



LIGO i fale grawitacyjne III¹

Wykład noblowski Kipa S. Thorne'a

(California Institute of Technology, Pasadena, USA), 8 grudnia 2017

Opublikowany w języku polskim za zgodą Nobel Foundation

©The Nobel Foundation 2017

Przekład opublikowany przy wsparciu finansowym Fundacji Pro-Physica



Spis treści

- I. Wprowadzenie i przegląd
 - II. Trochę osobistych wspomnień z przeszłości: lata 1962–1976²
 - III. Źródła fal grawitacyjnych
 - IV. Informacje niesione przez fale grawitacyjne i teoretyczne wyznaczenie profilu fal grawitacyjnych
 - A. Informacje zawarte w falach pochodzących ze zlewających się zwartych układów podwójnych
 - B. Przybliżenie postnewtonowskie przy wyznaczaniu profilu fal emitowanych przez zlewające się układy podwójne
 - C. Zastosowanie numerycznej teorii względności do wyznaczania profilu fal emitowanych przez zlewające się układy podwójne
 - D. Geometrodynamika i zlewanie się podwójnych czarnych dziur
 - V. Wkład teoretyków w zrozumienie i kontrolę szumu w interferometrach LIGO
 - A. Szum generowany przez rozproszenie światła w interferometrze
 - B. Szum grawitacyjny
 - C. Szum termiczny
 - D. Szum kwantowy i standardowe kwantowe ograniczenia czułości grawitacyjnego interferometru
 - E. Fluktuacje kwantowe, niewystępowanie kwantowej destrukcji i ściśnięta próżnia
 - VI. Przyszłość: cztery zakresy grawitacyjnych częstotliwości
 - A. LISA: laserowa przestrzenna antena interferencyjna
 - B. Chronometraż grup pulsarów (PTA)
 - C. Polaryzacja kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła
 - VII. Przyszłość: badanie Wszechświata za pomocą fal grawitacyjnych
 - A. Astronomia oparta na różnorodnych sygnałach
 - B. Badanie czarnych dziur i geometrodynamiki za pomocą fal grawitacyjnych
 - C. Poznawanie pierwszej sekundy życia naszego Wszechświata
 - VIII. Wnioski
- Podziękowania
Literatura

I. Wprowadzenie i przegląd

Zaobserwowanie po raz pierwszy fal grawitacyjnych przez detektor LIGO 14 września 2015 roku było zwieńczeniem trwającego prawie pół wieku wysiłku ok. 1200 naukowców i inżynierów Kolaboracji LIGO/Virgo. Był

to wspaniały początek całkowicie nowego sposobu obserwowania Wszechświata: astronomii grawitacyjnej.

Nagroda Nobla za „decydujące przyczynienie się” do tego tryumfu została przyznana tylko trzem członkom Kolaboracji: Reinerowi Weissowi, Barry Barishowi i mnie. W rzeczywistości jednak na uznanie zasługuje przede wszystkim cała Kolaboracja. Z tego powodu przyjmując Nagrodę Nobla uważam się za ikonę Kolaboracji.

Ponieważ było to osiągnięcie kolektywne, Rai, Barry i ja zdecydowaliśmy, że przedstawimy jeden zunifikowany Wykład Noblowski w trzech częściach. Choć moja trzecia część może do pewnego stopnia być zrozumiała bez pozostałych dwóch, to jednak jak doszło do osiągnięcia naszej Kolaboracji i ku czemu nas ono wiedzie, czytelnicy mogą w pełni zrozumieć tylko czytając wszystkie trzy części. Nasz spisany trójczęściowy wykład jest pogłębionym rozwinięciem wykładu, który rzeczywiście wygłosiliśmy w Sztokholmie 8 grudnia 2107.

W części I tej spisanej wersji wykładu Rai przedstawia podane przez Einsteina przewidywanie istnienia fal grawitacyjnych oraz podejmowane w okresie od 1960 do 1994 roku wysiłki eksperymentalne poprzedzające nasze odkrycie. W części II Barry opisuje eksperymentalne próby mające miejsce po roku 1994 aż do chwili obecnej (dochodząc do zaobserwowania fal po raz pierwszy przez naszą Kolaborację) i wyjaśnia, czego możemy się spodziewać, gdy około roku 2020 obecne detektory LIGO osiągną swoją planowaną czułość i zostaną następnie jeszcze ulepszone. W mojej części III przedstawiam rolę teoretyków i teorii w sukcesie odniesionym przez LIGO oraz pokazuję dowód, jak się spodziewam, astronomia fal grawitacyjnych uprawiana w czterech zakresach częstotliwości nas zaprowadzi. Najpierw jednak poczynię kilka osobistych uwag na temat początków historii naszych wspólnych eksperymentalno-teoretycznych poszukiwań mających

1. Nagrodę Nobla za rok 2017 podzielili między siebie Rainer Weiss, Barry C. Barish i Kip S. Thorne. Artykuły numerowane I, II i III są tekstami ich przemówień wygłoszonych z tej okazji.

2. Więcej osobistych przeżyć i wydarzeń, które doprowadziły do tego wystąpienia można znaleźć w moim biogramie noblowskim.



Ryc. 1. John Wheeler, Robert Dicke i Joseph Weber. [Dzięki uprzejmości: Archiwum Wizualnego AIP Emilio Segré, Kolekcja Wheelera (fotografia Wheelera); Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Princeton (fotografia Dickęgo); Archiwum Wizualnego AIP Emilio Segré (fotografia Webera).]

na celu otworzenie pierwszego grawitacyjno-falowego okna na Wszechświat.

II. Trochę osobistych wspomnień z przeszłości: lata 1962–1976

Zapałałem miłością do grawitacji gdy byłem nastolatkiem dorastającym w Logan w stanie Utah. To, że poszedłem na uniwersytet w Princeton studiować pod opieką wielkiego guru relatywistyki Johna Archibalda Wheelera, było więc nieuniknione. Przyjechałem do Princeton jesienią 1962 roku, ukończyłem doktorat wiosną 1965 i pozostałem tam jeszcze rok po doktoracie. Wheeler był dla mnie inspiracją, gdy chodzi o czarne dziury, gwiazdy neutronowe i fale grawitacyjne, czyli koncepty relatywistyczne, które w owym czasie nie były jeszcze potwierdzone obserwacyjnie. Z kolei Robert Dicke inspirował i kształcił mnie w dziedzinie fizyki eksperymentalnej, a szczególnie w eksperymentach mogących być sprawdzianem Ogólnej Teorii Względności Einsteina.

W lecie 1963 roku wziąłem udział w ośmiotygodniowej *École d'Été de Physique Théorique* w Les Houches we Francji. Tam dzięki wykładom Raya Sachsa zetknąłem się z elegancką matematyczną teorią fal grawitacyjnych,³ a dzięki wykładom Joe Webera zapoznałem się z doświadczalnym ich poszukiwaniem. Wykłady te oraz wpływ Wheelera, w połączeniu z dyskusjami odbytymi z Weberem podczas wspólnych wspinaczek na oko-

liczne szczyty alpejskie, przywiązały mnie do fal grawitacyjnych jako potencjalnego kierunku badawczego. To też gdy w roku 1966 przenieśliśmy się z Princeton do Caltechu i zacząłem budować grupę badawczą składającą się z sześciu doktorantów i trzech postdoków, skoncentrowaliśmy się jako grupa na czarnych dziurach, gwiazdach neutronowych i falach grawitacyjnych.

Początkowo badania prowadzone nad falami grawitacyjnymi przez moją grupę były raczej teoretyczne. Skupialiśmy się na reakcji związanej z emisją promieniowania grawitacyjnego (czy i jak wysyłanie fal grawitacyjnych powoduje odrzut ich źródła, podobny do odrzutu odczuwanego przy wystrzeliwaniu pocisku). Co ważniejsze jednak, rozwinęliśmy nowe techniki dokładnego obliczania szczegółowych charakterystyk fal grawitacyjnych emitowanych przez takie źródła astrofizyczne, jak wirujące, zdeformowane gwiazdy neutronowe, pulsujące gwiazdy neutronowe i pulsujące czarne dziury. I co najważniejsze, zaczęliśmy (opierając się nie tylko na pracach naszej grupy, ale także na pracach kolegów z innych ośrodków) tworzyć *wizję przyszłej astronomii fal grawitacyjnych*: jakie będą zakresy częstotliwości, na których można będzie dokonywać obserwacji, jakie mogą być najsilniejsze źródła fal grawitacyjnych w każdym z takich zakresów i jaką informację fizyczną można uzyskać z fal pochodzących z danego źródła. Spisaliśmy tę rozwijającą się wizję w serii przeglądowych artykułów, poczynając od artykułu mojego i mojego studenta, Billa Pressa (Press i Thorne, 1972) i kontynuując ją w ukazujących się co kilka lat artykułach aż do roku 2001 (Cuter i Thorne, 2002), kiedy to wraz z kolegami napisałem naukowe uzasadnienie budowy Zaawansowanych Interferometrów Grawitacyjnych LIGO (Thorne i inni, 2001).

Dla naszej ewoluującej wizji szczególnie ważna była skrajnie duża różnica pomiędzy falami elektromagnetycznymi, za pomocą których astronomowie badali

3. Czytelnikowi polskiemu warto w tym miejscu przypomnieć, że jedną z fundamentalnych prac dających podstawy matematyczne tej teorii napisał Andrzej Trautman (Wydział Fizyki UW). W pracach prowadzących do opisywanego przez autora sukcesu brała też bardzo aktywny udział liczna grupa polskich astronomów, astrofizyków i relatywistów tworząca grupę Virgo-Polgraw, zob. polgraw.camk.edu.pl (przyp.tłum.).

w owym czasie Wszechświat, a oczekiwanyimi właściwościami astrofizycznych fal grawitacyjnych:

- Fale elektromagnetyczne (światło, fale radiowe, promieniowanie X, promieniowanie gamma,...) są oscylującymi elektrycznymi i magnetycznymi polami rozchodzącymi się w czasoprzestrzeni. Fale grawitacyjne zaś są oscylacjami „tkaniny” czy też formy samej czasoprzestrzeni. Trudno o większą różnicę w fizycznym charakterze obu tych rodzajów fal!
- Fale elektromagnetyczne pochodzące ze źródeł astrofizycznych są zawsze niekoherentnymi superpozycjami fal wysłanych przez pojedyncze cząstki naładowane, atomy lub cząsteczki. Natomiast astrofizyczne fale grawitacyjne są emitowane w sposób koherentny przez całościowy ruch masy lub energii. Znów więc te dwa rodzaje fal nie mogą się bardziej od siebie różnić.
- Wszystkie astrofizyczne fale elektromagnetyczne są bardzo łatwo absorbowane i rozpraszane przez materię znajdującą się pomiędzy ich źródłem i Ziemią. Fale grawitacyjne nigdy nie są znacząco absorbowane lub rozpraszane przez materię, nawet gdy były wyemitowane w najwcześniejszych chwilach życia Wszechświata.

Konsekwencją tych znaczących różnic było, jak mi się wydawało, to że:

- Wielu źródeł fal grawitacyjnych nie da się zobaczyć elektromagnetycznie.
- Tak jak każdy nowy zakres częstotliwości lub „okno” fal elektromagnetycznych: fale radiowe, promieniowanie X, promieniowanie gamma – gdy stał się dostępny, przynosił wielkie niespodzianki dzięki różnicom pomiędzy zakresami oraz innym różnicom, tak też jest wielkie prawdopodobieństwo, iż fale grawitacyjne, dzięki temu, że tak znacząco różnią się od elektromagnetycznych, przyniosą jeszcze większe niespodzianki.
- Astronomia grawitacyjna ma wszelkie dane by zrewolucjonizować nasze rozumienie Wszechświata.

Gdy w roku 1972 z Billem Pressem spisywaliśmy naszą pierwszą pracę kreslącą tę wizję, w MIT Rai Weiss pisał jedną z najistotniejszych i dalekowzrocznych prac ze wszystkich, jakie w życiu czytałem (Weiss, 1972). Proponował w niej użycie jako detektora fal grawitacyjnych interferometru laserowego w kształcie litery L (*interferometru grawitacyjnego*) wyposażonego w swobodnie wahające się lustra, których zmieniająca się wzajemna

odległość byłaby mierzona dzięki interferencji wiązek laserowych. Główna idea takiego urządzenia była zaproponowana wcześniej niezależnie przez Michaela Gertsenshteina i Vladislava Pustovoita (Gertsenshtein i Pustovoit 1963), ale to Weiss i tylko Weiss zdiagnozował najpoważniejsze źródła szumu, z jakimi trzeba by się uporać i zaproponował sposoby radzenia sobie z każdym z tych źródeł, a także oszacował osiągalną dzięki nim czułość urządzenia na fale grawitacyjne. Porównując ją z oszacowanym natężeniem fal pochodzących ze źródeł astrofizycznych, Rai doszedł do wniosku, iż tego typu interferometr o ramieniu długości rzędu kilometra miałby realną szansę odkryć fale grawitacyjne. (To dlatego uważam Raia za głównego wynalazcę interferometrów grawitacyjnych).

Rai, jak to Rai, nie opublikował tej ważnej pracy w normalnym czasopiśmie fizycznym. Uważał, że publikować powinno się dopiero po zbudowaniu interferometru i odkryciu fal grawitacyjnych. Zamiast tego wydał więc swoją pracę w serii wewnętrznych raportów MIT, ale rozprowadził też jej kopie wśród kolegów.



Ryc. 2. Rainer Weiss około roku 1970. [Dzięki uprzejmości Weissa.]

Usłyszałem o pomysle Raia na grawitacyjny interferometr wkrótce po napisaniu przez niego tej pracy, w czasie gdy wraz z Johnem Wheelerem i Charlesem Misnerem nadawaliśmy ostatni szlif podręcznikowi *Gravitation* (Misner, Thorne i Wheeler, 1973) i przygotowaliśmy go do wysłania do naszego wydawcy. Nie przestudiowałem więc jeszcze pracy Raia ani nie przedyskutowałem z nim jego pomysłów, ale nie wydało mi się prawdopodobnym, by ta koncepcja mogła się kiedykolwiek sprawdzić. Wymagała ona w końcu mierzenia przemieszczeń luster bilion razy mniejszych (tj. o czynnik 10^{-12}) niż długość fali światła użytego do pomiaru tego przemieszczenia, tzn., używając języka technicznego, by rozdzielić włos na 10^{12} części. Wydawało się to niedorzecznością, więc zamieściłem w podręczniku kilka słów na temat interferometru grawitacyjnego Raia, opatrując go mianem „mało obiecującego”.



Ryc. 3. Uczestnicy Warsztatów na temat fal grawitacyjnych z roku 1978. [Dzięki uprzejmości Larry'ego Smarra.]

