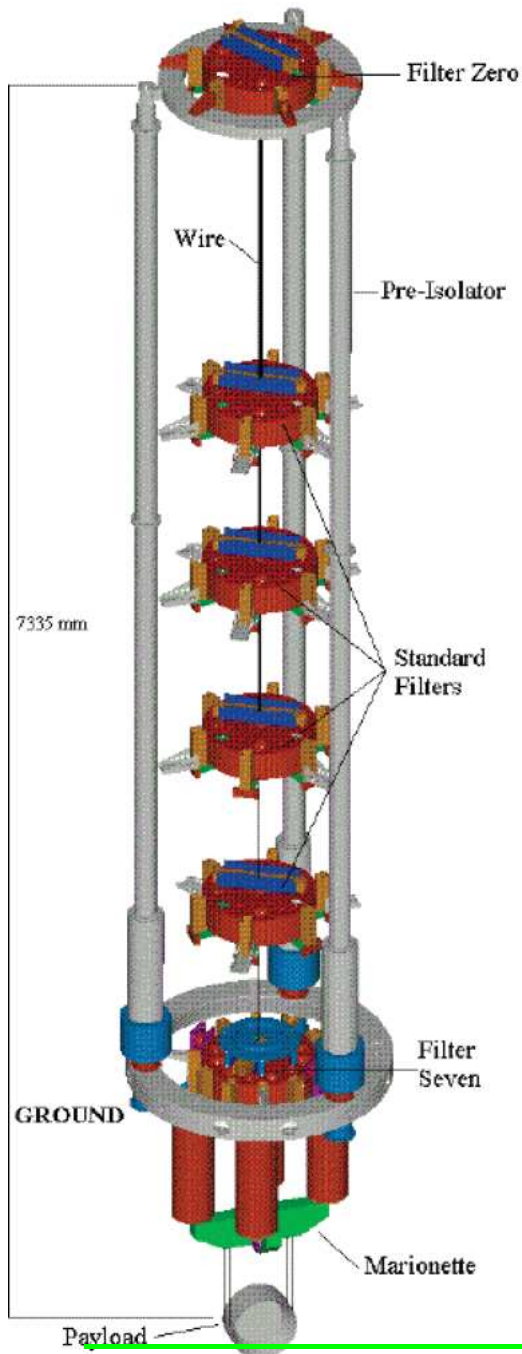
Dla VIRGO: $l \approx 7$ m

$$\Rightarrow f_{res} \sim 30 \text{ mHz}$$

\Rightarrow zmierzone tłumienie przy 10 Hz:

$$\sim 10^{14}$$

Szumy sejsmiczne są głównym powodem, dla którego nie można zejść poniżej 10 Hz



Detekcja fal grawitacyjnych

Szum Newtonowski

Fluktuacje lokalnego pola grawitacyjnego

Szum magnetyczny

Fluktuacje lokalnego pola magnetycznego (np. zaburzenia w magnetosferze)

Szum termiczny

Precyzja którą chcemy uzyskać jest tak duża, że istotne stają się także drgania termiczne: **zawieszania** poszczególnych elementów wnętrza i samych **luster**

Najlepszym rozwiązaniem jest chłodzenie całego zawieszenia i luster.

Niezależnie konieczna jest bardzo dobra stabilizacja temperatury.

Nie jest to oczywiste w przypadku luster, które rozgrzewają się pod wpływem wiązki.

Muszą być wykonane z materiału o jak najniższym pochłanianiu.

Szum termiczny ma istotny wkład w obszarze niskich i średnich częstotliwości

Detekcja fal grawitacyjnych

Szum lasera

Konieczne jest stosowanie bardzo stabilnych laserów

Stabilizacja częstości i dobra separacja modu podstawowego -

dedykowany moduł “czyszczący” (filtr interferometryczny) na wejściu interferometru

Odpowiednie filtry także na wyjściu sygnału, przed fotodetektorem.

Szum związany z ciśnieniem promieniowania

Fluktuacje ciśnienia wywieranego przez światło na zwierciadła - efekt typu “ruchy Browna”

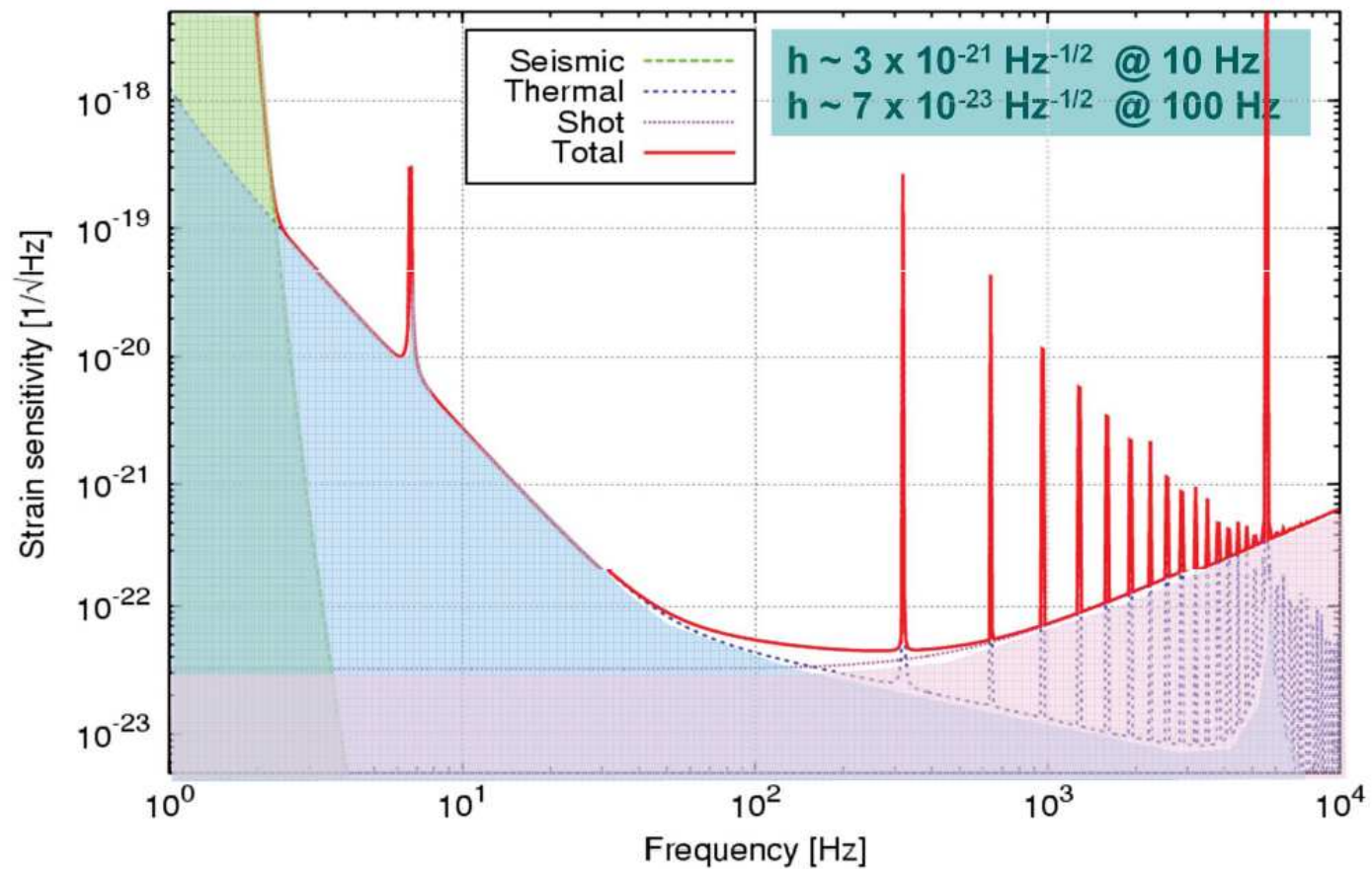
Ograniczenie kwantowe

Precyzja, którą chcemy uzyskać jest tak duża, że w którymś momencie dochodzimy do ograniczenia wynikającego z zasady nieoznaczoności Heisemberga (dokładności pozycji fotonu na zwierciadle).

