Czy grawiton da się wykryć?

Michał BEJGER

Ponad 300 lat temu Newton sformułował teorię grawitacyjnego przyciągania się ciał i tym samym wprowadził do fizyki pojęcie pola grawitacyjnego. Pole to wypełnia przestrzeń wokół masywnych ciał i przekazuje pomiędzy nimi informacje, dzięki czemu masy „wiedzą”, z jaką siłą mają się przyciągać. W ogólnej teorii względności pole grawitacyjne jest natomiast wyznaczane przez rozwiązania równań Einsteina, a prawdziwy powód siły grawitacyjnej jest związany z efektem deformacji czterowymiarowej czasoprzestrzeni: siła grawitacyjna nie istnieje, a efekt przyciągania się ciał jest złudzeniem wywołanym przez ich swobodny ruch w zakrzywionej czasoprzestrzeni. Teoria Einsteina została w ciągu ostatnich 100 lat przetestowana na wiele sposobów. Istnienie czarnych dziur, a także fal grawitacyjnych jest dowodem na poprawność teorii grawitacji Einsteina w zakresie silnych pól grawitacyjnych. Mamy więc dobrze przetestowaną teorię odtwarzającą zachowanie się makroskopowych obiektów – planet, gwiazd i czarnych dziur. Jest to jednak teoria klasyczna, która nie jest w stanie opisać grawitacji w najmniejszych skalach, to znaczy na poziomie kwantowym. Można zatem spytać, czy da się stwierdzić istnienie kwantów pola grawitacyjnego, wiadomo bowiem, że trzy inne oddziaływania fundamentalne są przekazywane przez dobrze zdefiniowane cząstki elementarne. Jeśli grawitacja jest również teorią kwantową, to wydaje się naturalne, że powinien istnieć kwant pola grawitacyjnego przenoszący oddziaływania grawitacyjne – grawiton. Jak dowieść istnienia (lub nieistnienia) grawitonu? Pytanie to można rozumieć na kilka sposobów. Jeśli stwierdzimy, że wykrycie grawitonu jest *niemożliwe*, możemy mieć na myśli, że istnieje udowodnione twierdzenie mówiące, że jego detekcja jest sprzeczna z prawami fizyki. Można także zbadać własności możliwych detektorów grawitonów i wykazać, że nie mogą one działać w oparciu o znane prawa fizyki.

Testy teorii Einsteina to m.in. wyjaśnienie precesji orbity Merkurego, ugięcie promieni światła gwiazd w polu grawitacyjnym Słońca, oraz przesunięcie ku czerwieni długości fal fotonów w polu grawitacyjnym, a także ruch orbitalny układów podwójnych gwiazd neutronowych i niedawne detekcje fal grawitacyjnych (zmiennych w czasie zaburzeń geometrii czasoprzestrzeni rozchodzących się z prędkością światła i wywoływanych przez przyspieszony ruch masywnych ciał, w tym przypadku układów podwójnych czarnych dziur).

W elektromagnetyzmie jest to bezmasowy bozon zwany fotonem, w oddziaływaniu słabym masywne bozony $W^{\pm}$ i Z^0, a w silnym osiem gluonów.

Tu skupimy się na sprawdzeniu, czy da się – teraz lub w odległej przyszłości – zbudować detektor podobny do interferometru laserowego LIGO lub Virgo, który byłby w stanie rejestrować pojedyncze grawitony, oraz rozważymy alternatywne pomysły. W szczególności oszacujemy, ile grawitonów zawiera fala grawitacyjna, jak duże zaburzenie czasoprzestrzeni odpowiada pojedynczemu grawitonowi, i jak czuły powinien być detektor, by takie zaburzenie zmierzyć. Następnie oszacujemy parametry idealnego interferometru.

Pisaliśmy o tym w *Delcie* 3/2017. Energia fali grawitacyjnej jest funkcją kwadratu amplitudy fali grawitacyjnej h_0 i kwadratu częstości emitowanej fali ω (częstość fali jest proporcjonalna do charakterystycznej częstości źródła, np. częstości orbitalnej układu podwójnego). Dokładniej, gęstość energii fali grawitacyjnej (ilość energii w jednostce objętości) jest równa

$$E = \frac{c^2}{32\pi \mathrm{G}}\omega^2 h_0^2.$$

Fala o częstości ω równej 1 kHz i amplitudzie $h_0 = 10^{-21}$ (wartości częstości i amplitudy porównywalnych z rejestrowanymi ostatnio przez Advanced LIGO w przypadku zderzeń gwiazdowych czarnych dziur), odpowiada gęstości energii 10^{-17} J/cm^3.