W ciągu następných trzech lat dowiedziałem się więcej o pomysłach Raia, przedyskutowałem go szczegółowo z nim samym (najbardziej wryła mi się w pamięć całonocna rozmowa w pokoju hotelowym w Waszyngtonie w roku 1975) i z innymi. I nawróciłem się. Zaczęłem rozumieć, że grawitacyjny interferometr Raia ma realną szansę odkryć fale grawitacyjne pochodzące ze źródeł astrofizycznych.

Byłem także przekonany, że jeśli uda się zaobserwować fale grawitacyjne, mogą one zrewolucjonizować nasze rozumienie Wszechświata. Podjąłem więc decyzję, że ja i moja grupa badawcza fizyków teoretyków musimy zrobić wszystko co możliwe, by pomóc Raiowi i jego kolegom doświadczalnikom odkryć fale grawitacyjne. Najważniejszym pierwszym krokiem w tym kierunku było przekonanie władz Caltechu do stworzenia grupy eksperymentalnej zajmującej się badaniem fal grawitacyjnych, pracującej równoległe z grupą Raia w MIT.

Resztę tej historii od strony eksperymentalnej opisuje Rai w swojej części I naszego wykładu noblowskiego, a ja trochę o niej opowiadałem w moim noblowskim biogramie. Teraz więc naszkicuję stronę teoretyczną tej historii.

III. Źródła fal grawitacyjnych

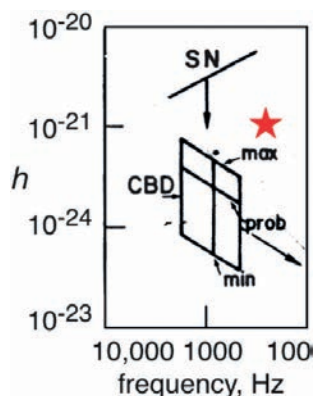
Gdy Bill Press i ja pisaliśmy naszą pracę-wizję z 1972 roku, nasze rozumienie źródeł fal grawitacyjnych było dość mętne, ale gdzieś około roku 1978 społeczność

astrofizyków-relatywistów dopracowała się znacznie lepszemu zrozumieniu. Osiągnięcie tego przyspieszyły dwutygodniowe Warsztaty: Źródła Fal Grawitacyjnych zorganizowane przez Larry'ego Smarra w Seattle w Stanie Washington na przełomie lipca i sierpnia 1978. Wzięli w nich udział niemal wszyscy czołowi teoretycy i doświadczalnicy zajmujący się falami grawitacyjnymi z całego świata, a także pewna liczba doktorantów i postdoków.

Pewne wnioski, do których doszliśmy na Warsztatach, zostały podsumowane wykresami pokazującymi przewidywane amplitudy h fal grawitacyjnych pochodzących z różnych możliwych źródeł w funkcji ich częstotliwości f (Epstein i Clark, 1979). Wykresy takie były trzy: jeden odpowiadający falam krótkotrwałym („roz-błyskom”), jeden odpowiadający długo trwającym falam periodycznym (pochodzącym przede wszystkim z pulsarów i innego rodzaju wirujących, zdeformowanych gwiazd neutronowych) i jeden odpowiadający falam stochastycznym (będącym przede wszystkim efektem, jak wtedy sądziliśmy, superpozycji fal emitowanych z wielu dyskretnych źródeł). Najistotniejszy dla tego wykładu jest fragment (pokazany na ryc. 4) wykresu odpowiadającego falam-robłyskom, który obejmuje zakres częstotliwości LIGO.

Fale uwzględnione na ryc. 4 pochodzą z:

- *Supernowych* (SN), tj. z prowadzącego do powstania gwiazdy neutronowej zapadania się rdzenia normalnej gwiazdy; uwolniona zostaje przy tym



Ryc. 4. Fragment sporządzonego w roku 1978 wykresu źródeł rozbłysków grawitacyjnych

olbrzymia ilość energii grawitacyjnej, co prowadzi do rozerwania zewnętrznych warstw gwiazdy.

- *Destrukcji zwartych układów podwójnych*, tj. z krążących wokół siebie po zacieśniających się orbitach i w końcu zlewających się jedna z drugą dwóch czarnych dziur, dwóch gwiazd neutronowych lub czarnej dziury i gwiazdy neutronowej.

Linia oznaczona na ryc. 4 literami SN pokazuje szacowane maksymalne natężenia fal grawitacyjnych pochodzących z supernowych. Bardziej współczesne oszacowania przewidują, że fale takie są znacznie słabsze. Równoległobok oznaczony literami CBD (od Compact Binary Destruction) pokazuje zakres, w którym oczekiwane były najsilniejsze fale grawitacyjne pochodzące z układów podwójnych.

Na podstawie tego rysunku, my, uczestnicy tych Warsztatów, stwierdziliśmy, iż najsilniejszy rozbłysk fal grawitacyjnych dochodzący co roku do Ziemi powinien mieć amplitudę z grubsza $h \sim 10^{-21}$; (mylnie chyba) pamiętam, że uniesieni entuzjazmem dla tego celu nosiliśmy T-shirty z umieszczonym na nich logo „ 10^{-21} lub rozbłysk”. Koledzy obdarzeni lepszą niż ja pamięcią zapewniają mnie jednak, że tylko rozważaliśmy zrobienie takich T-shirtów; T-shirty takie nigdy naprawdę nie powstały.

Pierwszy rozbłysk, który ostatecznie zarejestrował detektor LIGO w 2015 r. sytuuje się na wykresie z ryc. 4 w miejscu, w którym dodałem czerwoną gwiazdkę. Pochodził on z destrukcji układu podwójnego (CBD) – z zacieśniania się orbity i w końcu zlania się dwóch czarnych dziur (czyli z „podwójnej czarnej dziury” oznaczanej BBH). Rozbłysk ten miał amplitudę h wynoszącą dokładnie 10^{-21} i częstotliwość około 200 Hz – amplituda ta była trochę większa, częstotliwość zaś trochę niższa, niż przewidywały nasze oszacowania z roku 1978. Ta zgodność przewidywań z obserwacją jest trochę wynikiem szczęścia. Poziom naszego zrozumienia w roku 1978 był znacznie niższy niż sugeruje.

Do roku 1984, kiedy to Weiss, Drever i ja wspólnie zapoczątkowaliśmy projekt LIGO, uważałem że jest prawdopodobne, iż najsilniejsze fale jakie detektor LIGO zarejestruje, będą pochodzić ze zlewania się podwójnych czarnych dziur (tak jak się rzeczywiście stało). Rozumowałem w prosty sposób:

- Amplituda h fali grawitacyjnej emitowanej przez zwarty układ podwójny jest proporcjonalna do jego masy (jeśli składa się on z dwóch obiektów o mniej więcej takich samych masach).
- W związku z tym odległość, z jakiej LIGO może jeszcze „widzieć” taki układ o masie od kilku po kilkaset mas Słońca (tj. układ podwójny o „gwiazdowej” masie) jest również proporcjonalna do jego masy (jeśli tylko fale przezeń emitowane mają częstotliwość leżącą w zakresie LIGO).
- Przestrzenna objętość, wewnątrz której LIGO może widzieć takie układy podwójne, jest więc proporcjonalna do sześcianu ich masy.
- Masy znanych podówczas czarnych dziur o „gwiazdowych” masach były aż dziesięciokrotnie większe niż masy gwiazd neutronowych, więc przeszukiwana objętość byłaby tysiąckrotnie większa niż analogiczna objętość odpowiadająca gwiazdom neutronowym.
- Wydawało mi się, że ten czynnik 1000 powinien kompensować to, iż liczba (bardzo słabo rozumiana) podwójnych czarnych dziur (BBH) we Wszechświecie jest mniejsza od liczby układów podwójnych gwiazd neutronowych (BNS).

Choć były to tylko domysły, spowodowały one, że przy planowaniu LIGO główny nacisk położyliśmy na układy podwójne czarnych dziur oraz na o wiele lepiej zrozumiane układy podwójne gwiazd neutronowych.

Do roku 1989, kiedy to pod kierownictwem Rochusa (Robbiego) Vogta napisaliśmy projekt konstrukcji detektora LIGO (Vogt i inni. 1989) i wysłaliśmy go do Narodowej Fundacji Nauki (NSF – National Science Foundation), fale grawitacyjne ze zwartych układów podwójnych były głównym argumentem naszego uzasadnienia, jak duża powinna być czułość interferometru grawitacyjnego.

Oszacowane częstość zachodzenia zdarzeń i natężenia fal były tak istotne w naukowym uzasadnieniu projektu LIGO, że uważaliśmy za sprawę zasadniczej wagi oparcie się na oszacowaniach wykonanych przez astrofizyków nie mających bezpośredniego związku z naszym projektem. Takie odnoszące się do układów podwójnych gwiazd neutronowych (BNS) oszacowania

W tym sensie obserwacje grawitacyjne i elektromagnetyczne są komplementarne – nie dublują się.

Zależność $r(z)$ pomiędzy odległością i przesunięciem ku czerwieni jest podstawową daną obserwacyjną kosmologii. Jeśli układ podwójny nie jest zbyt odalony, $r(z)$ wyznacza dzisiejsze hubbleowskie tempo rozszerzania się Wszechświata. Jak podkreślał Schutz, w przypadku podwójnych gwiazd neutronowych powinno być możliwe zaobserwowanie zarówno emitowanych przez nie fal grawitacyjnych (odległości), jak i fal elektromagnetycznych (przesunięcia ku czerwieni) i w ten sposób uprawianie kosmologii. To właśnie zdarzyło się w roku 2017, gdy interferometr LIGO odkrył swój pierwszy układ BNS o numerze GW170817 (zob. część II Barisha tego wykładu).

(W roku 1986, po zidentyfikowaniu obserwabli dostępnych poprzez badanie fal grawitacyjnych, Schutz zaczął kłaść podwaliny pod analizę danych dostarczanych przez interferometry grawitacyjne (Schutz, 1989). Stał się intelektualnym przywódcą pierwszych lat takich badań, zanim jeszcze ktokolwiek z zespołu LIGO zaczął myśleć o analizie danych. Na temat analizy danych zbieranych przez detektor LIGO – zob. części I Weissa i II Barisha tego wykładu.)

Gdy zwarty układ podwójny zacieśnia się z powodu reakcji promieniowania, siła wzajemnego przyciągania grawitacyjnego dwu ciał zwiększa się, wzrasta prędkość ich ruchu i z tego powodu efekty relatywistyczne (odstępstwa od newtonowskiego prawa grawitacji) stają się coraz silniejsze. Stanowi to problem (konieczne jest obliczanie poprawek relatywistycznych do profilu fali emitowanej przez układ podwójny), ale zarazem także i *okazję* (gdy takie odstępstwa zostaną zaobserwowane, mogą dać nam dodatkową informację o układzie i zostać wykorzystane jako nowe sposoby sprawdzania Ogólnej Teorii Względności).

B. Przybliżenie postnewtonowskie przy wyznaczaniu profilu fal emitowanych przez zlewające się układy podwójne

Relatywistyczne poprawki oblicza się w praktyce wykorzystując tzw. *postnewtonowskie przybliżenie* Ogólnej Teorii Względności, tj. rozwinięcie w szereg potęgowy względem szybkości orbitalnych v ciał i względem newtonowskiego potencjału grawitacyjnego $\Phi \sim v^2$. Wobec znaczenia takich poprawek do profilu falowego dla astronomii, włożono, poczynając od lat siedemdziesiątych XX w., wiele wysiłku w ich obliczenie. Wysiłek ten wzmógł się w latach osiemdziesiątych, dziewięćdziesiątych i po roku 2000. Szacuję, że poszło nań więcej niż 100 osobolet intensywnej pracy. Główny wkład wnieśli tu, między innymi, Luc Blanchet, Thibault Damour, Bala Iyer i Clifford Will; do chwili obecnej rachunki wychodzące poza newtonowską teorię grawitacji doprowadzono do rzędu v^7 (Blanchet, 2014). Tak jak się spodziewano, w każdym kolejnym rzędzie rachunku pojawiają się nowe obserwabli, których wartości można odczytać z obserwowanych fal. Chodzi tu przede wszystkim o masy M_1 i M_2 obu ciał układu podwójnego, o wektorowy moment pędu, a także – jeśli orbita układu podwójnego nie jest kołowa – o jej zmieniającą się eliptyczność, orientację eliptyczną i relatywistyczne odstępstwa od ruchu po elipsie. I z każdym rzędem pojawiają się nowe możliwości obserwacyjnego weryfikowania einsteinowskiej Ogólnej Teorii Względności – testy takie przeprowadza się teraz wykorzystując dane zebrane przez LIGO (Cutler i inni, 1993; LIGO/Virgo 2016).

C. Zastosowanie numerycznej teorii względności do wyznaczania profilu fal emitowanych przez zlewające się układy podwójne

Gdy względna prędkość ciał układu podwójnego dochodzi do 1/3 prędkości światła, a same ciała są już blisko



Ryc. 7. Luc Blanchet, Thibault Damour, Bala Iyer oraz Clifford M. Will. [Dzięki uprzejmości tychże panów.]

zderzenia się, przybliżenie postnewtonowskie załamuje się. Stanowi to znów *problem* (jak wyznaczyć profil fali) i zarazem *okazję* (nowe informacje zawarte w profilu).

Jedynym godnym zaufania sposobem wyznaczenia profilu fali na tym etapie zderzenia ciał jest symulacja numeryczna: rozwiązywanie relatywistycznych równań einsteinowskiej Ogólnej Teorii Względności na komputerze, czyli *numeryczna teoria względności*. Z tego powodu w latach osiemdziesiątych zacząłem popędzać moich kolegów zajmujących się numeryczną teorią względności, aby bardziej żwawo przyłożyli się do takich symulacji.

Symulowanie układów podwójnych czarnych dziur (BBH) było szczególnie ważne z kilku powodów:

- Detektor LIGO miałby trudności w wykryciu i monitorowaniu mających bardzo wysokie częstotliwości fal wytwarzanych na etapie zderzenia się dwóch gwiazd neutronowych (BNS), które mają małe masy (około 1,4 masy Słońca każda); niemal cały sygnał i możliwa do uzyskania informacja będzie więc pochodzić z niższych częstotliwości, przy analizie których postnewtonowskie przybliżenie jest wystarczająco dokładne.
- W przeciwieństwie do zderzeń gwiazd neutronowych, na etapie zderzenia się dwóch czarnych dziur powstają fale o częstotliwościach, na które interferometr LIGO jest najbardziej czuły. (To właśnie zdarzyło się, gdy po raz pierwszy zarejestrowano rozbłysk falowy GW150914. Niemal całe natężenie tego sygnału pochodziło z etapu zderzenia, który może być analizowany jedynie za pomocą numerycznej teorii względności).
- Profile fal pochodzących ze zderzeń i zlewania się czarnych dziur skrywają szczegółowe informacje o *geometrodynamice*, tj. o nieliniowej dynamice zakrzywionej czasoprzestrzeni, o której w latach osiemdziesiątych i dziewięćdziesiątych wiedzieliśmy bardzo niewiele.