Detekcja fal grawitacyjnych

Projekt VIRGO

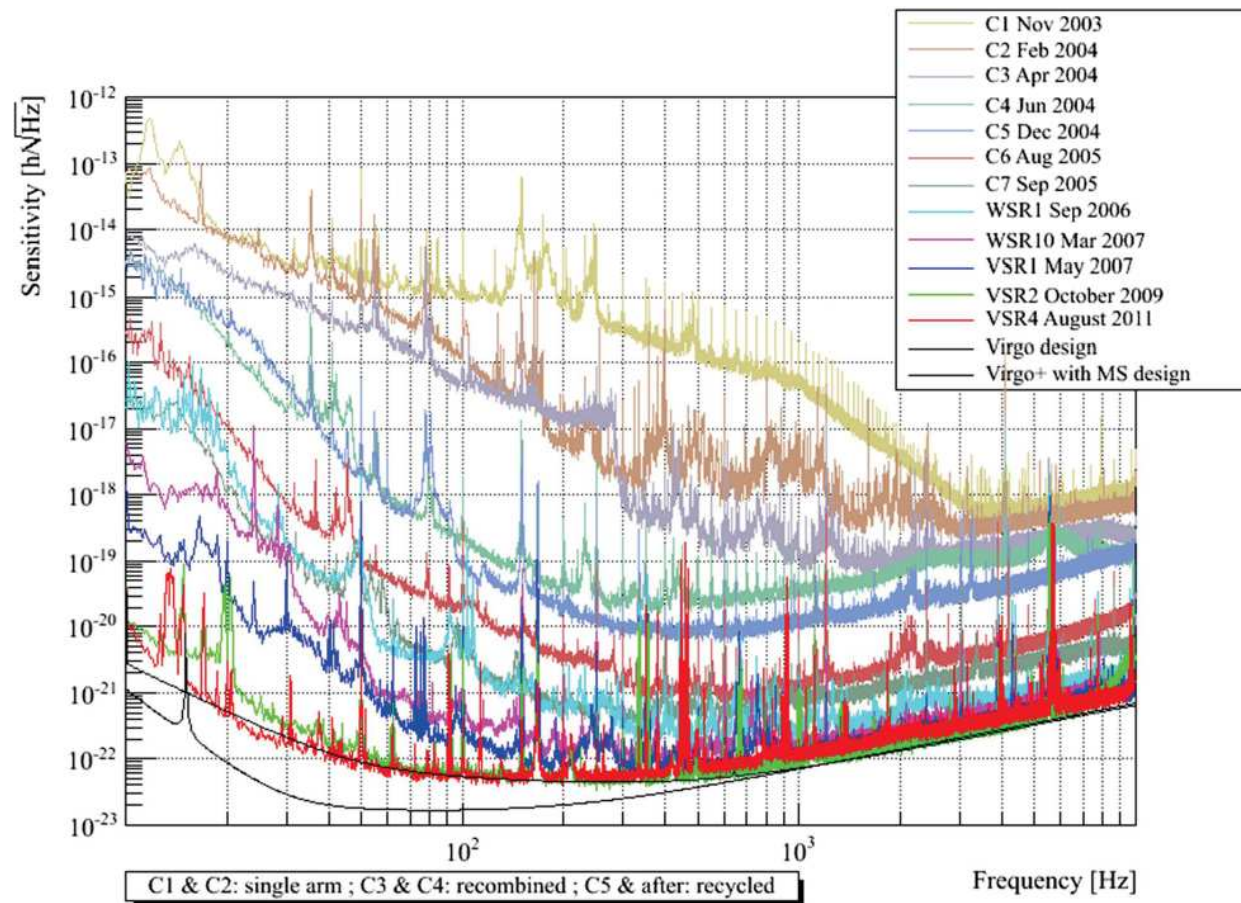
Projektowana dokładność pomiaru



Detekcja fal grawitacyjnych

Projekt VIRGO

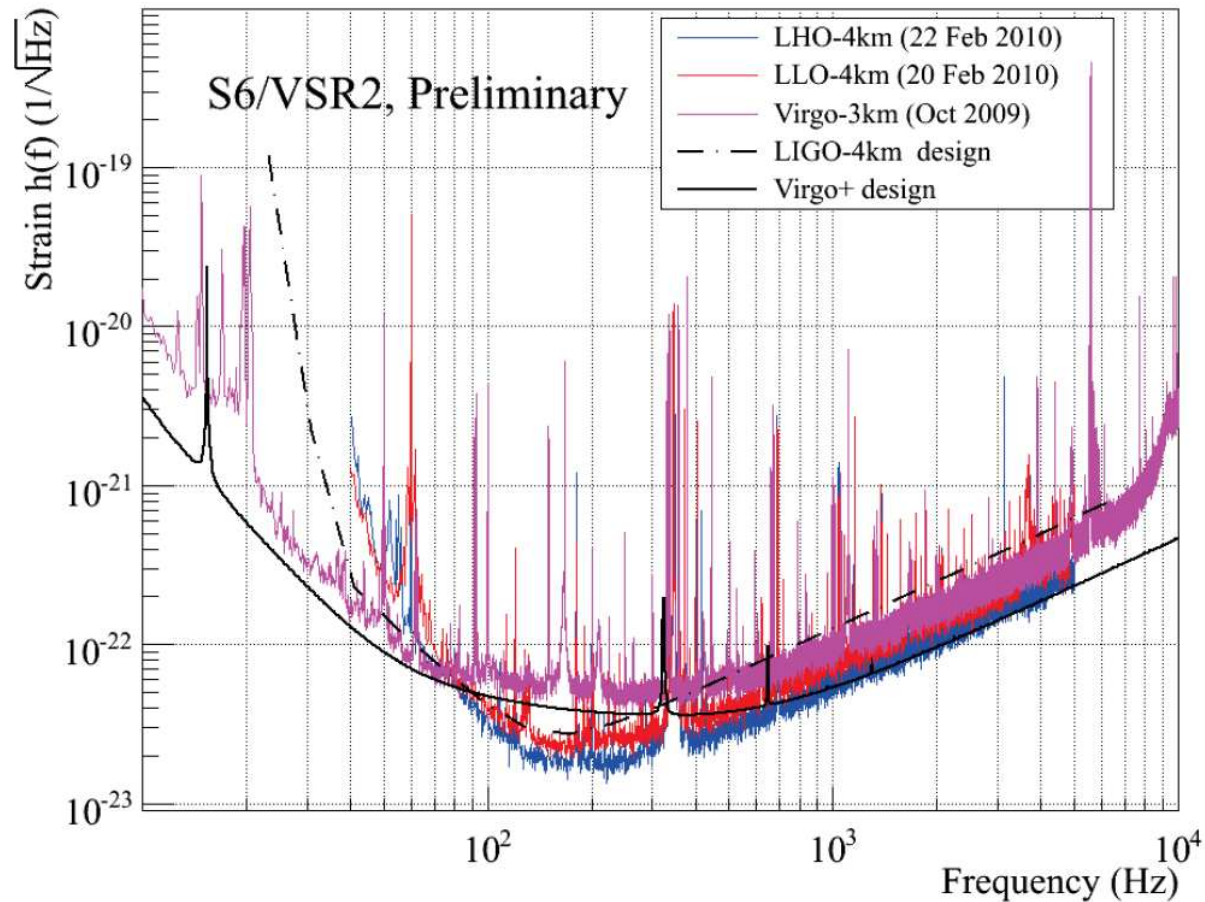
W kolejnych latach działania detektora eliminowano kolejne źródła szumów



Detekcja fal grawitacyjnych

LIGO + VIRGO

Uzyskana dokładność pomiaru (poziom szumów) w **pierwszej generacji** eksperymentów

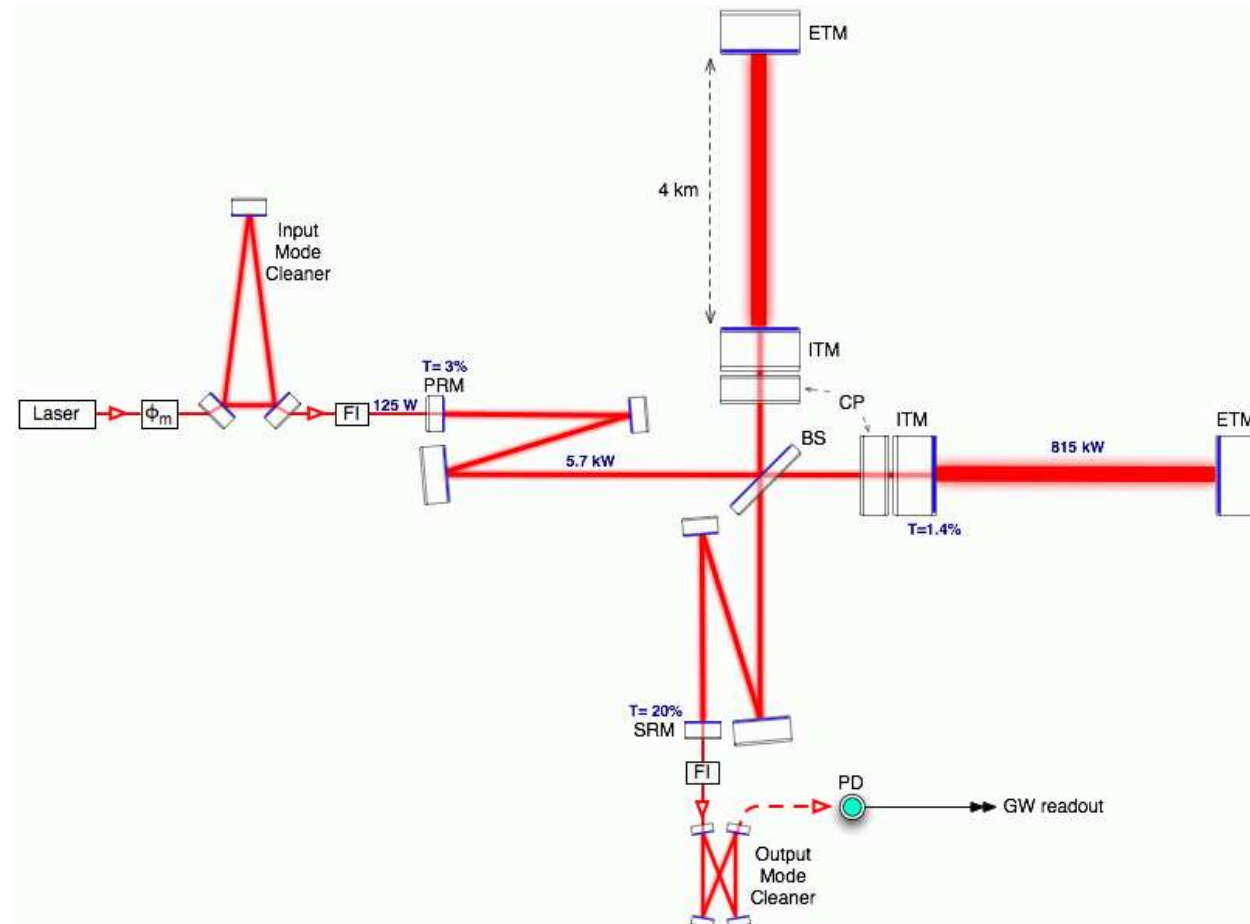


Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO

Modernizacja detektora 2012-2015:

- 20× moc lasera
- signal recycling
⇒ prawie MW we wnętrzu!
- cięższe “masy testowe”
- nowe powłoki luster
- aktywne tłumienie sejsmiczne
- filtr na wyjściu