Z powodu swej falowej natury grawiton o częstości ω nie może znajdować się w objętości o rozmiarze mniejszym niż jego zredukowana długość fali, $\lambda\!\!\!^{-} \equiv \lambda/2\pi = c/\omega$.

W podobny sposób w wannie nie da się wzbudzić fali o długości kilometra lub zagrać na skrzypcach niskiej nuty kontrabasu.

Gęstość energii pojedynczego grawitonu jest najwyżej równa energii grawitonu $\hbar\omega$, gdzie $\hbar$ to zredukowana stała Plancka, podzielonej przez objętość odpowiadającą zredukowanej długości fali:

$$E_s = \text{energia/objętość} = \hbar\omega \left(\frac{c}{\omega}\right)^{-3} = \hbar\frac{\omega^4}{c^3}.$$

Stała Plancka h jest jedną z podstawowych stałych fizycznych; ma wymiar iloczynu odległości i pędu (energii i czasu) i wynosi $h = 6,626070040(81) \cdot 10^{-34}$ J·s. Zredukowana stała Plancka, $\hbar = h/2\pi$, zwana jest też stałą Diraca.

Dla $\omega = 1$ kHz, E_s to najwyżej $3 \cdot 10^{-54}$ J/cm^3, z czego wynika, że fala grawitacyjna o $h_0 = 10^{-21}$ zawiera co najmniej $3 \cdot 10^{37}$ grawitonów. By zarejestrować jeden grawiton, potrzeba czułości $3 \cdot 10^{37}$ razy lepszej, a praktycznie zapewne dużo lepszej, bo należy dodatkowo wziąć pod uwagę proces detekcji uwzględniający szum tła. Zgrubne oszacowanie czułości interferometru otrzymamy, porównując E i E_s, dostając amplitudę odpowiadającą pojedynczemu grawitonowi:

$$h_0 = \frac{L_p\omega}{c}\left(32\pi\right)^{1/2},$$

gdzie $L_p = \left(\mathrm{G}\hbar/c^3\right)^{1/2} \simeq 1{,}6 \cdot 10^{-35}$ m jest długością Plancka (najmniejszym, jak się wydaje, dopuszczalnym rozmiarem w kwantowym świecie). Pomiar amplitudy fali odbywa się w interferometrze poprzez pomiar zmiany odległości L pomiędzy swobodnymi testowymi masami, tzn. lustrami, od których odbija się światło lasera. Zgodnie z zasadą działania urządzenia długość ramienia L nie może przekraczać długości fali grawitonu, c/ω (interferometr nie zarejestrowałby zmian długości ramion pod wpływem fali o długości mniejszej od L, ponieważ wydłużenia i skrócenia wygaszałyby się wzajemnie; zob. też artykuł Izabeli Kowalskiej w *Delcie* 10/2010). W optymalnym przypadku $L = c/\omega$, zmianę odległości szacujemy na

$$\Delta L = h_0 L = (32\pi)^{1/2}\, L_p.$$

Z dokładnością do czynnika rzędu jedności wymagana dokładność pomiaru separacji pomiędzy masami testowymi jest równa długości Plancka i nie zależy od częstości grawitonu.

Czy interferometr typu LIGO lub Virgo jest w zasadzie w stanie zmierzyć odległości porównywalne ze skalą Plancka? Odpowiedź jest negatywna. By się o tym przekonać, rozważmy idealny przypadek urządzenia, którego elementy o masach M znajdują się dla uproszczenia w nieważkości. Używając zasady nieoznaczoności Heisenberga, można określić dopuszczalny przez prawa fizyki rozmiar L,

$$\Delta x \Delta p_x = \underbrace{\Delta L}_{\substack{\text{nieoznaczoność}\\ \text{położenia}}} \cdot \underbrace{M\Delta L/\Delta t}_{\substack{\text{nieoznaczoność}\\ \text{pędu}}} \geqslant \hbar/2,$$

Zasada nieoznaczoności Heisenberga stwierdza, że istnieją pary wielkości (np. położenie x i pęd p_x, a także energia E i czas t), których nie da się jednocześnie zmierzyć z dowolną dokładnością:

$$\Delta x \Delta p_x \geqslant \hbar/2, \quad \Delta E \Delta t \geqslant \hbar/2.$$

gdzie Δt oznacza czas trwania eksperymentu, $\Delta t = 2L/c$ (czas przelotu światła tam i z powrotem potrzebny do skomunikowania się elementów detektora). Biorąc $\Delta L = L_p$, dostajemy ograniczenie

$$L \leqslant \mathrm{G}M/c^2.$$

Oznacza to, że separacja pomiędzy masami M jest mniejsza od promieni Schwarzschilda każdej z nich. Przyciągający potencjał grawitacyjny $\mathrm{G}M^2/L$ jest większy od Mc^2, a detektor zapada się do czarnej dziury jeszcze przed zakończeniem pomiaru.