W końcu lat pięćdziesiątych i na początku sześćdziesiątych John Wheeler doszedł do przekonania, że geometrodynamika jest niezwykle istotna. Jest ona obszarem, w którym einsteinowska Ogólna Teoria Względności powinna być najbogatsza, a odstępstwa od newtonowskich praw grawitacji najsilniejsze. Idealną areną do studiowania geometrodynamiki powinny być, jak twierdził, właśnie zderzenia czarnych dziur. Świadom tego, że badanie geometrodynamiki metodami analitycznymi, tj. za pomocą jedynie kartki papieru i długopisu, jest niemal niemożliwe, Wheeler zachęcał swoich studentów i kolegów do badania jej za pomocą symulacji komputerowych.

Mając to na celu, studenci i koledzy Wheelera zaczęli kłaść podwaliny pod symulacje komputerowe układów podwójnych czarnych dziur: w latach 1959–61 Charles Misner, Richard Arnowitt i Stanley Deser (Arnowitt, Deser i Misner, 1962 i prace tam cytowane) sprowadzili matematykę równań Einsteina do postaci niemal idealnej dla metod numerycznych, a Misner rozwiązał analitycznie *problem danych początkowych*, zwany też *problemem więzów* tych równań, otrzymując matematyczny opis znajdujących się chwilowo w spoczynku i blisko siebie dwóch czarnych dziur (Misner, 1960). Następnie, w roku 1963, Susan Hahn i Richard Lindquist (Hahn i Lindquist, 1964) rozwiązali na komputerze IBM 7090 kompletne równania Einsteina i w ten sposób mogli obserwować, jak dwie czarne dziury spadają czołowo jedna na drugą i zaczynają się nawzajem deformować. Niestety Hahn i Lindquist nie mogli prowadzić tych obliczeń wystarczająco długo, by zobaczyć zderzenie i zlanie się czarnych dziur, ani też emitowanych przy tym fal grawitacyjnych.

Rachunki te w końcu lat sześćdziesiątych ponownie podjęli, zmieniając nieco szczegóły sformułowania problemu, Bryce DeWitt oraz jego student Larry Smarr, a do końca doprowadzili je w roku 1978 Smarr i z kolei jego student Kenneth Eppley (Smarr, 1979 i prace tam cytowane). W symulacjach tych dwie czarne dziury zderzały się czołowo i zlewały, tworząc jedną, silnie zniekształconą czarną dziurę, która wykonywała kilka oscylacji (dzwoniła jak tłumiony dzwon) emitując rozbłysk fal grawitacyjnych, by następnie ustabilizować się i przejść w spokojny stan. Tym samym mieliśmy wreszcie nasz pierwszy przykład geometrodynamiki.

Jednak w przyrodzie zderzenia czołowe, jeśli w ogóle mogłyby się zdarzać, to rzadko. Gdy dwie czarne dziury krążą jedna wokół drugiej, reakcja promieniowania grawitacyjnego powoduje, iż orbita dość szybko staje się kołowa. Tak więc zderzające się i zlewające czarne dziury w układach podwójnych powinny niemal zawsze poruszać się po zacieśniających się orbitach spiralnych. Wyzwaniem na lata osiemdziesiąte i dziewięćdziesiąte stało się więc symulowanie takich właśnie układów.

Było to tak trudne, że do roku 1992 udało się osiągnąć jedynie niewielki postęp. Aby go przyspieszyć Richard Isaacson (który w Narodowej Fundacji Nauki z wielką zręcznością prowadził eksperymetalną część programu LIGO – zob. część I Weiss'a tego wykładu) naciskał na wszystkie istniejące na świecie grupy zajmujące się numeryczną teorią względności, by choć luźno współpracowały ze sobą nad tym zagadnieniem. Sojusz ten, nazwany *Binary Black Hole Grand Challenge Alliance*, koordynował Richard Matzner z Uniwersytetu w Austin w Teksasie, a ja byłem przewodniczącym jego komitetu doradczego. W roku 1995, aby wytworzyć więź

Niniejszym Kip Thorne stwierdza, iż Ligo w sposób przekonujący odkryje fale grawitacyjne wytwarzane przez zlewające się czarne dziury, zanim numeryczni relatywiści stworzą kod komputerowy mogący postać profilu takich fal pochodzących ze zlewania się dziur o dowolnie skierowanych momentach pędu i stosunku mas w zakresie od 1:1 do 10:1 obliczyć z dziesięcioprocentową dokładnością, ustaloną na podstawie wewnętrznej zgodności rachunkowej. Niżej podpisani twierdzą, że Kip nie ma racji.

Przegraną (przegraną) stawia(ją) butelkę wina o wartości nie mniej niż 100 dolarów, które ma być wypite wspólnie przez zwycięzcę (zwycięzców) i przegranych (przegranych).

Umowę sporządzono 17 dnia lipca, 1995 roku w Austin w Teksasie przez

Kip S. Thorne

Richard Matzner

Wai-Mo Suen

Ed Seidel

Mark Scheel

Lawrence E. Kidder

Gregory B. Cook

Luciano Rezzolla

Mark Miller

Larry Shepley

Shyamal Mitra

Manoj Maharaj

Daniel Holz

Pablo Laguna

Roberto Gomez

Jörg Frauendiener

Dierdre Shoemaker

Bernd Brügmann

Béla Szilágyi

Nigel Bishop

Sascha Husa

Jeff Winicour

Mijan Huq

Luis Lehner

Robert Marsa

Scott Klasky

Marcus Berg

Juan F. Lara

Ethan Honda



Richard Matzner

Ryc. 10. Mój zakład z Richardem Matznerem (na fotografii) i członkami jego Binary Black Hole Grand Challenge Alliance.



Ryc. 11. Franz Pretorius, Manuela Campanelli, Joan Centrella i Saul A. Teukolsky. [Dzięki uprzejmości, kolejno: Nowojorskiej Akademii Nauk, A. Sue Weisler/RIT, Dwighta Allena i S. Teukolsky'ego.]

kierowana przez Manuę Campanelli, z teksańskiego uniwersytetu w Bronsville (Baker i inni, 2006; Campanelli i inni, 2006). Odetchnąłem z ulgą: realnym stało się, że przegram zakład!

Byliśmy jednak wciąż daleko od zaspokojenia potrzeb LIGO. Konieczne było symulowanie układów podwójnych czarnych dziur o masach różniących się o czynnik rzędu 10, wirujących z różnymi prędkościami kątowymi i mającymi różne kierunki. Obliczenia takie powinny były być wykonywane przez kody komputerowe wystarczająco stabilne i odporne, mające dobrze określoną dokładność odpowiadającą wymaganiom LIGO. Niezbędne było też wykonanie dużego zestawu symulacji pokrywających cały zakres parametrów charakteryzujących źródła, których sygnały mógł zarejestrować detektor LIGO. Takich istotnych parametrów jest siedem: stosunek mas czarnych dziur i po trzy składowe wektora momentu pędu każdej z nich. Oszacowaliśmy, by przygotować LIGO do pierwszych obserwacji sygnałów z układów czarnych dziur, że konieczne będzie wykonanie około tysiąca symulacji.

Aby zrealizować ten cel, Teukolsky pokierował zespołem SXS przy konstruowaniu komputerowego programu opartego na silnie hiperbolicznym sformułowaniu równań Einsteina, które wykorzystuje metody spektralne – jest to szczegół techniczny, który gwarantuje, że dokładność programu numerycznego wzrasta *eksponencjalnie*, gdy sieć punktów jest zagęszczana. Powstały program grupy SXS zwany jest SpEC od Spektralnego Kodu Einsteina.⁴

Napisanie programu SpEC było znacznie trudniejsze, a jego działanie jest znacznie doskonalsze od programów Pretoriusa, Centrelli, Campanelli, a także od innych programów stworzonych przez wiele innych grup zajmujących się numeryczną teorią względności (np. grupy Berndta Brugmana z Jeny w Niemczech, czy Pabla Laguny z Politechniki w stanie Georgia, które wyrosły z działań teksaskiej grupy Matznera). Te inne programy były gotowe kilka lat przed ukończeniem programu

4. <http://www.black-holes.org/SpEC.html>.

SpEC i dokonały ważnych odkryć dotyczących geometrodynamiki w czasie, gdy program SpEC był jeszcze dopracowywany. SpEC osiągnął jednak doskonałość na kilka lat przed zarejestrowaniem przez detektor LIGO pierwszego sygnału i od początku został użyty do tworzenia dużego katalogu profili fal pochodzących z układów podwójnych czarnych dziur, który stanowił podstawę analizy danych zbieranych przez detektor LIGO.⁵ Teraz, gdy jesteśmy w epoce zbierania przez LIGO danych, tylko program SpEC ma wystarczającą szybkość i dokładność pozwalające sprostać bieżącym wymaganiom LIGO (Hinderer i in. 2014). Z wielką ulgą uznałem, że moi koledzy zajmujący się numeryczną teorią względności zakład wygrali.

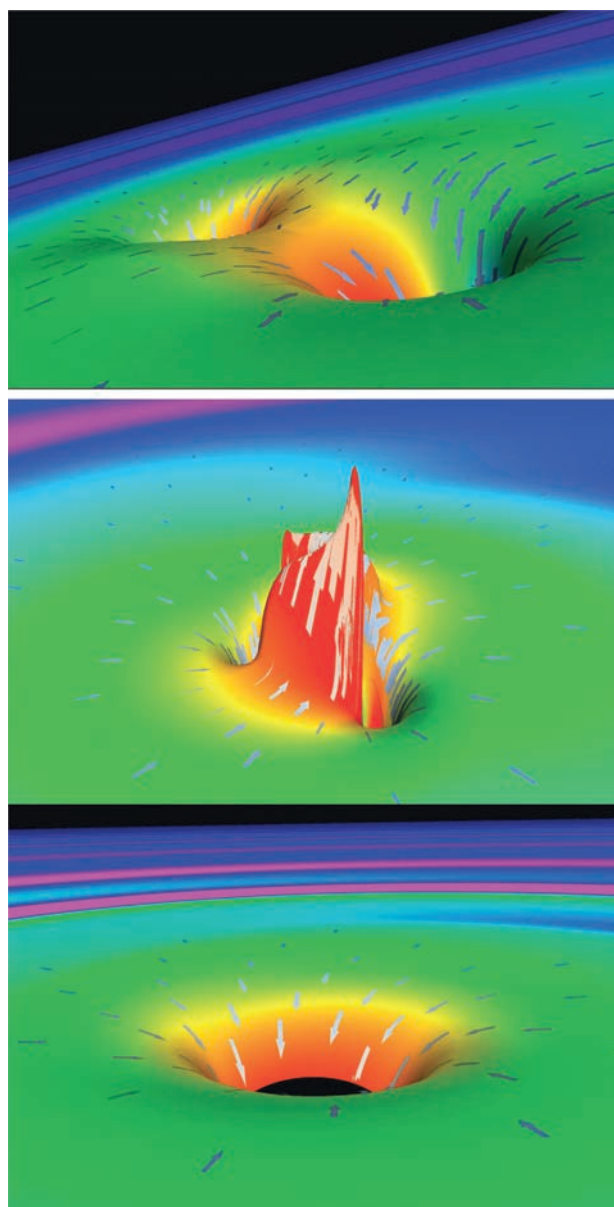
Wielkim wyzwaniem było też połączenie wyników programów numerycznych z analizą zbieranych przez detektor LIGO danych. Połączenie to zostało zrealizowane za pomocą podanego przez Alessandrę Buonanno i Thibault Damoura (Buonanno i Damour, 1999) i nazywanego Efektywnym Formalizmem Jednociałowym (EOB od *Effective One Body Formalism*), quasi-analitycznego modelu profilu fali emitowanej przez układ podwójny, a także z pomocą quasi-analitycznego Formalizmu Fenomenologicznego podanego przez Parameswarana Ajitha i jego kolegów (Ajith i inni, 2007). Oparte na numerycznej teorii względności symulacje profilu fali zostały wykorzystane do dobrania wartości parametrów w tych formalizmach, te zaś zostały użyte w algorytmach analizujących dane LIGO, które odkryły fale emitowane przez układy podwójne czarnych dziur i dokonały pierwszych cięć przy wydobywaniu z nich informacji. Końcowe uzyskiwanie informacji jest najdokładniej dokonywane przez bezpośrednie porównanie z symulacjami wykorzystującymi program SpEC.

D. Geometrodynamika i zlewanie się podwójnych czarnych dziur

Tak jak nie odegrałem większej roli w eksperymentalnej stronie przygotowania detektora LIGO, nie odegrałem również większej roli w formułowaniu i dopracowywaniu przez zespół SXS programu SpEC. W obu tych przedsięwzięciach moja rola sprowadzała się w zasadzie do wizjonerstwa. W przypadku programu SpEC znaczna część tej wizji była oddziedziczona po Wheelerze: wykorzystać symulacje układów podwójnych czarnych dziur, by przewidzieć geometrodynamiczne wzbudzenia zakrzywionej czasoprzestrzeni wywołwane zderzeniem się dwóch czarnych dziur, a następnie użyć danych zebranych przez detektor LIGO do sprawdzenia tych przewidywań.

Okolo roku 2011 program SpEC dojrzał już na tyle, że mógł zacząć badać geometrodynamikę. Aby towarzyszyć mu w tych badaniach zaprojektowaliśmy szereg narzędzi umożliwiających wizualizację jego wyników.

Pierwszym z nich był *diagram pseudozanurzenia* (ryc. 12) zaprojektowany przez członka grupy SXS Harald Pfeiffera. Pfeiffer bierze płaszczyznę orbity układu czarnych dziur (która jest dwuwymiarową zakrzywioną powierzchnią) i uwidocznia na takim diagramie jej odkształcenia (w języku fizyków – jej krzywiznę), przedstawiając ją zanurzoną w fikcyjnej płaskiej trójwymiarowej przestrzeni. Barwy otrzymanej w ten sposób zakrzywionej powierzchni uwidaczniają spowolnienie upływu czasu: w obszarach zielonych czas płynie mniej więcej tak samo, jak bardzo daleko od dziur, a w obszarach



Ryc. 12. Klatki (diagramy pseudozanurzenia) z filmu obrazującego geometrię czasoprzestrzeni w otoczeniu układu podwójnego czarnych dziur GW150914 na 60 milisekund przed zderzeniem, w momencie zderzenia i 12 milisekund po nim. [Dzięki uprzejmości Kolaboracji SXS.]