Podobne modernizacje w Virgo

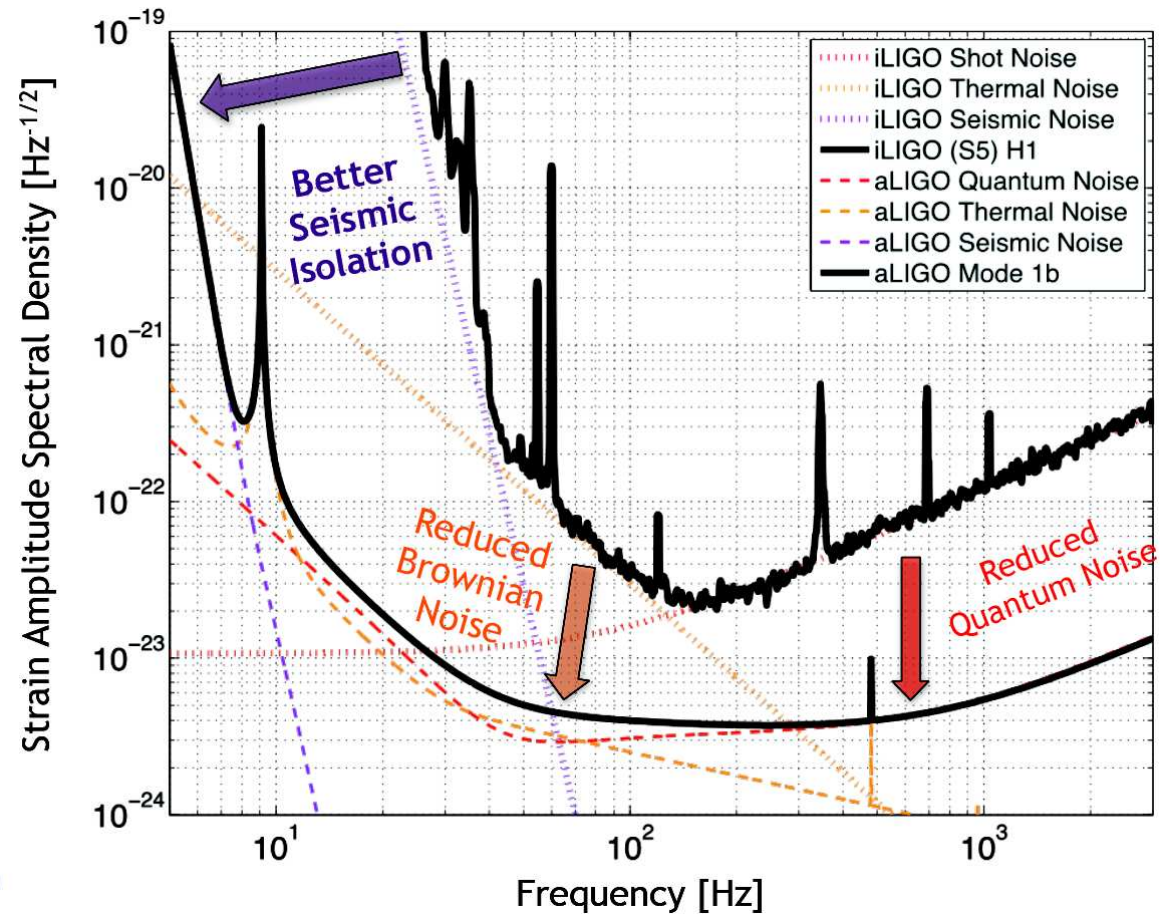
Advanced LIGO



Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO

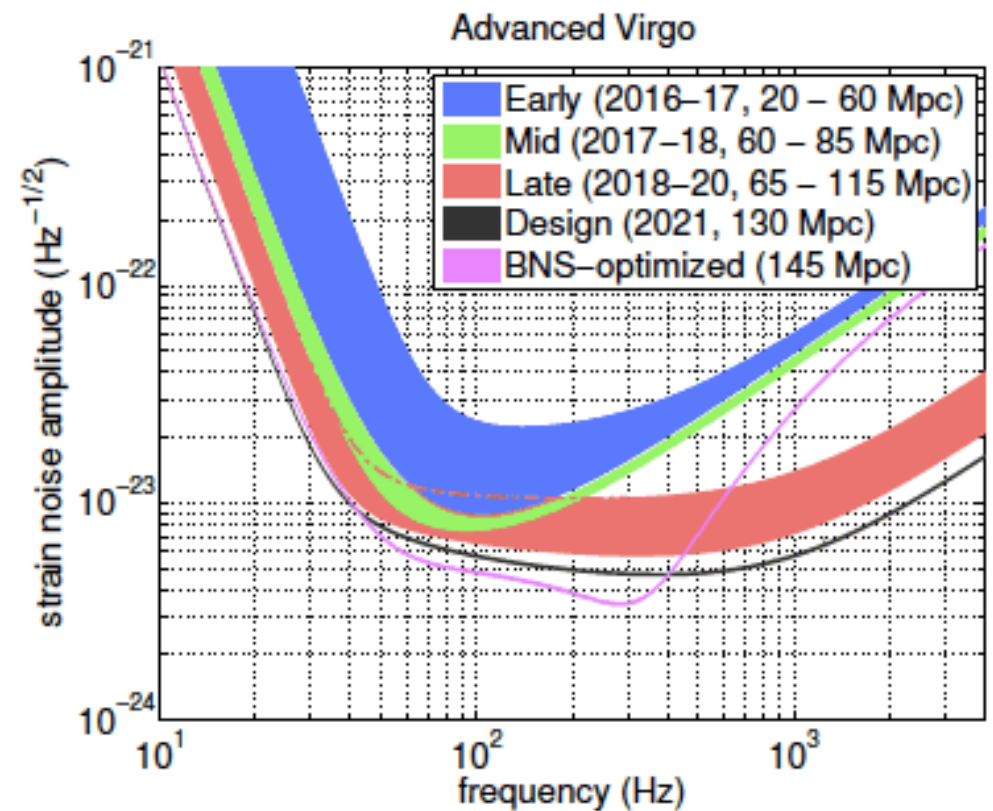
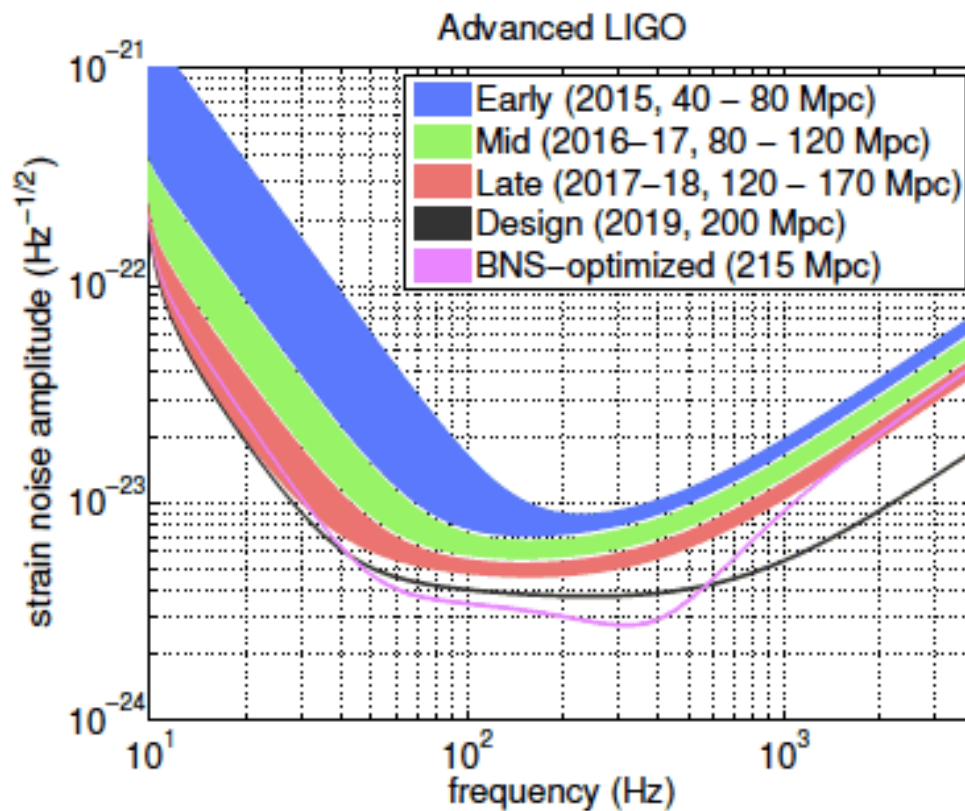
Zwiększenie czułości o rząd wielkości, poszerzenie zakresu częstości



Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO i Virgo

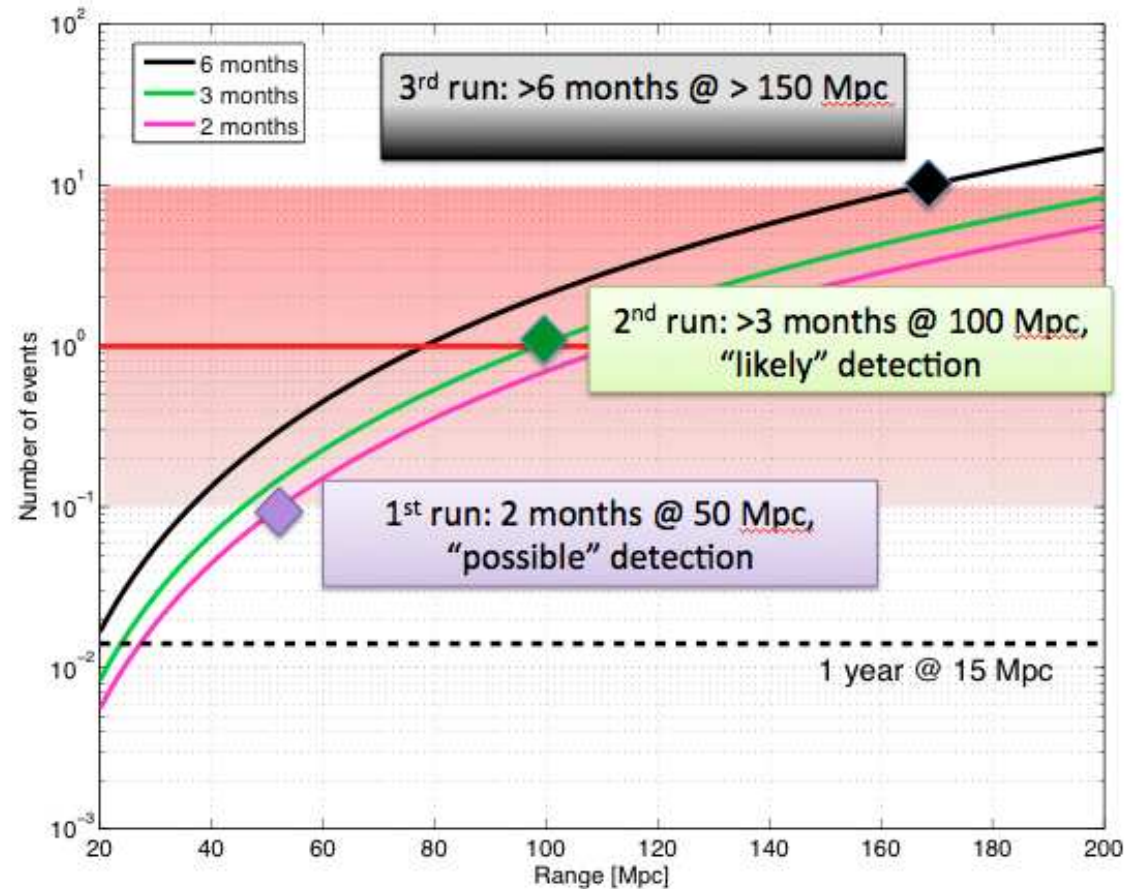
Zakładana czułość po modernizacji na kolejnych etapach uruchamiania:



Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO

Oczekiwana liczba detekcji fal grawitacyjnych na kolejnych etapach:



Fale grawitacyjne

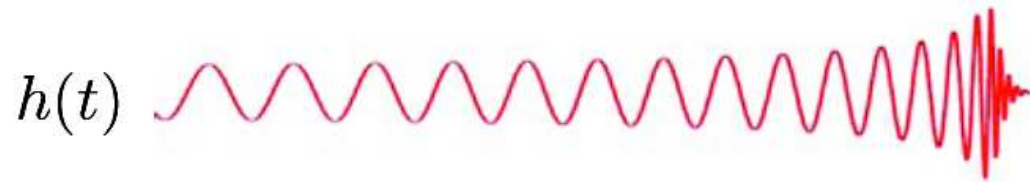
Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- **Zderzenia/złanie się masywnych obiektów**
- Ciągłą emisję wirujących układów
- Grawitacyjne promieniowanie tła wyemitowane na wczesnych etapach ewolucji Wszechświata

CBC - Compact Binary Coalescenc

Bardzo silny impuls, który można modelować...

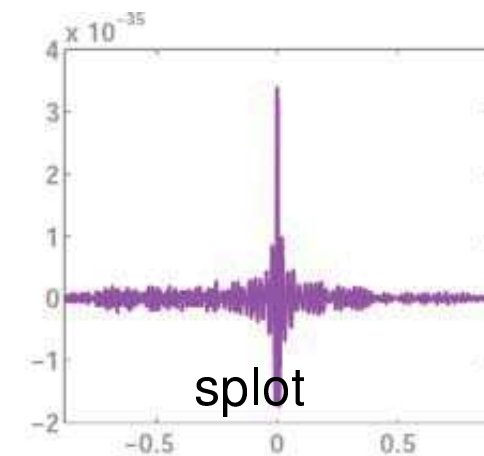
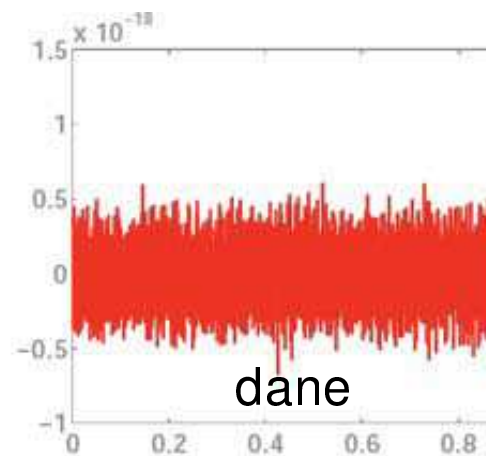
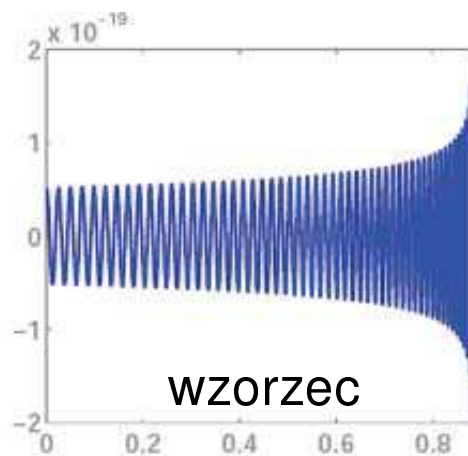
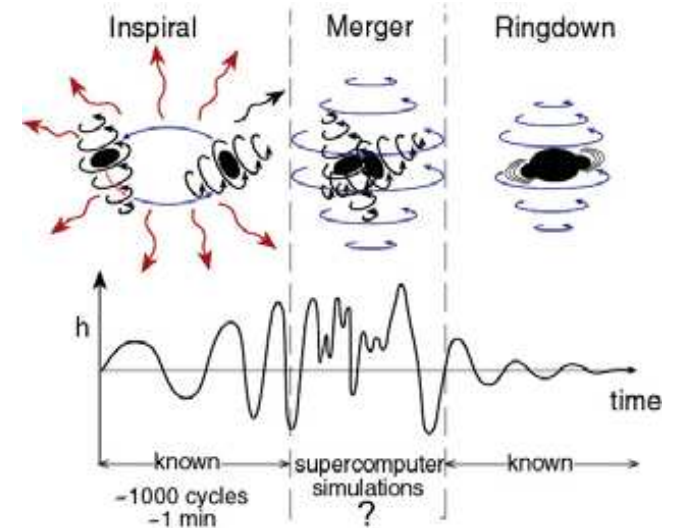


Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału CBC - Compact Binary Coalescence

Potrafiemy modelować emisję fal grawitacyjnych przy zlewaniu się układu podwójnego. Emisja jest stosunkowo długa i ma charakterystyczny przebieg.

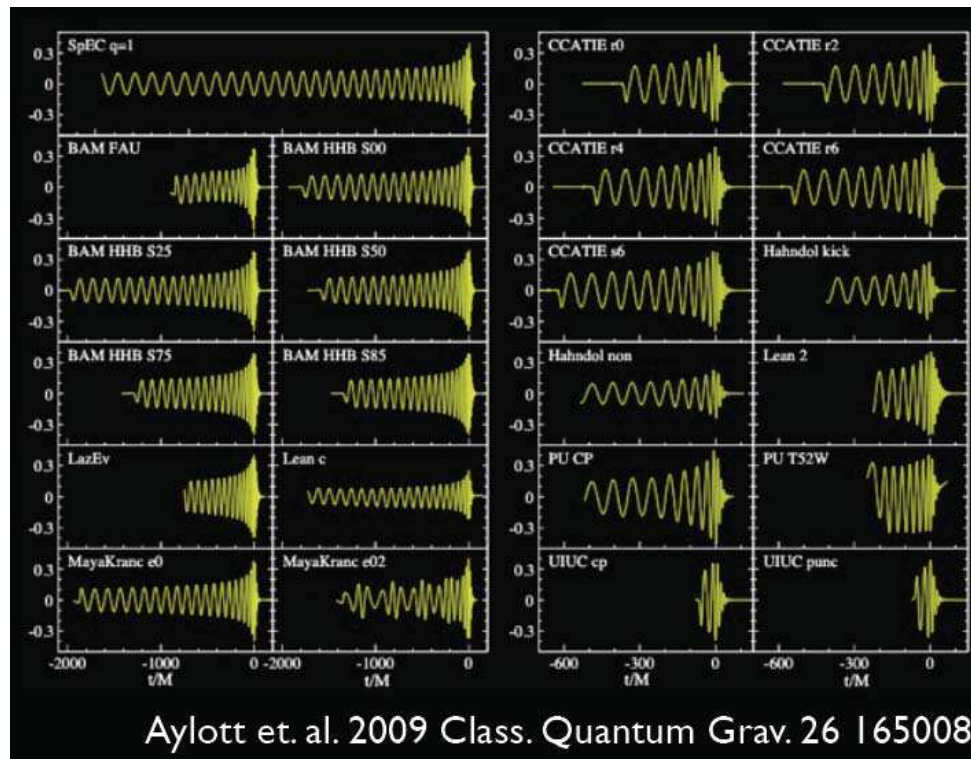
Możemy porównywać wzorzec z danymi



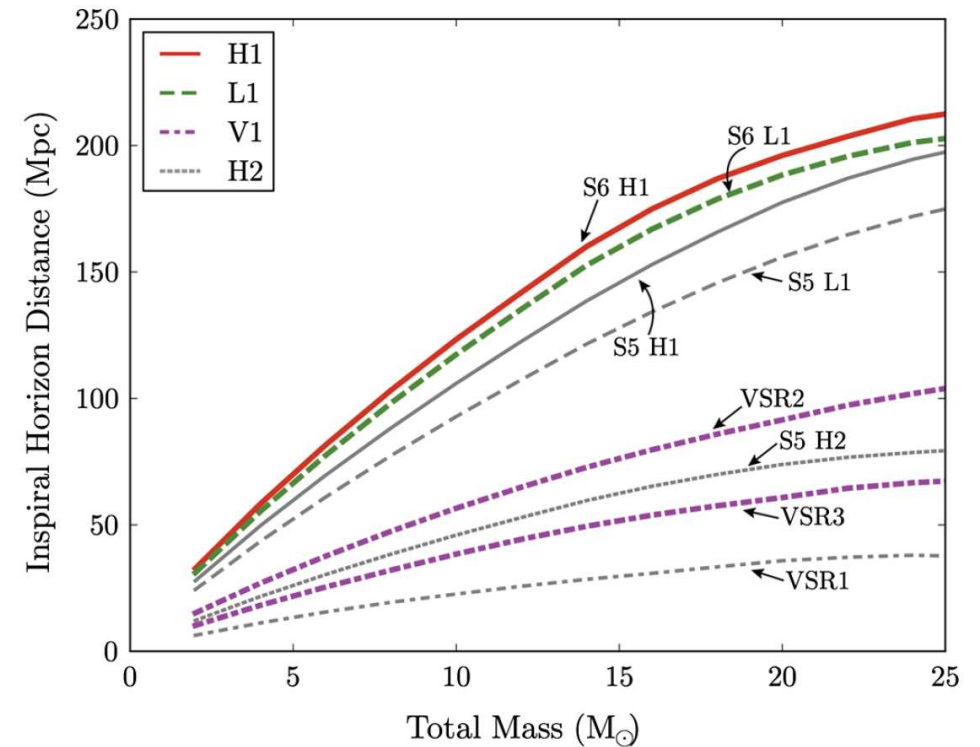
Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