Promień Schwarzschilda masy M, definiujący rozmiar horyzontu czarnej dziury o tej samej masie wynosi $R_s = 2\mathrm{G}M/c^2$. Horyzont wyznacza sferę, wewnątrz której prędkość ucieczki jest większa od prędkości światła.

Interferometr nie jest, oczywiście, jedynym możliwym sposobem rejestracji obecności grawitonu. Dla częstości ω, równych 10^{15} Hz lub większych, energia $\hbar\omega$ grawitonu jest rzędu elektronowoltów, czyli na tyle duża, by „wybijać” elektrony z powłok atomowych. Uwolniony z atomu elektron byłby następnie wykrywany standardowymi metodami używanymi np. w detektorach neutrin. Trudno jest sobie, co prawda, wyobrazić makroskopowe źródło astrofizyczne o tak wysokiej częstotliwości wśród tych, na które „polują” interferometry LIGO/Virgo, to znaczy zapadających się układów podwójnych gwiazd neutronowych i czarnych dziur, niesymetrycznych rotujących gwiazd neutronowych czy wybuchających gwiazd supernowych. Można jednak poszukać źródła grawitonów w gorących wnętrzach gwiazd. Robert J. Gould oszacował całkowitą ilość energii wynoszonej przez termiczne grawitony produkowane w zderzeniach elektron-elektron oraz elektron-jon we wnętrzu Słońca [1]: wynosi ona 79 megawatów. Jeszcze lepszymi źródłami są wnętrza białych karłów (milion MW) lub gwiazd neutronowych (trylion MW). Te ostatnie są z praktycznego punktu widzenia najlepszymi źródłami grawitonów, pozostaje jednak uporanie się z problemem odróżnienia grawitonów i neutrin, które są również emitowane w wielkich ilościach z wnętrz gwiazd. W przypadku Słońca na każdy grawiton przypada 10^{14} neutrin, a przekrój czynny na oddziaływanie neutrino-elektron jest 10^{20} razy większe od przekroju czynnego dla grawitonu [2]. Problem detekcji grawitonu sprowadza się więc do odróżnienia interesującego nas zdarzenia od co najmniej 10^{34} innych, składających się na tło. Zbudowanie ekranu pochłaniającego neutrina nie wchodzi w grę; zakładając dla uproszczenia, że byłby on wykonany z materii o zwykłej gęstości, musiałby mieć grubość odpowiadającą co najmniej średniej drodze swobodnej neutrina rzędu 10^{15} km. Ekran taki byłby więc na tyle masywny, że natychmiast zacząłby się zapadać do czarnej dziury.

Dla porównania, elektromagnetyczna moc promieniowania Słońca to $4 \cdot 10^{20}$ MW.

1 mol węgla (12 gramów) zawiera liczbę Avogadro ($6{,}022 \cdot 10^{23}$) atomów, zatem 1 gram – w przybliżeniu 1 cm^3 – to $n = 5 \cdot 10^{22}$ atomów. Rząd wielkości przekroju czynnego na zderzenia wynosi dla neutrin 10^{-42} cm^{-2}, zatem droga swobodna to $l = (n\sigma)^{-1} \simeq 10^{20}$ cm, czyli jest rzędu parseków.

Powyższe, raczej pesymistyczne oszacowania wykorzystują argumenty przedstawione przez jednego z gigantów współczesnej fizyki, Freemana Dysona, podczas wykładu z okazji otrzymania przez niego nagrody im. Henri Poincarégo w 2012 roku [3]. Wyniki te nie są z pewnością ostatnim słowem w „tym temacie”, na koniec i na pocieszenie przywołajmy zatem maksymę Artura C. Clarke’a: *Kiedy poważany, a sędziwy naukowiec twierdzi, że coś jest możliwe, prawie na pewno ma rację. Gdy twierdzi, że coś jest niemożliwe, prawdopodobnie się myli.*

[1] R. J. Gould, *The graviton luminosity of the Sun and other stars*, 1985, Astrophysical Journal, 288, 789

[2] M. Fukugita and T. Yanagida, *Physics of Neutrinos and Applications to Astrophysics*, 2003, Springer Verlag (Berlin)

[3] `publications.ias.edu/sites/default/files/poincare2012.pdf`