5. <https://www.black-holes.org/for-researchers/waveform-catalog>.

czerwonych płynie znacznie wolniej; obszary czarne (rzadko widoczne) znajdują się już wewnątrz czarnej dziury, gdzie czas płynie w dół. Srebrne strzałki wskazują ruch przestrzeni.⁶

Z ciągu takich diagramów (wykorzystujących wyniki symulacji programu SXS) Pfeiffer tworzy film⁷ pokazujący ewoluującą geometrię czasoprzestrzeni w otoczeniu układu podwójnego czarnych dziur. Na ryc. 12 pokazano trzy klatki z takiego filmu obrazującego ewolucję układu, którego parametry odpowiadają pierwszemu rozbłyskowi fal grawitacyjnych zarejestrowanemu przez LIGO, oznaczonego jako GW150914:

- Na pierwszej klatce filmu widać układ czarnych dziur na 60 milisekund przed zderzeniem. Przestrzeń wokół każdej z dwu czarnych dziur zaczyna tworzyć zagłębienie, podobnie jak powierzchnia wody nad wirum; w miarę przesuwania się w głąb leja kolor z zielonego przechodzi w czerwony (czas spowalnia).
- Na drugiej klatce widzimy układ w momencie zderzenia. Zderzenie wytwarza prawdziwy sztorm w ukształtowaniu czasoprzestrzeni. Przestrzeń marszczy się jak powierzchnia oceanu w czasie sztormu, a tempo upływu czasu zmienia się gwałtownie.
- Trzecia klatka obrazuje układ, gdy sztorm przemianał i utworzyła się już spokojna sklejona z dwóch, pojedyncza czarna dziura. Daleko od niej rozbłysk fali grawitacyjnej (zaznaczony symbolicznie jako zmarszczki podobne do fali wodnej) rozchodzi się w głąb Wszechświata.

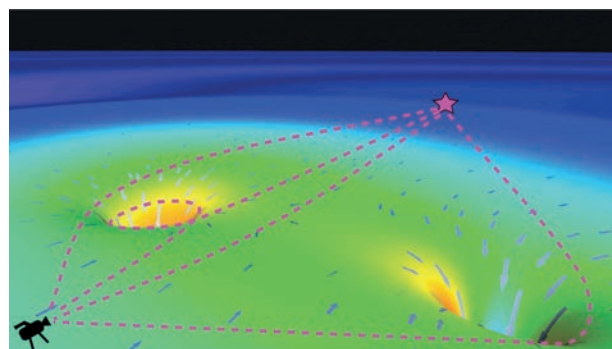
Diagram pseudozanurzenia i film mają swoje poważne ograniczenia. Pokazują one jedynie płaszczyznę równikową układu podwójnego, ale nie pokazują trzeciego wymiaru przestrzeni Wszechświata. Fale grawitacyjne nie są dobrze oddane, ponieważ z istoty swojej są one trójwymiarowe. Ponadto całkowicie zgubione zostają niektóre istotne zjawiska, np. dwa wiry skracające się przestrzeni (jeden mający skręcenie zgodne z ruchem wskazówek zegara i drugi o skręceniu przeciwnym), które wynurzają się z każdej z czarnych dziur, lub ciąg naprężeń i skurczów zakrzywionej czasoprzestrzeni nazywanych *ścięgnami* (Owen i inni, 2011).

Symulacje zespołu SXS ujawniają całe bogactwo geometrodynamiki czasoprzestrzeni w otoczeniu układów

podwójnych czarnych dziur, jej wiry i ścięgna. Wspinała zaś zgodność profili falowych zarejestrowanych przez detektor LIGO z przewidywanymi przez symulacje wykonane przez SXS (zob. np. rys. 6 w części II Barisha tego wykładu), przekonują nas, że sztormy geometrodynamiki rzeczywiście mają profile takie, jak przewidują symulacje, tj. że są one takie, jak przewidują równania einsteinowskiej Ogólnej Teorii Względności.

Gdyby Czytelnicy i ja mieli obserwować na własne oczy lub za pomocą kamery, jak dwie czarne dziury zbliżają się do siebie po spiralnej orbicie, zderzają i w końcu zlewają, zobaczylibyśmy coś zupełnie odmiennego od pseudozanurzeń zilustrowanych na ryc. 12 klatkami z filmu i tego co pokazałby cały film, z którego one pochodzą. Daleko za czarnymi dziurami rozciągałoby się pole gwiazd. Światło z każdej gwiazdy biegłoby do naszych oczu kilkoma różnymi drogami (ryc. 13), z których niektóre byłyby niemal prostymi, inne zaś kilkakrotnie obiegałyby czarne dziury. W rezultacie widzielibyśmy po kilka obrazów każdej z gwiazd. (Efekt taki nazywa się *soczewkowaniem grawitacyjnym*.) Obrazy te poruszałyby się ruchem wirowym wokół dwu cieni czarnych dziur, w miarę obracania się dziur jedna wokół drugiej.

Doktoranci Teukolsky'ego: Andy Bohn, Francois Hébert i Will Thorne, wykorzystując wykonane przy użyciu programu SXS symulacje pierwszego zaobser-



Ryc. 13. Bieg promieni światła od gwiazdy do kamery przez zakrzywioną przez układ GW150914 czasoprzestrzeń. Rycina zaadaptowana z tego samego filmu (zob. przypis 5), z którego pochodzą klatki na ryc. 12. [Dzięki uprzejmości Kolaboracji SXS.]



Ryc. 14. Układ podwójny czarnych dziur GW150914 widziany okiem, z bliska. [Dzięki uprzejmości Kolaboracji SXS.]

6. W bardziej technicznym języku, kształt powierzchni, jej barwa i strzałki uwiadcniają dwuwymiarową geometrię „płaszczyzny” orbity, funkcję spowolnienia (*lapse function*) i funkcję przesunięcia (*shift function*).

7. <https://www.youtube.com/watch?v=YsZFRkzLGew>.

wowanego przez detektor LIGO układu czarnych dziur, GW150914, stworzyli filmowy obraz takiego ruchu wirowego⁸ (Bohn i in., 2015). Klatkę z tego filmu pokazuje ryc. 14.

Ryciny 12, 14 i związane z geometrodynamiką zjawiska, które tu przedstawiłem dają przedsmak fascynującej fizyki, jaką będzie można w przyszłości wydobyć z fal grawitacyjnych. Do tej przyszłej fizyki jeszcze powrócę. Na razie jednak zagłębię się ponownie w przeszłość i przypomnę pokrótce, jak teoretycy przyczynili się do eksperymentalnej strony budowy interferometru LIGO.

V. Wkład teoretyków w zrozumienie i kontrolę szumu w interferometrach LIGO

Jednym z ważniejszych aspektów eksperymentu LIGO jest zrozumienie i zapanowanie nad szerokim zakresem zjawisk wytwarzających szum, który mógłby zagłuszyć sygnał pochodzący od fal grawitacyjnych. Do wyodrębnienia niektórych z tych zjawisk przyczynili się teoretycy. Było to bardzo zajmujące i poszerzyło horyzonty studiujących teorię. Podam tu kilka interesujących przykładów.

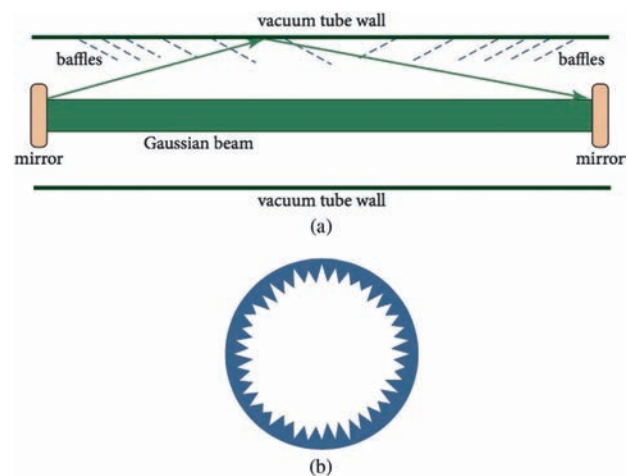
A. Szum generowany przez rozproszenie światła w interferometrze

W każdym z ramion interferometru LIGO wiązka światła odbija się tam i z powrotem pomiędzy lustrami. Mała część tego światła rozprasza się na jednym z lusterek i następnie rozprasza lub odbija od wewnętrznej ścianki próżniowej rury zamykającej w sobie wiązkę. Dalej podróżuje do drugiego lustra i tam na powrót rozprasza się trafiając znów do wiązki światła (zob. górna część ryc. 15). W porównaniu z wpływem jaki wywoływałaby fala grawitacyjna, amplituda drgań powierzchni rury jest olbrzymia i drgania te nakładają na rozpraszane światło olbrzymie oscylujące przesunięcie fazy. To olbrzymie przesunięcie fazy drobnej części światła wiązki może dawać w sumie przesunięcie fazowe wiązki światła większe niż powodowane wpływem fali grawitacyjnej.

Taki spowodowany rozpraszaniem światła szum może być kontrolowany przez umieszczenie w rurze przegródek (zaznaczonych na ryc. 15 liniami przerywanymi), które nie pozwalają rozproszonemu światłu dotrzeć do oddalonego lustra. Jednak pewna drobna część rozprzonego światła nadal może do niego docierać wskutek dyfrakcji na krawędziach przegródek.

Przegródki i dyfrakcja światła na ich krawędziach są to standardowe problemy w teleskopach optycznych i innych urządzeniach. Niestandardowe i występujące

tylko w interferometrach grawitacyjnych jest niebezpieczeństwo powstawania *koherentnej* superpozycji oscylujących przesunięć fazowych części światła, podróżujących od jednego lustra do drugiego po różnych drogach; koherencja taka znacznie zwiększałaby szum. W roku 1988 Rai Weiss najął mnie i moich studentów teoretyków, byśmy rozpatrzyli ten problem, stwierdzili, jak bardzo jest on poważny i wymyślili jakiś sposób opanowania go. Dokonałiśmy tego wspólnie z Eannem Flanaganem. Aby zapobiec koherencji dodaliśmy przegródkom głębokie piłoksztatne ząbkowania o przypadkowej wysokości (pokazane na dole ryc. 15), a w celu zredukowania szumu jeszcze bardziej, znaleźliśmy optymalny układ zębów i zoptymalizowaliśmy rozmieszczenie przegródek w rurze (Flanagan i Thorne, 1995). Segment jednej z naszych przegródek o przypadkowym układzie piłoksztatnych zębów jest moim podarkiem dla Muzeum Noblowskiego w Sztokholmie.



Ryc. 15. Górny rysunek: mała część światła wiązki odbija się od lustra LIGO, potem od ściany rury, podróżuje do drugiego lustra i następnie odbiwszy się odeń ponownie trafia do wiązki. Dolny rysunek: przegródka redukująca szum i niszcząca koherencję rozprzonego światła. Z artykułu Thorna i Blandforda (2017)

B. Szum grawitacyjny

Ludzie pracujący w pobliżu lusterek interferometru LIGO wytwarzają oscylujące siły grawitacyjne, które mogą przemieścić lustro bardziej niż fala grawitacyjna. Moja żona Carolee Winstein jest biokinezyjologiem (tj. ekspertem od ludzkich ruchów). Korzystając ze zgromadzonych przez jej kolegów eksperymentalnych danych dotyczących ludzkich ruchów obliczyliśmy wielkość tego szumu i ustaliliśmy, że jeśli ludzie będą się trzymać w odległości większej niż 10 metrów od lusterek LIGO, szum będzie na tyle mały, że można go zaakceptować (Thorn i Winstein, 1999). Nasze ustalenia zostały wykorzystane jako wymaganie techniczne przy rozplanowaniu budynków, w których mieszczą się lustra detektora LIGO. Studenci teoretycy oszacowali z kolei szum wytwarzany

8. <https://www.black-holes.org/gw150914>.

przez siły grawitacyjne pochodzące od fal sejsmicznych w Ziemi (Hughes i Thorn, 1998) i od obiektów przemieszczających się w powietrzu, takich jak chwasty biegnące (Creighton, 2008).

C. Szum termiczny

Drgania termiczne (będące skutkiem niezerowej temperatury) powodują „skakanie” luster LIGO. Drgania te mogą powstawać na wiele różnych sposobów. Student teoretyk Yuri Levin wymyślił nową metodę obliczania wielkości takiego szumu termicznego oraz identyfikowania jego licznych źródeł (Levin, 1998). I co najważniejsze, wykorzystując swoją metodę wykrył, że drgania termiczne w pokrywających lustra LIGO warstwach optycznych (zwiększających współczynnik odbicia) mogą być szczególnie groźne (możliwość taka została wcześniej przeoczona). Okazało się to prawdą: w Zaawansowanych Interferometriach LIGO i przypuszczalnie także w interferometriach grawitacyjnych następnej generacji szum termiczny w warstwach powłok optycznych na lustrach jest jednym z dwóch najpoważniejszych źródeł szumu; drugim jest szum kwantowy.

D. Szum kwantowy i standardowe kwantowe ograniczenia czułości interferometru grawitacyjnego

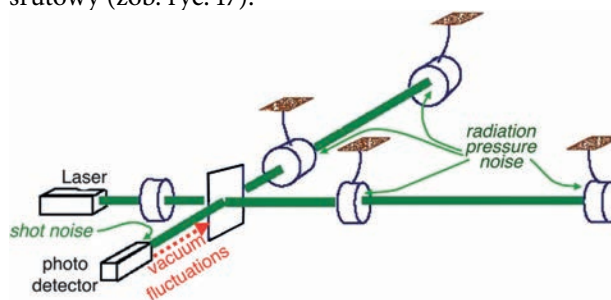
Szum kwantowy jest to szum powodowany przypadkowością rozkładu fotonów w wiązce światła w interferometrze. W każdym z pierwotnych interferometrów LIGO (zob. części I i II tego wykładu) szum kwantowy miał dwie składowe: *fotonowy szum śrutowy*, którego źródłem jest przypadkowość przybywania fotonów do detektora fotonów (stanowiącego wyjście interferometru) i *szum ciśnienia promieniowania*, powodowany przez przypadkowość odbijania się fotonów od luster interferometru – ten powoduje skoki luster.



Ryc. 16. Carlton M. Caves. [Dzięki uprzejmości Cavesa.]