Przykładowy zestaw wzorców



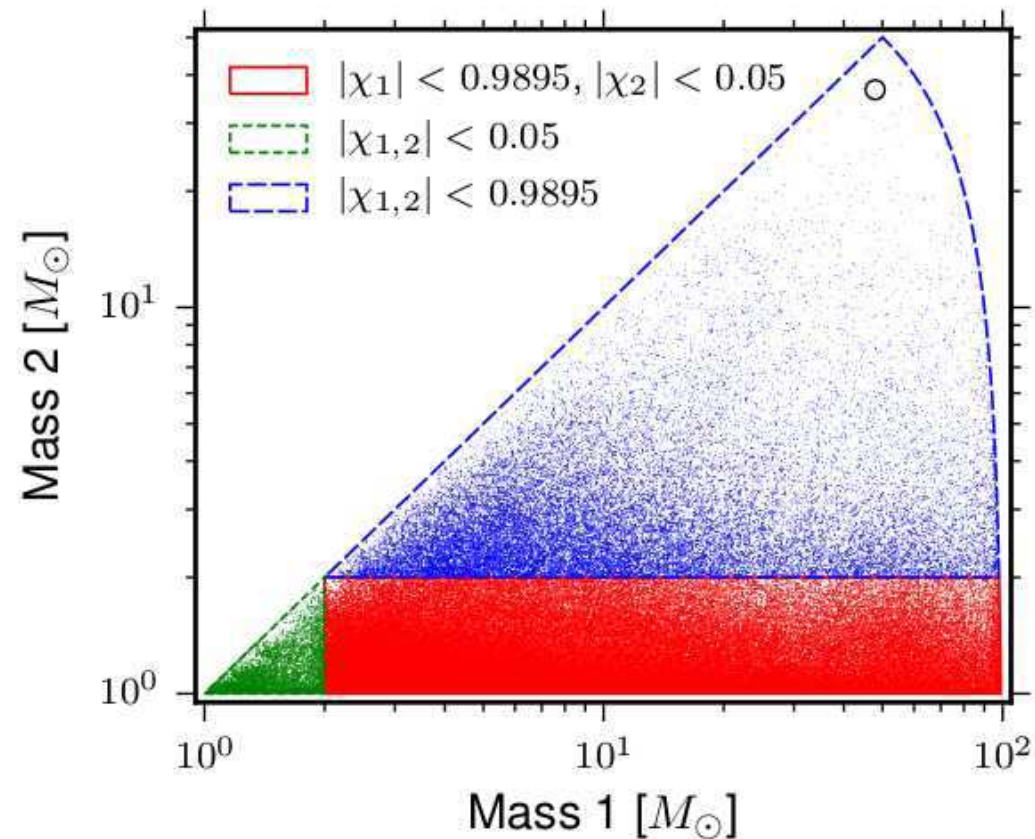
Szacowany zasięg przy detekcji zlewającego się układu podwójnego



Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

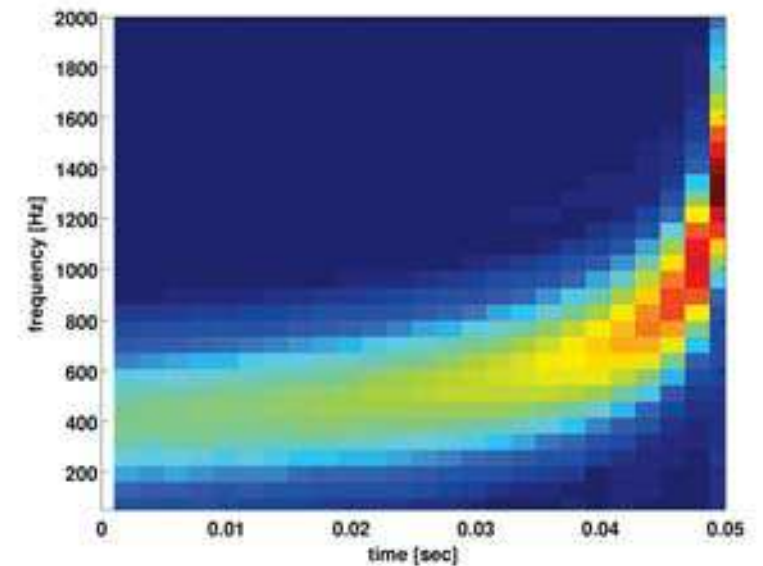
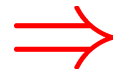
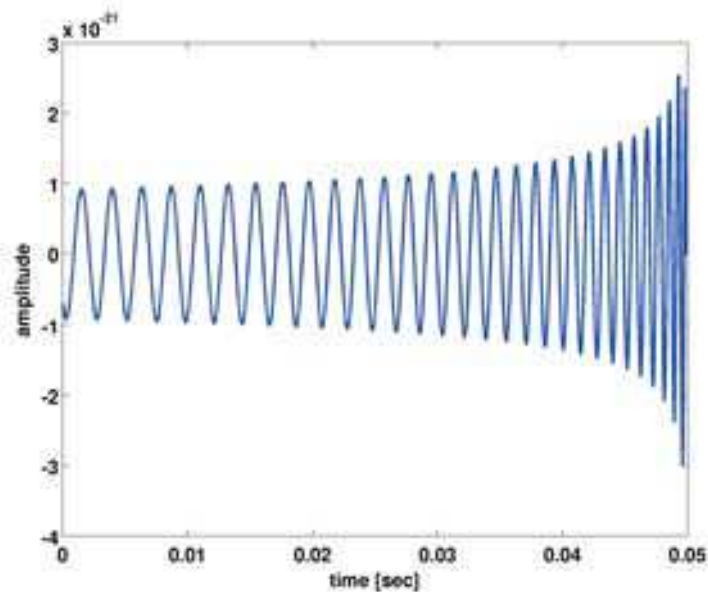
Rozważany zakres mas dla układu podwójnego gwiazd neutronowych/czarnych dziur



Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

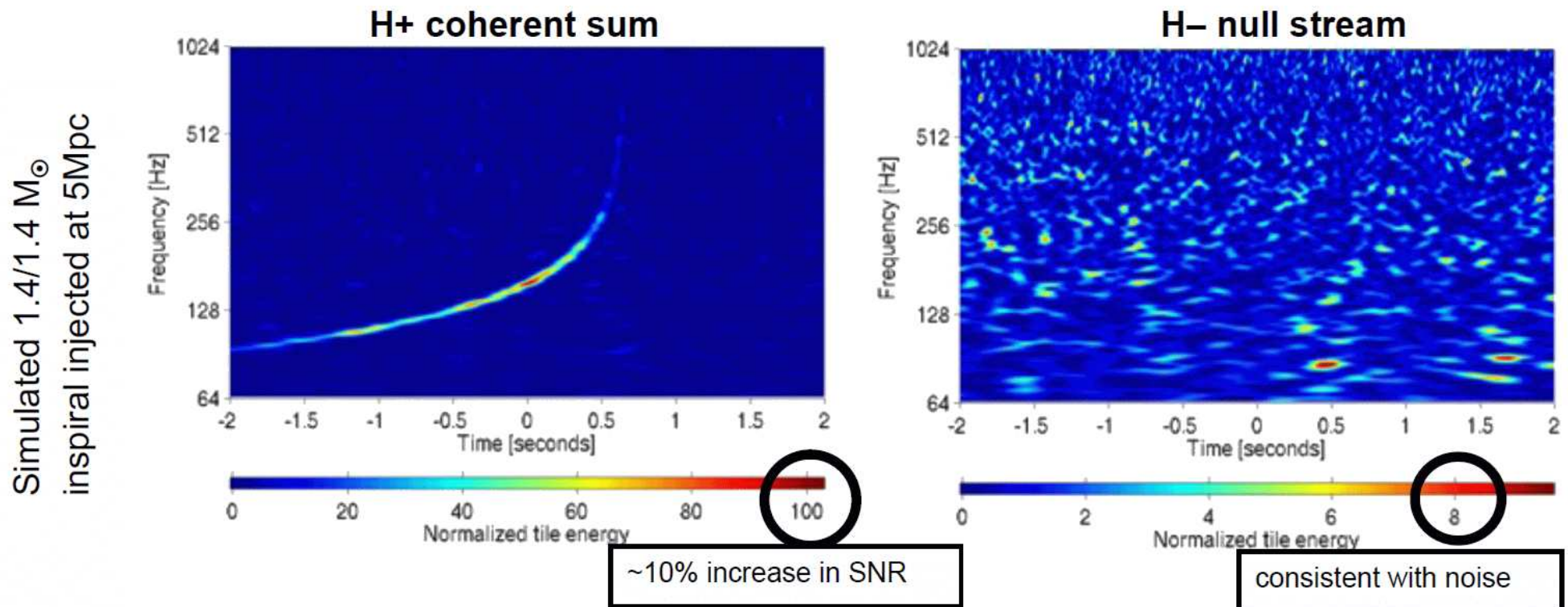
Alternatywne podejście: szukanie “rozbłysku” na mapie czas-częstość



Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

Symulowany sygnał w detektorze LIGO

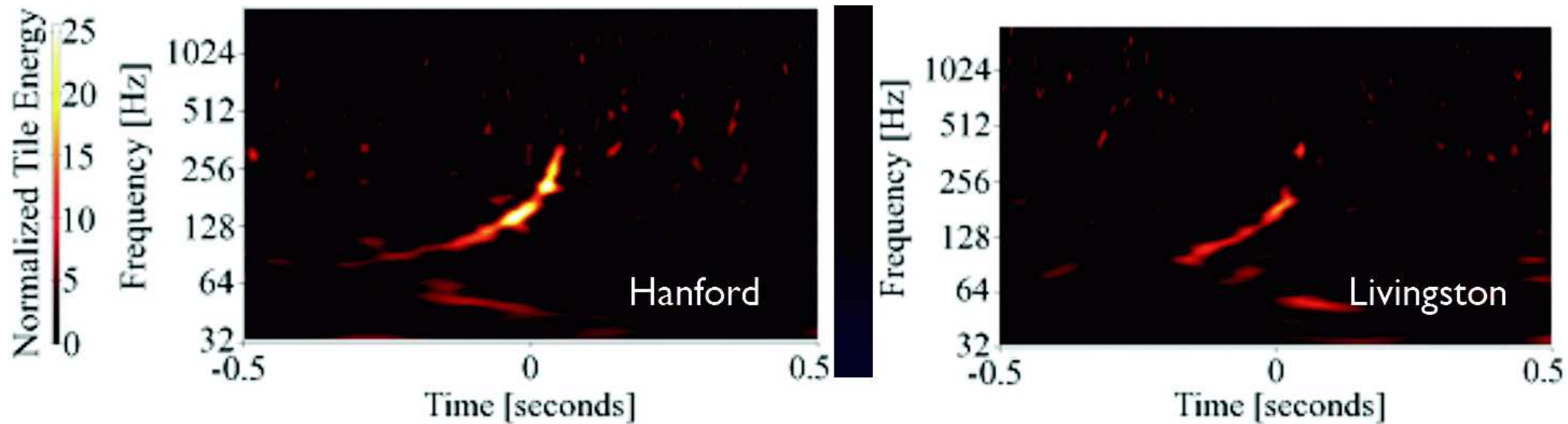


Aby lepiej odróżnić tło od szumów porównuje się sygnał z dwóch niezależnych detektorów. Sygnał wyraźniej widoczny w sumie (H+), nie widać go na różnicy (H-).

Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

W ostatnim okresie działalności LIGO (przed modernizacją) “potajemnie” wprowadzono do zbieranych danych symulowany sygnał w Wielkiej Niedźwiedzicy



Został poprawnie wykryty...

Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO + VIRGO

Zakładany harmonogram uruchamiania zmodernizowanych detektorów:

Epoch			2015 – 2016	2016 – 2017	2017 – 2018	2019+	2022+ (India)
Estimated run duration			4 months	6 months	9 months	(per year)	(per year)
Burst range/Mpc	LIGO		40 – 60	60 – 75	75 – 90	105	105
	Virgo		—	20 – 40	40 – 50	40 – 80	80
BNS range/Mpc	LIGO		40 – 80	80 – 120	120 – 170	200	200
	Virgo		—	20 – 60	60 – 85	65 – 115	130
Estimated BNS detections			0.0005 – 4	0.006 – 20	0.04 – 100	0.2 – 200	0.4 – 400
90% CR	% within	5 deg ²	< 1	2	> 1 – 2	> 3 – 8	> 20
		20 deg ²	< 1	14	> 10	> 8 – 30	> 50
		median/deg ²	480	230	—	—	—
searched area	% within	5 deg ²	6	20	—	—	—
		20 deg ²	16	44	—	—	—
		median/deg ²	88	29	—	—	—

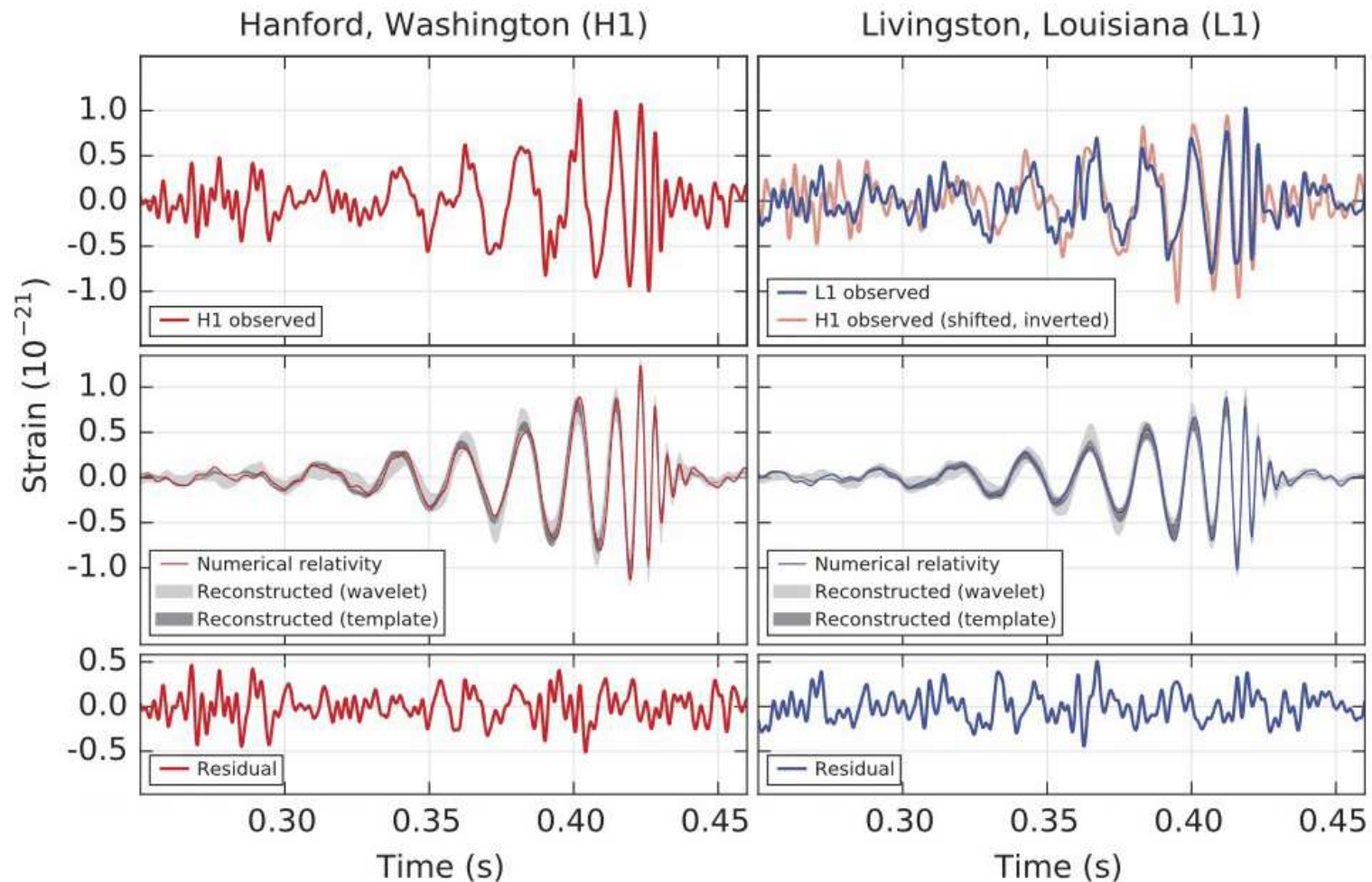
“Oficjalne” zbieranie danych miało rozpocząć się 18 września 2015.

Ale detektory pracowały już od pewnego czasu w ramach testów...

GW150914

Odkrycie

14 września 2015 o godz. 09:50:45 UTC interferometry LIGO wykryły sygnał “wyłapany” przez algorytmy poszukujące przypadków typu CBC



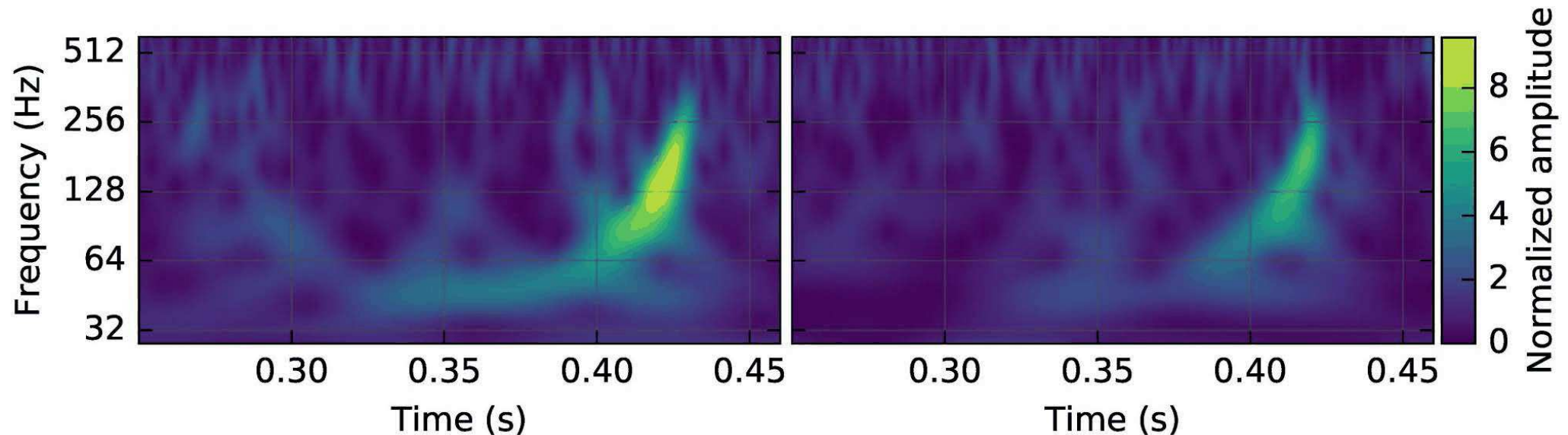
GW150914

Odkrycie

14 września 2015 o godz. 09:50:45 UTC

Sygnał był na tyle silny, że widoczny był “gołym okiem” na wykresach czas-częstość