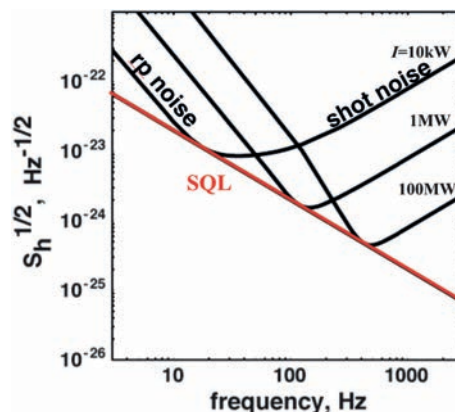
Obie te formy szumu kwantowego biorą się z różnic wiązek światła w dwu ramionach interferometru, gdyż sygnał, jaki daje interferometr, zależy tylko od ich różnic.

Fizyczne przyczyny tych różnic były w końcu lat siedemdziesiątych przedmiotem wielu dyskusji uczonych zajmujących się falami grawitacyjnymi. Carlton Caves, postdoc-teoretyk, znalazł zaskakującą odpowiedź (Caves, 1981): zarówno szum ciśnienia promieniowania, jak i szum śrutowy pochodzą z elektromagnetycznych (tj. z *kwantowoelektrodynamicznych*) fluktuacji próżniowych, które dostają się do interferometru od tyłu, od strony stanowiących jego wyjście detektorów fotonów. Fluktuacje te zaburzają światło laserowe w obu ramionach powodując: 1. fluktuacje ciśnienia promieniowania (szum), które są przeciwne w obu ramionach interferometru, oraz 2. fluktuacje natężenia, które również są przeciwne i dlatego przedostają się z interferometru do wyjściowego detektora fotonów jako szum śrutowy (zob. ryc. 17).

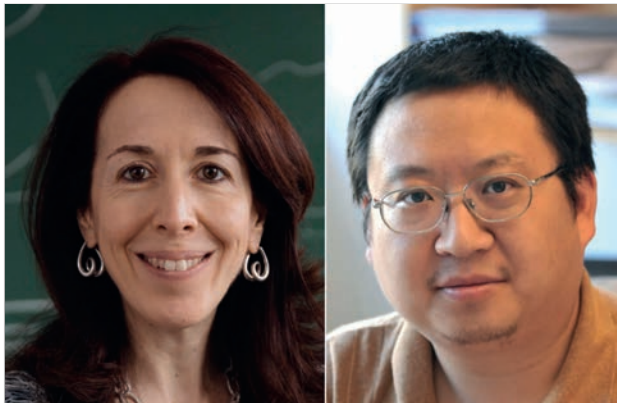


Ryc. 17. Fluktuacje próżniowe, dostające się na wyjście grawitacyjnego interferometru, zderzają się ze światłem lasera wytwarzając szum śrutowy w wyjściowym detektorze fotonów oraz szum ciśnienia promieniowania działającego na lustra

Zrozumiawszy to, Caves zauważył dość oczywisty fakt, że gdy zwiększa się natężenie I światła lasera, szum śrutowy maleje proporcjonalnie do $1/\sqrt{I}$, a ciśnienie promieniowania rośnie proporcjonalnie do \sqrt{I} . Stąd krzywa szumu kwantowego (h jako funkcja częstotliwości f) schodzi do linii wyznaczającej dolne ograniczenie i następnie idzie do góry tak jak to pokazuje ryc. 18.



Ryc. 18. Krzywe szumu śrutowego i szumu ciśnienia promieniowania dla różnych mocy I światła w ramionach pierwotnych interferometrów LIGO



Ryc. 19. Alessandra Buonanno i Yanbei Chen. [Dzięki uprzejmości S. Döringa z Towarzystwa im. Maxa Plancka i Caltechu.]

Linia wyznaczająca dolne ograniczenie jest nazywana *standardowym ograniczeniem kwantowym* (SQL) interferometru i jest dana prostym wzorem Cavesa:

$$S_h^{1/2} = (8\hbar/mL^2\omega^2)^{1/2}. \quad (1)$$

S_h jest tu gęstością spektralną szumu nałożonego na sygnał fali grawitacyjnej; \hbar jest stałą Plancka, m – masą każdego z lusterek interferometru, L – długością ramion interferometru, a ω kołową częstotliwością fali grawitacyjnej.

W końcu lat osiemdziesiątych Brian Meers z Uniwersytetu w Glasgow (korzystając z pomysłu Rona Drevera) zaproponował dodanie do interferometrów grawitacyjnych, w celu uczynienia ich bardziej wszechstronnymi, lustro działające jako recyding sygnału (zob. części I Weissa i II Barisha tego wykładu). W końcu lat dziewięćdziesiątych takie lustra zostały włączone do projektu przyszłych Zaawansowanych Interferometrów LIGO. Aby oszacować szumy: śrutowy i ciśnienia promieniowania w Zaawansowanych Interferometrach LIGO, Strain i inni skorzystali z teorii półklasycznej (nie w pełni kwantowej). Budziło to wątpliwości, gdyż Zaawansowany Interferometr LIGO miał działać bardzo blisko standardowego ograniczenia kwantowego (SQL), tj. w reżimie, w którym analiza półklasyczna może nie być słuszna. W związku z tym postdoc-teoretyk Alessandra Buonanno i doktorant Yanbei Chen przeprowadzili w pełni kwantomechaniczną analizę takiego szumu. Ich analiza przyniosła niespodzianki (Buonanno i Chen, 2001, 2003):

- Przewidywania szumu oparte na analizie półklasycznej były błędne, w związku z czym trzeba było zmodyfikować plany Zaawansowanego Interferometru LIGO; modyfikacje te nie były jednak znaczne.
- Lustro działające jak recyding sygnału powoduje, że ciśnienie promieniowania wiązek w każdym z ramion działa jak zależna od częstotliwości

sprężyna odpychająca lustra powodując ich optomechaniczne, oscylacyjne zachowanie.

- Lustro działające jak recyding sygnału jest także źródłem kwantowych korelacji szumu śrutowego i szumu ciśnienia promieniowania. Nie można więc już mówić o oddzielnych szumach: ciśnienia promieniowania i śrutowym; trzeba zająć się jednolitym szumem kwantowym.
- Korelacje te umożliwiają także zejście Zaawansowanego Interferometru LIGO poniżej ograniczenia SQL Cavesa o czynnik tak duży, jak 2, w zakresie częstotliwości odpowiadających, co do rzędu wielkości, częstotliwościom możliwych fal grawitacyjnych.

E. Fluktuacje kwantowe, niewystępowanie kwantowej destrukcji i ściśnięta próżnia

Zgodnie z teorią kwantową wszystko przypadkowo fluktuuje. Przynajmniej trochę.



Ryc. 20. Władimir Bragiński. (Copyright: Uspekhi Fizicheskikh Nauk, 2012.)

Pół wieku temu rosyjski fizyk Władimir Bragiński uzasadniał, że (to wynikało z jego argumentów) w detektorach fal monitorujących ciało, na które działa fala grawitacyjna, może przyjść mierzyć przemieszczenia tak małe, że mogą one być zakryte przez kwantowe fluktuacje tego ciała (Bragiński, 1968). Później, w połowie lat siedemdziesiątych, Bragiński zdał sobie sprawę (Bragiński i Vorontsov, 1975) z tego, że powinno być możliwe stworzenie technologii nie powodującej kwantowej destrukcji (QND), umożliwiającej przewyższenie takich kwantowych fluktuacji.⁹

9. Z własnym Bragińskiego retrospektywnym spojrzeniem na tę pracę i późniejszym, aż do roku 1996, rozwojem tych idei można się zapoznać w artykule przeglądowym Bragińskiego i Khalila, 1996.

W roku 1980 Caves zrozumiał, że choć otrzymał standardowe kwantowe ograniczenia (wzór (1)) czułości interferometru analizując jego oddziaływanie ze światłem, ograniczenie to (SQL) ma w rzeczywistości głębsze źródło: wynika ono z kwantowych fluktuacji położenia środków masy luster interferometru. Wyzwaniem stało się więc wynalezienie niepowodującej kwantowej destrukcji sygnału technologii QND, umożliwiającej przechytrzenie takich fluktuacji i zejście poniżej wynikającego z nich standardowego kwantowego ograniczenia SQL.

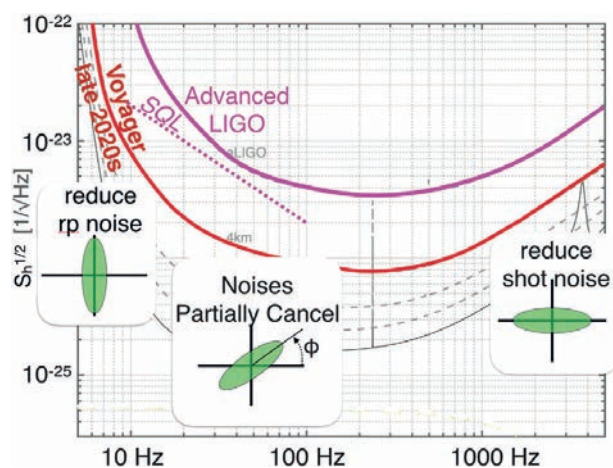
Caves zdał sobie sprawę z tego, że skoro ograniczenie to jest skutkiem próżniowych fluktuacji elektromagnetycznych, które oddziałują na wyjście detektora, kluczowym narzędziem technologii QND może być zmodyfikowanie tych próżniowych fluktuacji i tym samym, poprzez wpływ, jaki one wywierają na lustra za pośrednictwem ciśnienia promieniowania, zmodyfikowanie fluktuacji samych luster.

Ściślej rzecz ujmując, Caves (Caves, 1981) zaproponował zredukowanie próżniowych fluktuacji elektromagnetycznych w jednym kwadrancie każdej z fluktuacyjnych częstości, np. w kwadrancie $\cos \omega t$, kosztem ich zwiększenia w innym kwadrancie, np. w kwadrancie $\sin \omega t$. (Zasada nieoznaczoności mówi tylko, że iloczyn amplitud fluktuacji w obu kwadrantach nie może zostać zredukowany; jeśli więc jedna amplituda zostanie zmniejszona, druga musi wzrosnąć.)

Jak pokazał Caves, jeden kwadrant jest odpowiedzialny za szum śrutowy, a drugi za szum ciśnienia promieniowania. Zatem *ściskając* próżnię w zaproponowany sposób można zredukować szum śrutowy kosztem zwiększenia szumu ciśnienia promieniowania – to samo osiąga się zwiększając natężenie światła lasera. (Takie zastosowanie ściśniętej próżni stało się odtąd bardzo ważne: pierwotnie planowany sposób doprowadzenia Zaawansowanego Interferometru LIGO do osiągnięcia przezeń planowanej czułości wymagał, by światło biegające tam i z powrotem w każdym z ramion interferometru miało moc dochodzącą do 800 kW; tak duża moc światła powoduje jednak nieprzyjemne efekty uboczne, z którymi nie radzą sobie lustra. Obecny, nowy plan wdrażany w interferometrze LIGO przed następną rundą zbierania przezeń danych, która ma się rozpocząć w końcu 2018 roku, przewiduje, zamiast zwiększania mocy światła, wpuszczenie ściśniętej próżni na wyjście detektora w dokładnie taki sposób, jak to wymyślił Caves.)

W Zaawansowanym Interferometrze LIGO przy wysokich (dobrze powyżej 200 Hz) częstotliwościach fal grawitacyjnych dominuje fotonowy szum śrutowy, a przy niskich (znacznie poniżej 200 Hz) – szum ciś-

nia promieniowania. Jest zatem korzystne wpuszczenie takiej próżni, która jest ściśnięta w zależnym od częstości kwadrancie $\cos[\omega t - \varphi(\omega)]$, co powoduje redukcję ($\varphi = 0$) przy wysokich częstościach szumu śrutowego i redukcję ($\varphi = \pi/2$) przy niskich częstościach szumu ciśnienia promieniowania. W zakresie częstotliwości pośrednich zachodzi niesamowita rzecz: jak odkrył Bill Unruh w roku 1981 (Unruh, 1982), *dwa szumy, szum śrutowy i szum ciśnienia promieniowania, częściowo znoszą się nawzajem!* (zob. ryc. 21). W rezultacie, interferometr schodzi poniżej standardowego kwantowego ograniczenia SQL (tj. kwantowa destrukcja przestaje występować) i przy odpowiednim ściśnięciu próżni może zejść poniżej tego ograniczenia dowolnie daleko, przynajmniej w zasadzie, bo nie w praktyce.



Ryc. 21. Krzywe szumu w Zaawansowanym Interferometrze LIGO przy przewidywanej jego czułości i w proponowanym interferometrze Voyager. Linia kropkowana pokazuje standardowe ograniczenie kwantowe (SQL). Zielone elipsy reprezentują wpuszczone na wyjście ściśnięte próżnie przy wysokiej, pośredniej i niskiej częstotliwości, które umożliwią Voyagerowi zejście poniżej ograniczenia SQL

Choć o niewystępowaniu w takiej sytuacji kwantowej destrukcji wiedzieliśmy już od roku 1983, w latach osiemdziesiątych i dziewięćdziesiątych nie były jeszcze znane praktyczne metody wytworzenia zależnej od częstości wymaganej fazy $\varphi(\omega)$ ściśnięcia.

W roku 1999 rozpatrywałem dogłębnie ten problem wraz z moim kolegą Jimem Kimblem (czołowym w zakresie ściskania i innych technik związanych z kwantową informacją doświadczalnikiem z Caltechu). Znalazł on takie rozwiązanie: ściśnij próżnię tak, by miała fazę niezależną od częstości, następnie prześlij ją przed wpuszczeniem na wyjście interferometru przez jedną lub dwie odpowiednio dostrojone wnęki (filtry optyczne) Fabry'ego-Perota (Kimble, 2002).

Wśród wielu różnych technik zapewniających brak kwantowej destrukcji, które zaprojektowano dla interferometrów LIGO (zob. przegląd Danilishina i Khalila z 2012 r.) otrzymywanie zależnego od częstości ściśnięcia za pomocą *filtrujących wnęk Kimble'a* wydaje

się obecnie najbardziej obiecujące, gdy chodzi o wykorzystanie w interferometrach grawitacyjnych LIGO A+, Voyager, Cosmic Explorer i w Teleskopie Einsteina (zobacz część II Barisha tego wykładu). W LIGO A+ technika unikania kwantowej destrukcji konieczna będzie tylko w niewielkim zakresie; w kolejnych interferometrach będzie ona znacznie bardziej istotna.

VI. Przyszłość: cztery zakresy grawitacyjnych częstotliwości

Astronomia elektromagnetyczna była ograniczona do częstotliwości optycznych i podczerwieni aż do końca lat trzydziestych XX w., kiedy to Karl Jansky odkrył kosmiczne fale radiowe. Później, dzięki teleskopom umieszczonym ponad atmosferą Ziemi, dostępne stały się inne zakresy częstości: astronomia ultrafioletowa pojawiła się w latach pięćdziesiątych XX w., astronomia promieni X i promieni gamma w latach sześćdziesiątych. W ciągu dziesięcioleci, które upłynęły od tego czasu otworzyły się jeszcze szersze zakresy częstotliwości. Po wszechnie mówi się o elektromagnetycznych „oknach” na Wszechświat, z których każde jest zakresem częstotliwości, na jakich pracują astronomowie; są to okna: optyczne, podczerwone, radiowe, ultrafioletowe, promieni X i okno promieni gamma.

Podobnie rzecz ma się z falami grawitacyjnymi. Oczekujemy, że w ciągu następnych dwóch dekad otworzą się trzy następne okna grawitacyjne i będziemy mieli:

- *Wysokoczęstotliwościowe (HF) okno grawitacyjne* (od ~ 10 Hz do $\sim 10\,000$ Hz, okresy fal od ~ 100 milisekund do ~ 0.1 milisekundy), w którym działają LIGO, VIRGO i inne naziemne interferometry.
- *Niskoczęstotliwościowe (LF) okno grawitacyjne* (okresy od minut do godzin), w którym operować będą poruszające się w stanie nieważkości pojazdy kosmiczne namierzające jeden drugiego wiązkami światła laserowego, przede wszystkim satelity LISA (od Laser Interferometer Space Antenna) Europejskiej Agencji Kosmicznej,¹⁰ które zostaną umieszczone na orbitach w roku 2030, lub trochę później.
- *Bardzo niskoczęstotliwościowe (VLF) okno grawitacyjne* (okresy od kilku do kilkudziesięciu lat), w którym obecnie przy szukaniu fal grawitacyjnych prowadzi się *chronometraż grup pulsarów* (PTA, od *Pulsar Timing Arrays*).¹¹

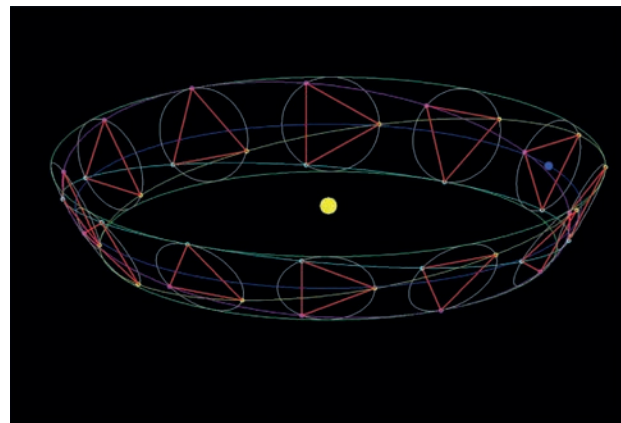
- *Ultra niskoczęstotliwościowe (ULF) okno grawitacyjne* (okresy od setek do milionów lat), w którym, jak przewiduje teoria, pierwotne fale grawitacyjne pozostawiły na kosmicznym mikrofalowym promieniowaniu tła specyficzny, potencjalnie obserwowalny ślad w postaci polaryzacji [rozd. 20.4 monografii Maggiore (2018)].

Omówię teraz trochę bardziej szczegółowo interferometrię LISA, chronometraż pulsarów (PTA) i polaryzację kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła (CMB).

A. LISA: laserowa przestrzenna antena interferencyjna

Interferometr LISA ma się składać z trzech pojazdów kosmicznych namierzających się wzajemnie wiązkami laserowymi. Pojazdy te mają być rozmieszczone w wierzchołkach równoramiennego trójkąta odległych jeden od drugiego o kilka milionów kilometrów. Trójkątny ten układ ma się poruszać wokół Słońca po tej samej orbicie, co Ziemia około 20 stopni za nią. Każdy z pojazdów ma osłaniać od zewnętrznych zaburzeń *masę testową* (będącą analogiem luster interferometru LIGO) i używać odrzutowych mikrosilniczków, by pojazd pozostawał ześrodkowany na masie testowej. Trzy masy testowe w każdym z pojazdów przemieszczają się względem siebie w odpowiedzi na grawitacyjne siły pływowe wywierane na nie przez Słońce i planety oraz na fale grawitacyjne. Ich względne przemieszczenie ma być monitorowane przez wiązki światła laserowego z wykorzystaniem techniki zwanej *interferometrią heterodynową* (odbijanie wiązki przybywającej z odległego pojazdu od wiązki wysyłanej przez dany pojazd). Różni się to dość znacznie od interferometrii wykorzystanej w LIGO.

Pomysł misji takiej jak LISA był omawiany już od roku 1974 przez Petera Bendera, Ronalda Drevera,



Ryc. 22. Orbity trzech pojazdów misji LISA. Każdy z nich spada swobodnie po orbicie (geodezyjnej) wokół Słońca, a ich układ tworzy niemal równoramienny trójkąt. [Dzięki uprzejmości HEPL, Uniwersytet Stanforda.]

10. <http://wsi.esa.int/lisa/>

11. <http://www/ipta4gw.org>



Ryc. 23. Peter Bender (z prawej) podczas dyskusji z Ronaldem Dreverem (z lewej) i Stanem Whitcombem (pośrodku) nad misją LISA w Padwie (Włochy) w roku 1983. [Dzięki uprzejmości P. Bendera.]

Jima Fallera, Rainera Weissa i innych. Planowana obecnie geometria orbity (zob. ryc. 22) została zaproponowana w wystąpieniach Fallera i Bendera w latach 1981 i 1984 (Faller, Bender i inni, 1985). Później, w latach osiemdziesiątych i dziewięćdziesiątych Bender niemal w pojedynkę doprowadził koncepcję interferometru LISA do postaci możliwej do wykonania, co pozwoliło NASA i ESA nakreślić wstępny plan realizacji tego projektu jako wspólnej misji kosmicznej. Agencja NASA wycofała się z niego w roku 2011 głównie z powodu znacznego wzrostu kosztów Kosmicznego Teleskopu Jamesa Webba, pozostawiając agencji ESA prowadzenie samodzielnie dalszych studiów nad projektem interferometru LISA; studia te doprowadziły w roku 2016 do znacznego sukcesu, jakim było przetestowanie w ramach LISA Pathfinder Mission niektórych z najbardziej skomplikowanych technologii (Armano i inni, 2018). Obecnie, w roku 2018, wydaje się, że agencja NASA może znów włączyć się do projektu LISA jako mniejszościowy partner agencji ESA oraz że uruchomienie misji może nastąpić już w roku 2030.

B. Chronometraż grup pulsarów (PTA)

Grupa pulsarów (PTA) składa się z kilku pulsarów, których okresy pulsacji są monitorowane z bardzo dużą dokładnością przez jeden lub więcej radioteleskopów (zob. ryc. 24). Mówiąc heurystycznie, gdy fala grawitacyjna omiata Ziemię, powoduje, że zegary na Ziemi to przyspieszają, to zwalniają w rytm oscylacji fali; mierzone więc według ziemskich zegarów pulsary zdają się synchronicznie to zwalniać, to przyspieszać.

Dokładniejsze wytłumaczenie działania układu pulsarów jako detektora fal grawitacyjnych jest następu-

jące.¹² Fala grawitacyjna powoduje, że przestrzeń, przez którą biegą radiowe fale pulsarów charakteryzuje się efektywnym anizotropowym współczynnikiem załamania. Współczynnik ten powoduje, że pulsary zdają się synchronicznie spowalniać i przyspieszać w stopniu zależnym od kątów pomiędzy kierunkiem do pulsara, kierunkiem do źródła fali grawitacyjnej i osią polaryzacji fali.

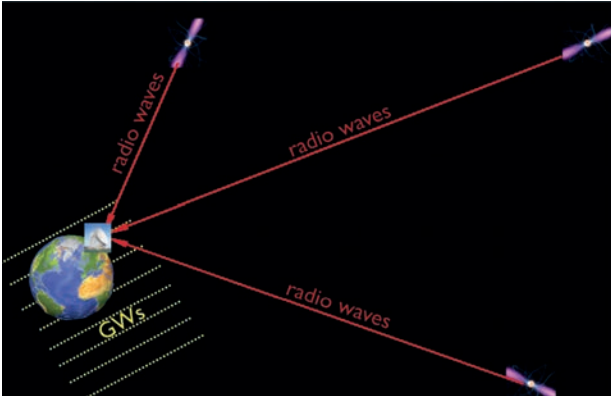
Pomysł wykorzystania rytmu pulsarów do wykrywania fal grawitacyjnych rzucili w końcu lat siedemdziesiątych niezależnie M.V Sazhin oraz Steven Detweiler (Sazhin, 1978; Detweiler, 1979). Obecnie wykryć fale grawitacyjne wykorzystując w ten sposób układy pulsarów próbują trzy zespoły radioastronomów: Kolaboracja NANOGrav w Ameryce Północnej, Europejski zespół PTA oraz grupa PTA wykorzystująca teleskop w Parkes w Australii; wszystkie trzy współpracują w ramach luźnej ogólnoświatowej współpracy zwanej Międzynarodową Grupą PTA.

Podstawowym celem tych kolaboracji są fale grawitacyjne pochodzące z układów podwójnych gigantycznych czarnych dziur, ważących od $\sim 10^8$ do $\sim 10^{10}$ razy więcej niż Słońce. Obecna czułość tej metody jest odpowiednia, by wykryć fale na poziomie, jaki przewidują optymistyczne oszacowania. Sukces może więc nadejść nawet już w przyszłym dziesięcioleciu.

C. Polaryzacja kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła

Intensywnie badane przez astronomów kosmiczne mikrofalowe promieniowanie tła (CMB) po raz ostatni uległo rozproszeniu, gdy Wszechświat miał ok. 380000 lat, w epoce, w której w wyniku rekombinacji pierwotnej plazmy powstawał elektrycznie obojętny wodór. W latach dziewięćdziesiątych kilku astrofizyków teoretyków (Seljak i Zaldarriaga, 1997; Kamionkowski, Kosowsky i Stebbins, 1997) zdało sobie sprawę z tego, iż pierwotne fale grawitacyjne (fale powstałe w najwcześniejszych momentach istnienia Wszechświata), oddziałując z rekombinującą plazmą, powinny być wytworzyć w promieniowaniu tła pewien mod polaryzacji, tzw. *mod B*. Ponieważ może on ujawnić szczegóły pierwotnych fal grawitacyjnych, poszukiwanie śladów tego modu na niebie stało się dla astronomów zajmujących się promieniowaniem tła poszukiwaniem „świętego Graala”. Występowanie tego modu zostało stwierdzone, jednak mikrofalowe promieniowanie tak spolaryzowane emitują

12. Jest to jeden z możliwych sposobów otrzymania odpowiedzi układu pulsarów, jako detektora, na falę grawitacyjną. (Jest on naskikowany, trochę zbyt skrótowo, np. w ćwiczeniu 27.20 podręcznika Thorna i Blandforda (2017).)



Ryc. 24. Układ pulsarów: rejestrowane czasy wysłania w kierunku Ziemi impulsów fal radiowych przez trzy pulsary są w sposób synchroniczny modulowane przez omiatające Ziemię fale grawitacyjne

także cząstki pyłu kosmicznego; taka jest też polaryzacja mikrofalowego promieniowania synchrotronowego emitowanego przez elektrony poruszające się po spiralnych trajektoriach w międzygwiazdnych polach magnetycznych. Wyzwaniem jest więc teraz oddzielenie promieniowania o polaryzacji typu B, wytworzonego przez te występujące na pierwszym planie procesy, od promieniowania, którego taka polaryzacja została wytworzona przez fale grawitacyjne (zob. rozdz. 20.4 monografii Maggiore (2018)). Możliwe wydaje się zrealizowanie tego celu w nadchodzącym dziesięcioleciu.

VII. Przyszłość: badanie Wszechświata za pomocą fal grawitacyjnych

Zakończę ten wykład uwagami na temat fizyki, jaką być może w nadchodzących dziesięcioleciach da się odczytać z fal grawitacyjnych. Omówię fale emitowane przez źródła materialne (astronomia oparta na różnorodnych sygnałach), następnie grawitacyjne badanie czarnych dziur i wreszcie poznawanie pierwszej sekundy istnienia Wszechświata. Do zagadnień, które tu omawiam, polecam jako uzupełnienie monografię Michele Maggiore (Maggiore, 2018).

A. Astronomia oparta na różnorodnych sygnałach

Pierwsza zarejestrowana przez interferometry LIGO/Virgo podwójna gwiazda neutronowa (BNS), GW170817 (zob. część II Barisha tego wykładu), daje przedsmak wspaniałych odkryć, jakie zostaną dokonane w wysokoczęstotliwościowym zakresie dzięki astronomii opartej na różnorodnych sygnałach. Gdy naziemne interferometry zostaną ulepszone, wówczas:

- Liczba sygnałów przychodzących z podwójnych gwiazd neutronowych prawdopodobnie wzrośnie z rejestrowanego obecnie jednego na rok do około jednego na miesiąc przy planowanej jako docelowa czułości interferometru LIGO (2020), poprzez jeden sygnał na dzień rejestrowany przez

Voyagera (który miałby działać w końcu lat dwudziestych – zob. część II Barisha tego wykładu), aż po wiele sygnałów na dzień rejestrowanych przez Cosmic Explorer i Teleskop Einsteina (które mogą już działać w latach trzydziestych tego wieku – zob. część II Barisha tego wykładu). Odpowiednio wzrośnie też bogactwo i szczegółowość możliwych do uzyskania danych.

- Niemal napewno będziemy również obserwować wiele układów podwójnych, w których czarna dziura rozrywa swojego towarzysza - gwiazdę neutronową. Dzięki rejestrowaniu różnych sygnałów, obserwując takie zdarzenia będziemy zapewne mogli lepiej niż na podstawie samych układów BNS badać fizykę gwiazd neutronowych.
- Bardzo prawdopodobne, że zarejestrujemy także emisję różnych sygnałów z szerokiej gamy wirujących, zdeformowanych gwiazd neutronowych, także z pulsarów i magnetarów w tym, być może, także emisję promieniowania X z układów podwójnych o małej masie.
- Jeśli będziemy mieć szczęście, zobaczymy fale grawitacyjne powstające przy narodzinach gwiazd neutronowych w wybuchach supernowych i łącząc obserwacje grawitacyjne, neutrinowe i elektromagnetyczne odkryjemy mechanizm inicjujący wybuch supernowej.
- I jeśli będziemy mieć szczęście, zobaczymy emisję promieniowania elektromagnetycznego z układów podwójnych zlewających się czarnych dziur powodowaną oddziaływaniem czarnej dziury ze znajdującą się blisko niej materią i w ten sposób będziemy mogli badać najbliższe otoczenie czarnej dziury.