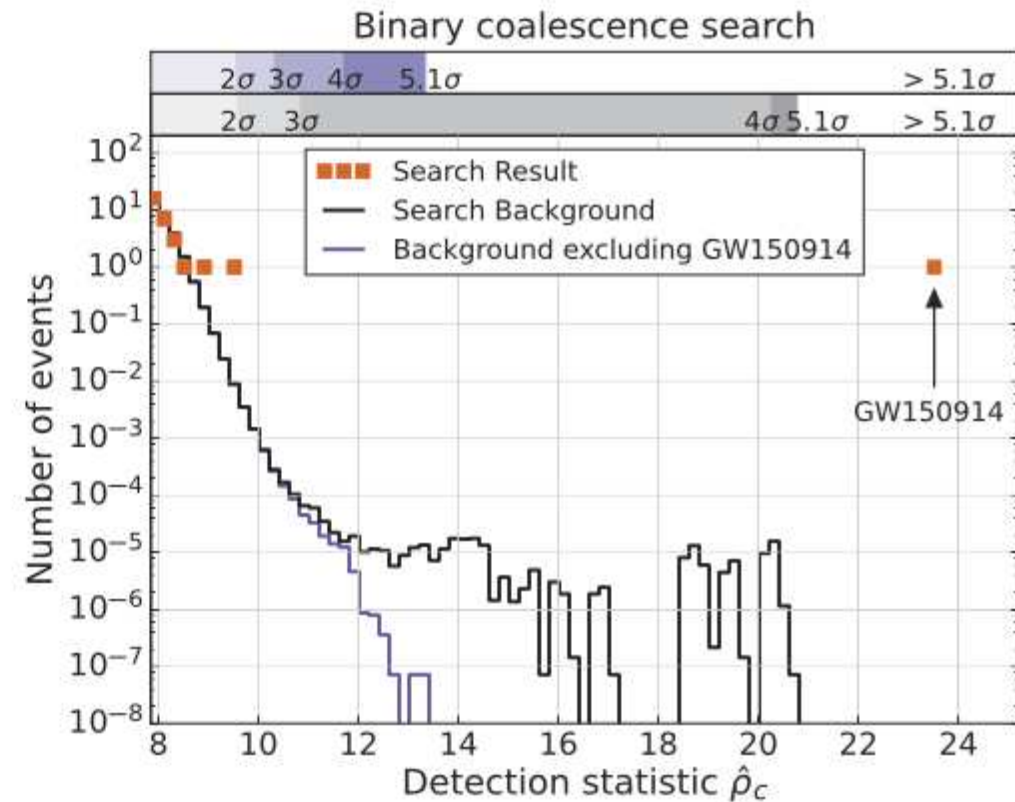
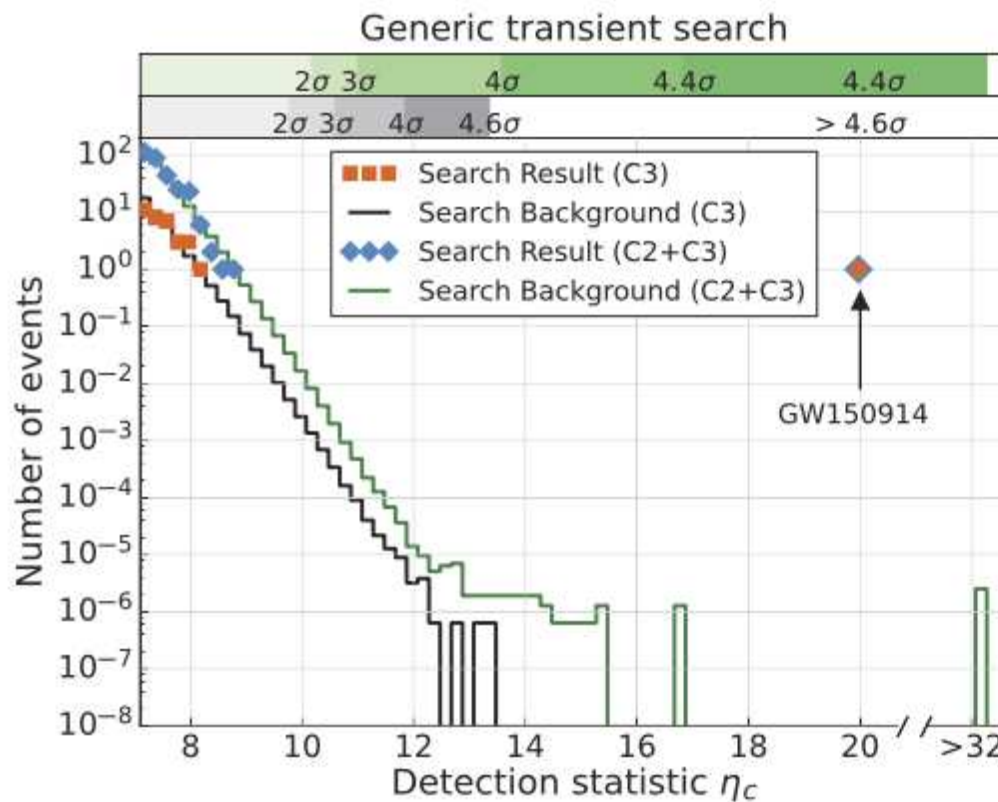
⇒ detekcja niezależna od przyjętego modelu



GW150914

Odkrycie

Ocena tła



Poszukiwanie niezależne od modelu: znaczoność na poziomie $> 4.6\sigma$

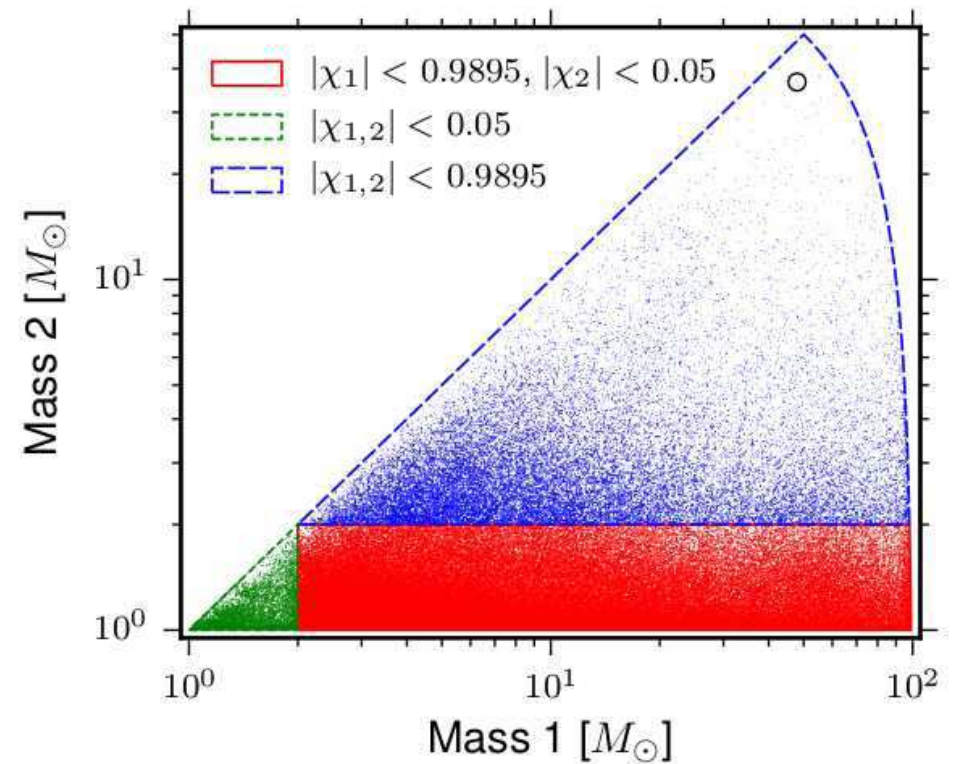
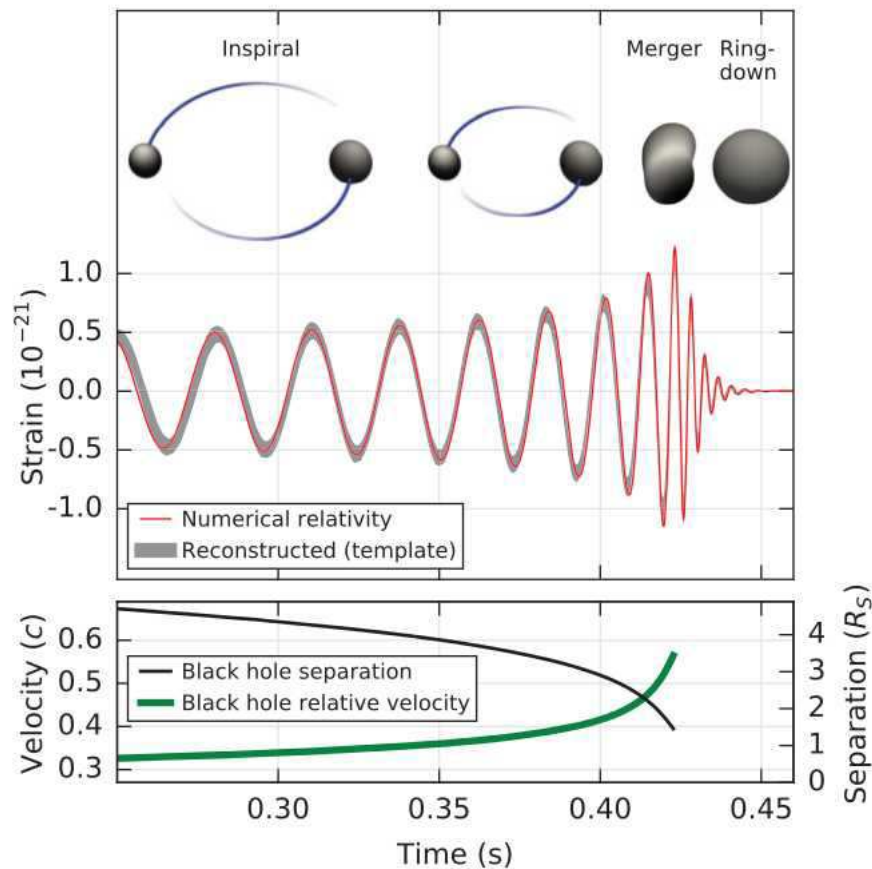
Poszukiwanie przypadków typu CBC: znaczoność na poziomie $> 5.1\sigma$

⇒ oczekiwane tło poniżej 1 przypadku na 203 000 lat

GW150914

Odkrycie

Dopasowany wzorzec w samym rogu rozważanego zakresu mas (!)