Interferometr LISA i inne rozmieszczone w przestrzeni kosmicznej interferometry niskoczęstotliwościowe będą uczestniczyć w rejestrowaniu różnorodnych sygnałów pochodzących z całej gamy astronomicznych obiektów i zjawisk, włączając w to:

- układy podwójne białych karłów i wzajemne oddziaływanie dwu tego rodzaju gwiazd, gdy znajdują się one blisko siebie,
- układy gwiazd oznaczane ¹³ AM CV (w których zachodzi akrecja materii z helowej gwiazdy o małej masie na jej towarzysza – białego karła),

13. Od pierwszego układu tego typu, AM Canum Venaticorum

- olbrzymią liczbę innych układów podwójnych gwiazd wytwarzających fale grawitacyjne o częstościach powyżej mniej więcej 0.1 mHz; w zakresie częstości od ~ 0.1 mHz do ~ 2 mHz będzie ich tyle, że będą one wytwarzać stochastyczne tło dominujące w aparaturowym szumie interferometru LISA,
- być może prowadzące do powstania czarnej dziury zapadanie się (kolaps grawitacyjny) kilku supermasywnych gwiazd w jądrach galaktyk.

Są też inne, najbardziej ekscytujące ze wszystkich możliwości, czyli wielkie nieoczekiwane niespodzianki, jakie może przynieść obserwacja wielu różnych sygnałów emitowanych z jednego źródła.

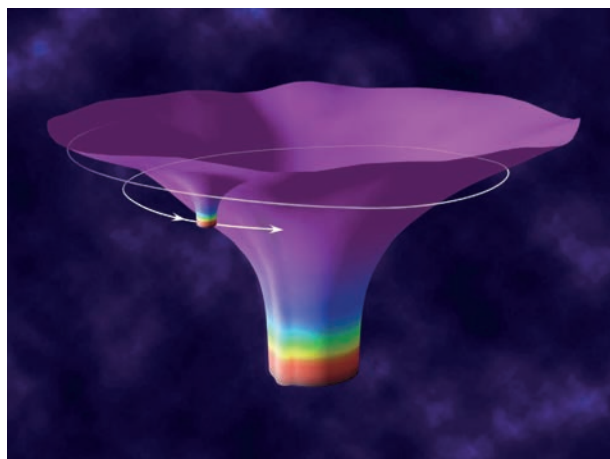
B. Badanie czarnych dziur i geometrodynamiki za pomocą fal grawitacyjnych

Zakresy wysokich, niskich i bardzo niskich częstości obejmują fale emitowane przez poruszające się po spiralnych torach układy podwójne czarnych dziur (BBH) o masach w całym znanym zakresie: od kilku do $\sim 2 \times 10^{10}$ mas Słońca (Flanagan i Hughes, 1998).

Układy BBH o całkowitej masie aż do około 1000 mas Słońca mogą być obserwowane w zakresie wysokoczęstotliwościowym pokrywanym przez interferometry naziemne. Gdy interferometry te zostaną ulepszone, liczba rejestrowanych układów BBH powinna wzrosnąć od z grubsza jednego na miesiąc w roku 2017 przez kilka na tydzień przy planowanej czułości Zaawansowanego Interferometru LIGO (około roku 2020), aż do jednego na godzinę przez Voyagera (w końcu lat dwudziestych). Wreszcie, sygnał każdego podwójnego układu czarnych dziur emitującego fale w zakresie wysokich częstości będzie (koło roku 2030) rejestrowany przez Cosmic Explorer i Teleskop Einsteina (lata trzydzieste). Przy zwiększonej czułości maksymalny stosunek sygnału fal grawitacyjnych z podwójnych czarnych dziur do szumu może wzrosnąć od równego dziś 24 aż do 1000 w dwu ostatnich detektorach. Odpowiednio wzrośnie też dokładność, z jaką można będzie badać fizykę czarnych dziur.

W zakresie niskich częstości interferometr LISA powinien zarejestrować zlewanie się bardzo masywnych czarnych dziur (o masach od $\sim 10^3$ do $\sim 10^8$ mas Słońca) przy wysokim, rzędu ~ 100000 , stosunku sygnału do szumu. Odpowiednio wysoka dokładność umożliwi badanie geometrodynamiki i testowanie Ogólnej Teorii Względności.

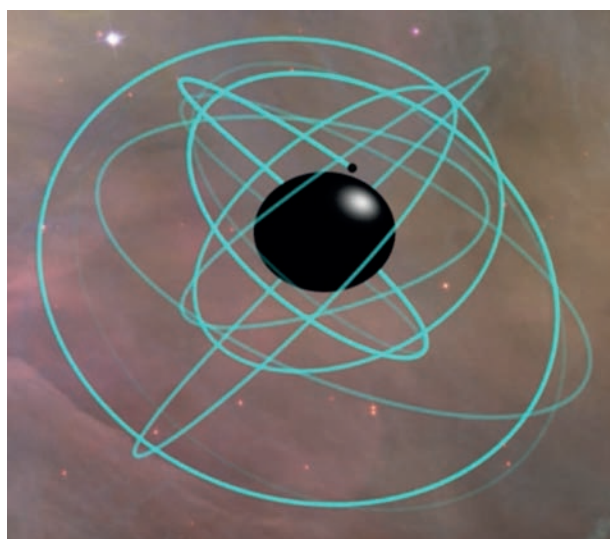
Przypuszczalnie interferometr LISA „zobaczy” także wiele zacieśniających się układów podwójnych o ekstremalnych stosunkach mas (EMRI), tj. takich



Ryc. 25. Diagram zanurzenia pokazujący geometrię czasoprzestrzeni małej czarnej dziury krążącej wokół dużej w płaszczyźnie równikowej tejże. [Dzięki uprzejmości NASA/JPL-Caltech.]

układów, w których mała czarna dziura, gwiazda neutronowa lub biały karzeł porusza się wokół bardzo masywnej czarnej dziury po skomplikowanej orbicie, stopniowo zbliżając się do niej z powodu reakcji promieniowania i w końcu pogrążając się w niej. Rycina 25 obrazuje geometrię czasoprzestrzeni wokół dwu czarnych dziur w szczególnym przypadku, gdy mała czarna dziura porusza się w płaszczyźnie równikowej dużej. Na ryc. 26 (pochodzącej z filmu-symulacji zrobionego przez Drasco (2016)) pokazano wycinek typowej orbity małej czarnej dziury, gdy duża czarna dziura bardzo szybko wiruje.

Złożoność typowej orbity wynika z nakładania się wpływu bardzo silnego grawitacyjnego przyciągania przez masywną czarną dziurę (bardzo duże *relatywistyczne przesunięcie punktu perigwiedzdnego* – analogiczne do przesunięcia perihelium Merkurego), krzywizny przestrzeni wokół niej (nie pokazanej na rycinie)



Ryc. 26. Fragment typowej orbity małej czarnej dziury krążącej wokół szybko obracającej się dużej czarnej dziury. [Dzięki uprzejmości Stevena Drasco.]

i wirowania przestrzeni (wleczenia układu inercjalnego) spowodowanego momentem pędu czarnej dziury. W trakcie ruchu trwającego wiele miesięcy, orbita mniejszego ciała przebiega dużą część przestrzeni wokół masywnej czarnej dziury i skomplikowany profil fal emitowanych przez taki układ koduje w sobie bardzo dokładną „mapę” geometrii czasoprzestrzeni masywnej czarnej dziury (Ryan, 1995). Głównym celem misji interferometru LISA jest monitorowanie fal pochodzących z takich ekstremalnych układów EMRI, odczytywanie zakodowanych w nich „map” i stwierdzenie w ten sposób z wysoką dokładnością, czy geometria masywnej czarnej dziury jest przewidywaną przez Ogólną Teorię Względności geometrią Kerr’a.

Walka o zrozumienie kwantowomechanicznego zjawiska ginięcia informacji w czarnej dziurze przyniosła przypuszczenie, że zamiast horyzontu, pod który obiekty mogą wpadać, czarną dziurę otacza *zapora ogniowa* (Almheiri i inni, 2013), a także hipotezę, że taka zapora ogniowa powoduje, iż tuż za nią, na zewnątrz, geometria czasoprzestrzeni odbiega od geometrii Kerr’a (zob. np. Giddings, 2016). Celem odczytywania map czasoprzestrzeni z danych zebranych przez interferometr LISA jest też poszukiwanie takich modyfikacji. W ramach tego projektu będzie można także poszukiwać innych – nieoczekiwanych typów zwartych masywnych obiektów, wokół których czasoprzestrzeń odbiega od czasoprzestrzeni Kerr’a, np. tzw. „nagich” osobliwości, wokół których orbitują znacznie mniejsze ciała.

C. Poznawanie pierwszej sekundy życia naszego Wszechświata

Jak przewiduje teoria, każdy rodzaj cząstek lub promieniowania z wyjątkiem fal grawitacyjnych został uwięziony przez gorącą plazmę wypełniającą Wszechświat w pierwszej sekundzie jego istnienia. W związku z tym, naszą jedyną nadzieją, by zaobserwować bezpośrednio to, co zdarzyło się w tym właśnie okresie, są fale grawitacyjne.

Jednym z teoretycznych przewidywań, które mogą zweryfikować obserwacje fal grawitacyjnych, jest pochodzenie oddziaływania elektromagnetycznego – jednego z czterech fundamentalnych oddziaływań w przyrodzie. Teoria mówi, że gdy Wszechświat był młody i bardzo gorący, siły elektromagnetyczne nie istniały. Zamiast nich była *siła elektroslaba*. Po upływie ok. 10^{-11} sekundy, gdy Wszechświat rozszerzył się i ochłodził do temperatury $\sim 10^{15}$ K, zaszła, zgodnie z teorią, *przemiana fazowa*, w wyniku której oddzieliły się siły elektromagnetyczne – pojawiły się dwa nowe oddziaływania: siły elektromagnetyczne i jądrowe oddziaływania słabe.

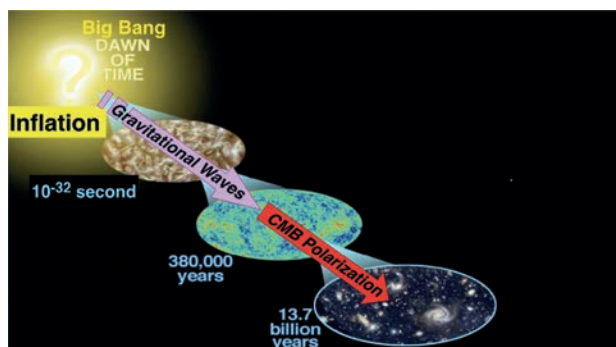
Jeśli była to tzw. przemiana pierwszego rodzaju (co jest mało prawdopodobne), to zgodnie z przewidywaniami była ona podobna do przemiany pary wodnej w ciekłą wodę zachodzącej, gdy para zostanie schłodzona do temperatury poniżej 100° C. Taka przemiana powinna zachodzić poprzez powstawanie bąbli analogicznych do kropli wody: wewnątrz każdego bąbla istniały już siły elektromagnetyczne, na zewnątrz zaś jeszcze nie istniały. Teoria przewiduje, że bąble takie szybko się rozszerzają, zderzają się jedne z drugimi i w takich zderzeniach wytwarzają się stochastyczne fale grawitacyjne. W trakcie rozszerzania się Wszechświata fale te ulegają rozciągnięciu, ich długość aż do chwili obecnej wzrasta i oczekuje się, że dziś, 13.8 miliarda lat później, ich częstotliwość powinna być w zakresie interferometru LISA (zob. paragraf 22.4 monografii Maggiore (2018)). Jednym z celów tego urządzenia jest właśnie poszukiwanie takich stochastycznych fal grawitacyjnych wytworzonych przy narodzinach sił elektromagnetycznych.

Interferometr LIGO mógłby zarejestrować fale grawitacyjne wytworzone w podobnej przemianie fazowej pierwszego rodzaju, zachodzącej gdy Wszechświat był znacznie młodszy, tj. po ok. 10^{-22} sekundach jego życia, i znacznie gorętszy (o temperaturze ok. 10^{22} K). W skali logarytmicznej ta chwila i temperatura znajdują się w połowie drogi pomiędzy elektroslabą przemianą fazową a przemianą związaną z wielką unifikacją oddziaływań fundamentalnych. Niestety na podstawie naszego obecnego zrozumienia praw fizyki nie przewidujemy zachodzenia żadnej przemiany fazowej w tej epoce.

Fale grawitacyjne są tak przenikliwe – tak odporne na pochłanianie, czy rozpraszanie przez materię – że nawet te, które mogły zostać wytworzone przy narodzinach naszego Wszechświata w Wielkim Wybuchu, mogłyby dziś, nierozproszone przez materię, dotrzeć do Ziemi i przynieść ze sobą obraz Wielkiego Wybuchu.

Według przewidywań obraz ten został jednak zniekształcony przez inflację, czyli eksponencjalnie szybkie rozszerzanie się Wszechświata, które, jak się (ze sporą dozą pewności) ocenia, zaszło, gdy wiek Wszechświata był pomiędzy $\sim 10^{-36}$, a $\sim 10^{-33}$ sekundy. Mówiąc dokładniej, inflacja powinna była *parametrycznie wzmocnić* każdą falę grawitacyjną, jaka zostałaby wytworzona w chwili Wielkiego Wybuchu. Wzmocnienie to mogło uczynić takie fale wystarczająco silnymi, by je zarejestrować, ale zarazem zniekształcić je tak, że ich widmo rejestrowane przez ludzi byłoby *splotem* (kombinacją) tego, co powstało w Wielkim Wybuchu i wpływu inflacji.

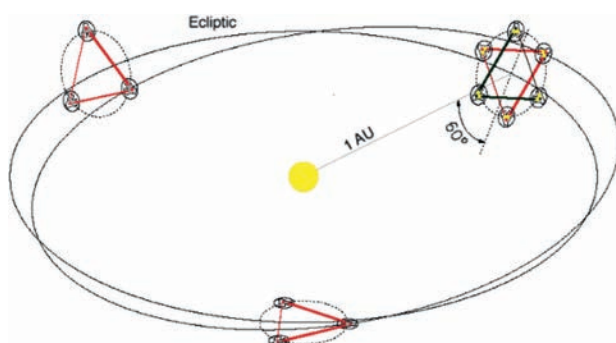
Co interesujące, będziemy mieli możliwość zaobserwowania około połowy XXI wieku tych pierwotnych



Ryc. 27. Wzmocnione przez inflację pierwotne fale grawitacyjne powstałe, gdy wiek Wszechświata wynosił od $\sim 10^{-36}$ do $\sim 10^{-33}$ sekundy oddziałują z pierwotną plazmą, gdy Wszechświat ma 380 000 lat, pozostawiając w polaryzacji kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła ślad, który jest rejestrowany dziś, gdy Wszechświat liczy sobie 13,8 miliarda lat. [Ilustracja zaadaptowana z WMAP # 020622/NASA/WMAP.]

fal grawitacyjnych w dwu różnych zakresach częstotliwości:

- W zakresie bardzo niskich częstotliwości, dzięki śladowi w postaci polaryzacji typu B, jaki fale te powinny były odcisnąć na kosmicznym mikrofalowym promieniowaniu tła (CMB) – była już o tym mowa wyżej (zob. także ryc. 27).
- W paśmie okresów sekundowych, pomiędzy zakresem wysokich i niskich częstotliwości, wykorzystując proponowany jako następcę interferometru LISA detektor Big Bang Observer (Phinney i inni., 2004), mający być układem połączonych wiązkami światła pojazdów kosmicznych rozmieszczonych w przestrzeni międzyplanetarnej (zob. ryc. 28).



Ryc. 28. Układ statków kosmicznych Obserwatora Wielkiego Wybuchu poruszających się wokół Słońca po tej samej orbicie, co Ziemia. [Dzięki uprzejmości Stevena Phinneya.]

Standardowa mądrość teoretyków mówi, że to, co wyszło z Wielkiego Wybuchu było najsłabszymi falami grawitacyjnymi na jakie pozwalają prawa przyrody: próżniowymi fluktuacjami pola grawitacyjnego. Parametryczne wzmocnienie przez inflację było na tyle duże, iż nawet biorące swój początek tylko z próżniowych fluktuacji pierwotne fale grawitacyjne mają szansę być

wystarczająco silne, by możliwe było ich zarejestrowanie przez oba te detektory w obu zakresach - zakresach, których częstotliwości i okresy fal różnią się o czynnik rzędu 10^{15} .

Jestem sceptycznie nastawiony do standardowej mądrości teoretyków, gdyż w mojej karierze już widziałem w różnych sytuacjach jej spektakularne porażki. Myślę z nadzieją o możliwości, w istocie dość prawdopodobnej, że to co zaobserwujemy będzie odbiegać, w jednym lub w obu zakresach częstotliwości, od owej standardowej mądrości i że obserwacje ujawnią nam wystarczająco dużo o narodzinach Wszechświata, by dać kluczowe wskazówki fizykom próbującym odkryć prawa kwantowej grawitacji, prawa, które rządziły narodzinami Wszechświata w Wielkim Wybuchu.

VIII. Zakończenie

Czterysta lat temu Galileusz zbudował mały optyczny teleskop i kierując go w stronę Jowisza, odkrył cztery największe jego księżycy, a kierując go na nasz Księżyc odkrył na nim krater. Były to narodziny astronomii elektromagnetycznej.

Dwa lata temu uczeni z zespołu LIGO uruchomili swój Zaawansowany Interferometr LIGO i wsparci przy analizie danych przez uczonych z zespołu Virgo odkryli fale grawitacyjne wytworzone przy zderzeniu dwóch czarnych dziur odległych od Ziemi o 1.3 miliarda lat świetlnych.

Gdy podziwiamy niebywałą rewolucję, jaka zaszła w naszym rozumieniu Wszechświata, dzięki astronomii elektromagnetycznej w ciągu tych czterystu lat, które upłynęły od czasów Galileusza, zmuszeni jesteśmy także zastanowić się, jaką rewolucję w nadchodzących czterystu latach spowoduje astronomia grawitacyjna wsparta astronomią wykorzystującą różnorodne sygnały.

PODZIĘKOWANIA

Jestem wdzięczny amerykańskiej Narodowej Fundacji Nauki (NSF) i Fundacji Fairchild Shermana za finansowanie badań mojego zespołu nad falami grawitacyjnymi.

LITERATURA

- Ajith, P., *et al.*, 2007, "Phenomenological Template Family for Black-Hole Coalescence Waveforms," *Classical Quantum Gravity* **24**, S689–S700.
- Almheiri, A., D. Marolf, J. Polchinski, and J. Sully, 2013, "Black Holes: Complementarity or Firewalls?" *J. High Energy Phys.* **02**, 062.
- Armano, M., *et al.*, 2018, "Beyond the Required LISA Free-Fall Performance: New LISA Pathfinder Results Down to 20 μHz ," *Phys. Rev. Lett.* **120**, 061101.

- Arnowitt, R., S. Deser, and C. W. Misner, 1962, “The Dynamics of General Relativity,” *Gravitation: An Introduction to Current Research*, edited by L. Witten (Wiley, New York), Chap. 7.
- Baker, J. G., J. Centrella, D.-I. Choi, M. Koppitz, and J. van Meter, 2006, “Gravitational-Wave Extraction from an Inspiring Configuration of Merging Black Holes,” *Phys. Rev. Lett.* **96**, 111102.
- Blanchet, L., 2014, “Gravitational Radiation from Post-Newtonian Sources and Inspiring Compact Binaries,” *Living Rev. Relativity* **17**, 2.
- Bohn, A., *et al.*, 2015, “What Does a Binary Black Hole Merger Look Like?” *Classical Quantum Gravity* **32**, 065002.
- Braginsky, V. B., 1968, “Classical and Quantum Restrictions on the Detection of Weak Disturbances of a Macroscopic Oscillator,” *Sov. Phys. JETP* **26**, 831–834.
- Braginsky, V. B., and Yu. I. Vorontsov, 1975, “Quantum-Mechanical Limitations in Macroscopic Experiments and Modern Experimental Technique,” *Sov. Phys. Usp.* **17**, 644–650.
- Braginsky, V. B., and F. Ya. Khalili, 1996, “Quantum Non-demolition Measurements: The Route from Toys to Tools,” *Rev. Mod. Phys.* **68**, 1–11.
- Buonanno, A., and Y. Chen, 2001, “Quantum Noise in Second Generation, Signal-Recycled Interferometric Gravitational-Wave Detectors,” *Phys. Rev. D* **64**, 042006.
- Buonanno, A., and Y. Chen, 2003, “Scaling Law in Signal-Recycled Laser-Interferometer Gravitational-Wave Detectors,” *Phys. Rev. D* **67**, 062002.
- Buonanno, A., and T. Damour, 1999, “Effective One-Body Approach to General Relativistic Two-Body Dynamics,” *Phys. Rev. D* **59**, 084006.
- Campanelli, M., C. O. Lousto, P. Marronetti, and Y. Zlochower, 2006, “Accurate Evolutions of Orbiting Black-Hole Binaries Without Excision,” *Phys. Rev. Lett.* **96**, 111101.
- Caves, C. M., 1981, “Quantum-Mechanical Noise in an Interferometer,” *Phys. Rev. D* **23**, 1693–1708.
- Clark, J. P. A., Van den Heuvel, E. P. J., and W. Sutantyo, 1979, *Astron. Astrophys.* **72**, 120.
- Creighton, T., 2008, “Tumbleweeds and Airborne Gravitational Noise Sources for LIGO,” *Classical Quantum Gravity* **25**, 125011.
- Cutler, C., *et al.*, 1993, “The Last Three Minutes: Issues in Gravitational Wave Measurements of Coalescing Compact Binaries,” *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2984–2987.
- Cutler, C., and K. S. Thorne, 2002, “An Overview of Gravitational Wave Sources,” *General Relativity and Gravitation, Proceedings of the 16th International Conference*, edited by N. Bishop and S. D. Maharaj (World Scientific, Singapore), pp. 72–111.
- Danilishin, S. L., and F. Ya. Khalili, 2012, “Quantum measurement theory in gravitational-wave detectors,” *Living Rev. Relativity* **15**, 5.
- Detweiler, S. L., 1979, “Pulsar Timing Measurements and the Search for Gravitational Waves,” *Astrophys. J.* **234**, 1100–1104.
- Drasco, S., 2016, “Binary Black Hole Inspiral at Natural Speed,” <https://www.youtube.com/watch?v=1VJU50dFhfc>.
- Epstein, R., and J. P. A. Clark, 1979, “Discussion Session II: Notes and Summary,” in *Sources of Gravitational Radiation*, edited by Larry Smarr (Cambridge University Press, Cambridge, England), pp. 477–497.
- Faller, J. E. and P. L. Bender, 1984, “A Possible Laser Gravitational Wave Antenna in Space,” in *Precision Measurements and Fundamental Constants II*, edited by B. N. Taylor, and W. D. Phillips, NBS Spec. Publ. Vol. 617, pp. 689–690.
- Faller, J. E., *et al.*, 1985, “Space Antenna for Gravitational Wave Astronomy,” *Proceedings of the Colloquium on Kilometric Optical Arrays in Space*, ESA SP-226, pp. 157–163.
- Flanagan, E. E., and S. A. Hughes, 1998, “Measuring Gravitational Waves from Binary Black Hole Coalescences: I. Signal to Noise for Inspiral, Merger, and Ring-down,” *Phys. Rev. D* **57**, 4535–4565.
- Flanagan, E. E. and K. S. Thorne, 1995, “Light Scattering and Baffle Configuration for LIGO,” LIGO Technical Report No. LIGO-T950101-00-R [<https://dcc.ligo.org/DocDB/0028/T950101/000/T950101-00.pdf>].
- Gertsenshtein, M. E., and V. I. Pustovoi, 1963, “On the Detection of Low-Frequency Gravitational Waves,” *Sov. Phys. JETP* **16**, 433–435.
- Giddings, S. B., 2016, “Gravitational Wave Tests of Quantum Modifications to Black Hole Structure—with Post-GW150914 Update,” *Classical Quantum Gravity* **33**, 235010.
- Hahn, S. G., and R. W. Lindquist, 1964, “The Two-Body Problem in Geometrodynamics,” *Ann. Phys. (N.Y.)* **29**, 304–331.
- Hinderer, I., *et al.*, 2014, “Error-analysis and Comparison to Analytical Models of Numerical Waveforms Produced by the NRAR Collaboration,” *Classical Quantum Gravity* **31**, 025012.
- Hughes, S. A. and K. S. Thorne, 1998, “Seismic Gravity-Gradient Noise in Interferometric Gravitational-Wave Detectors,” *Phys. Rev. D* **58**, 122002.

- Kamionkowski, M., A. Kosowsky, and A. Stebbins, 1997, "A Probe of Primordial Gravity Waves and Vorticity," *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2058–2061.
- Kimble, H. J., *et al.*, 2002, "Conversion of Conventional Gravitational-Wave Interferometers into QND Interferometers by Modifying their Input and/or Output Optics," *Phys. Rev. D* **65**, 022002.
- Levin, Y., 1998, "Internal Thermal Noise for LIGO Test Masses: A Direct Approach," *Phys. Rev. D* **57**, 659.
- LIGO/Virgo, 2010, "Predictions for the Rates of Compact Binary Coalescences by Ground-Based Gravitational-Wave Detectors," *Classical Quantum Gravity* **27**, 173001.
- LIGO/Virgo, 2016, "Tests of General Relativity with GW150914," *Phys. Rev. Lett.* **116**, 221101.
- Maggiore, M., 2018, *Gravitational Waves, Volume 2: Astrophysics and Cosmology* (Oxford University Press, Oxford).
- Misner, C. W., 1960, "Wormhole Initial Conditions," *Phys. Rev.* **118**, 1110–1111.
- Misner, C. W., K. S. Thorne, and J. A. Wheeler, 1973, *Gravitation* (W. H. Freeman, San Francisco).
- Owen, R., *et al.*, 2011, "Frame-Dragging Vortexes and Tidal Tendexes Attached to Colliding Black Holes: Visualizing the Curvature of Spacetime," *Phys. Rev. Lett.* **106**, 151101.
- Phinney, S., *et al.*, 2004, "The Big Bang Observer: Direct Detection of Gravitational Waves from the Birth of the Universe to the Present," NASA Mission Concept Study.
- Press, W. H., and K. S. Thorne, 1972, "Gravitational-Wave Astronomy," *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **10**, 335–374.
- Pretorius, F., 2005, "Evolution of Binary Black-Hole Spacetimes," *Phys. Rev. Lett.* **95**, 121101.
- Ryan, F. D., 1995, "Gravitational Waves from the Inspiral of a Compact Object into a Massive, Axisymmetric Body with Arbitrary Multipole Moments," *Phys. Rev. D* **52**, 5707.
- Sazhin, M. V., 1978, "Opportunities for Detecting Ultra-long Gravitational Waves," *Sov. Astron.* **22**, 36–38.
- Schutz, B. F., 1986, "Determining the Hubble Constant from Gravitational Wave Observations," *Nature (London)* **323**, 310.
- Schutz, B. F., 1989, Ed., "Gravitational Wave Data Analysis," *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop held at St. Nicholas, Cardiff, Wales, July 6–9, 1987* (Kluwer, Dordrecht).
- Seljak, U., and M. Zaldarriaga, 1997, "Signature of Gravity Waves in the Polarization of the Microwave Background," *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2054–2058.
- Smarr, L., 1979, Ed., "Gauge Conditions, Radiation Formulae and the Two Black Hole Collision," in *Sources of Gravitational Waves* (Cambridge University Press, Cambridge, England), pp. 245–274.
- Thorne, K. S., and R. D. Blandford, 2017, *Modern Classical Physics* (Princeton University Press, Princeton, NJ).
- Thorne, K. S. and C. J. Winstein, 1999, "Human Gravity-Gradient Noise in Interferometric Gravitational-Wave Detectors," *Phys. Rev. D* **60**, 082001.
- Thorne, K. S., *et al.*, 2001, "The Scientific Case for Advanced LIGO Interferometers," LIGO Technical Report LIGO-P000024- A-R, Caltech/MIT, January, <https://dcc.ligo.org/LIGO-P000024/public>.
- Unruh, W. G., 1982, "Quantum Noise in the Interferometer Detector," in *Quantum Optics, Experimental Gravity, and Quantum Measurement Theory*, edited by P. Meystre and M. O. Scully (Plenum, New York), pp. 647–660.
- Vogt, R. E., R. W. P. Drever, F. J. Raab, K. S. Thorne, and R. Weiss, 1989, Proposal to the National Science Foundation for the Construction, Operation, and Supporting Research and Development of a Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (California Institute of Technology), <https://dcc.ligo.org/LIGO-M890001/public>.
- Weiss, R., 1972, "Electromagnetically Coupled Broadband Gravitational Antenna," Quarterly Progress Report No. 105, MIT Research Laboratory of Electronics, pp. 54–76.