⇒ zlanie się dwóch czarnych dziur

Czarne dziury

Własności zależą nie tylko od **masy**, ale także **momentu pędu** (spinu) i **ładunku**

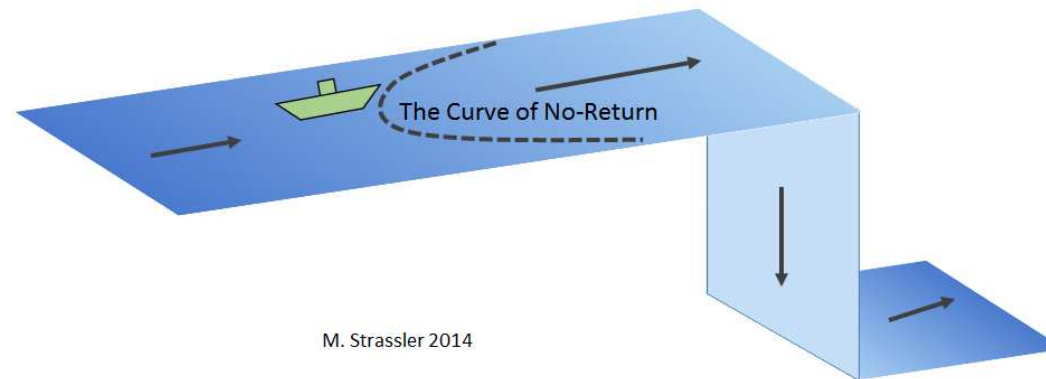
W przypadku zderzających się czarnych dziur mamy dodatkowo **orbitalny moment pędu**

Dla przebiegu zlewania znaczenie mają nie tylko wartości ale i **orientacje** spinów i momentu orbitalnego

Parametrami modelu są też własności powstającej czarnej dziury

⇒ w sumie dopasować trzeba kilkanaście parametrów (!)

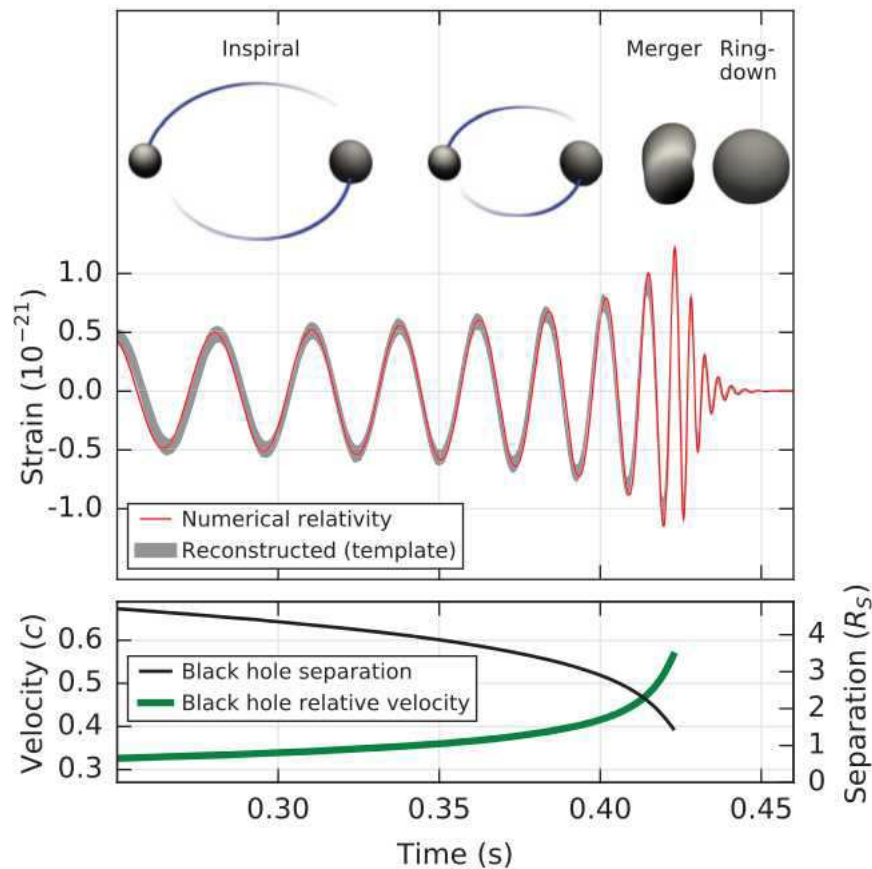
A Person In a Boat that Crosses the Curve of No-Return Will Notice Nothing at the Time, But is Doomed To Go Over The Waterfall



GW150914

Dopasowanie

Dopasowane parametry modelu zlewających się czarnych dziur



Początkowe masy:

$$M_1 = 36^{+5}_{-4} M_{\odot}$$

$$M_2 = 29^{+4}_{-4} M_{\odot}$$

Końcowa czarna dziura:

$$M_f = 62^{+4}_{-4} M_{\odot}$$

Odległość:

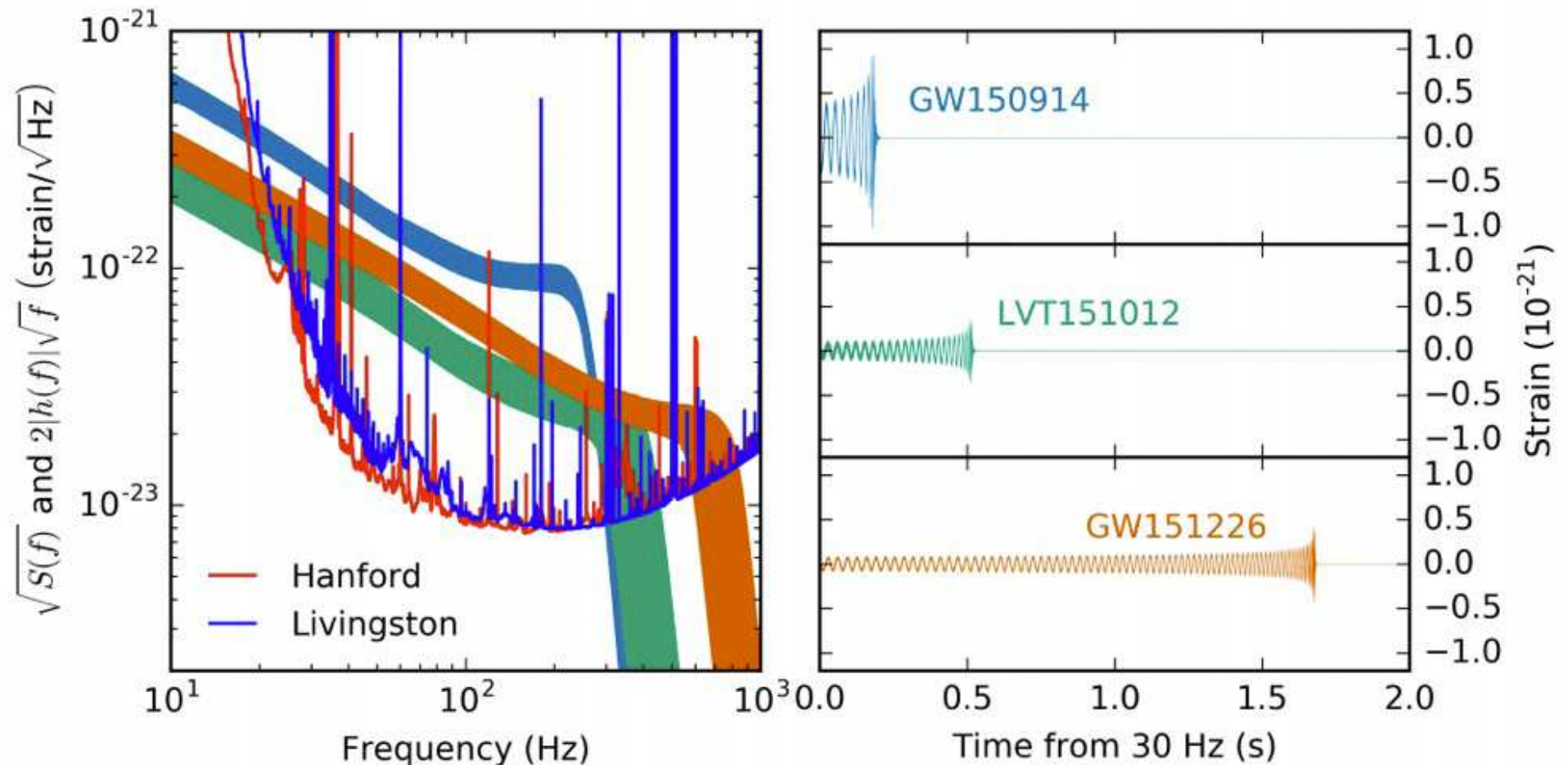
$$d = 410^{+160}_{-180} Mpc$$

$$z = 0.09^{+0.03}_{-0.04}$$

Kolejne detekcje

Wyniki LIGO 2015

Latem 2016 przedstawiono kolejne dwa przypadki zaobserwowane przez LIGO w roku 2015: jeden “pewny” (GW151226) i jeden “kandydat” (LVT151012)



Kolejne detekcje

Wyniki LIGO+VIRGO 2015-2017

11 zarejestrowanych przypadków !

