

Для слабых гравитац. полей компоненты $g_{\mu\nu}$ мало отличаются от выражений (6). Если представить $g_{\mu\nu}$ как $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^0 + h_{\mu\nu}$, где $g_{\mu\nu}^0$ имеют вид (6), а $|h_{\mu\nu}| \ll 1$, то в случае одиночной плоской гравитац. волны, распространяющейся в пустоте вдоль оси x^1 , преобразованием координат всегда можно записать решение ур-ния Эйнштейна (14) в виде

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (1 + h_{22})(dx^2)^2 - (1 + h_{33})(dx^3)^2 - 2h_{23}dx^2dx^3, \quad (26)$$

и отличные от нуля компоненты $h_{\mu\nu}$ удовлетворяют соотношениям

$$h_{22} = -h_{33}, \quad (27)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial (x^1)^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\mu\nu} = 0. \quad (28)$$

Выражения (26)–(28) показывают, что гравитац. волны распространяются со скоростью света, поперечны и имеют два независимых состояния поляризации $h_{22} = -h_{33}$ и h_{23} . Гравитац. волны являются тензорными (в отличие от векторных эл.-магн. волн). В них можно измерять лишь относительные (приливные) ускорения частиц, помещённых в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В системе координат (26) не действуют никакие ускорения на частицы, покоящиеся в этой системе ($F=0$, состояние невесомости), и при прохождении волны меняются лишь относит. расстояния между ними в плоскости (x^2, x^3) .

В каждой точке пространства свободное падение («устреляет») действие гравитац. поля. Следствием этого является невозможность локализовать понятие плотности энергии или плотности потока энергии для гравитац. поля. Однако как глобальные понятия для изолированных систем или в случае гравитац. волн для областей, содержащих много длин волн, понятия энергии и потока энергии вполне определены. Гравитац. волна, имеющая частоту ω и амплитуду $h = h_{22} = -h_{33}$, обладает плотностью потока энергии (усреднённого по многим длинам волн)

$$I = \frac{c^3 h^2 \omega^2}{32\pi G} = 4 \cdot 10^{36} h^2 \omega^2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}. \quad (29)$$

В случае нерелятивистских движений и слабых полей T , мощность излучения гравитац. волн системами движущихся тел даётся ф-лой

$$W = \frac{G}{45c^5} \left(\frac{\partial^3 K}{\partial t^3} \right)^2, \quad (30)$$

где K — квадрупольный момент источника:

$$K_{ik} = \int \rho (3x_i x_k - \delta_{ik} x_j x_j) dV.$$

Даже в случае гигантских систем небесных тел излучение гравитац. волн и уносимая ими энергия ничтожны. Так, мощность излучения за счёт движения планет Солнечной системы составляет ок. 10^{11} эрг/с, что в 10^{22} раз меньше светового излучения Солнца. Столь же слабо гравитац. волны взаимодействуют с обычной материей. Эксперим. попытки обнаружить, зарегистрировать гравитац. волны пока (1996) оказались неудачными.

Квантовые эффекты. Ограничения применимости теории тяготения Эйнштейна

Теория Эйнштейна — неквантовая теория. В этом отношении она подобна классич. электродинамике Максвелла. Однако наиб. общие рассуждения показывают, что гравитац. поле должно подчиняться квантовым законам точно так же, как и эл.-магн. поле. В противном случае возникли бы противоречия с принципом неопределённости для электронов, фотонов и т. д. Применение квантовой теории к гравитации показывает, что гравитац. волны можно рассматривать как поток квантов — *гравитонов*. Гравитоны представляют собой нейтральные частицы с нулевой массой покоя и со спином 2 (в единицах \hbar).

В подавляющем большинстве мыслимых процессов во Вселенной и в лаб. условиях квантовые эффекты гравитации чрезвычайно слабы, и можно пользоваться неквантовой теорией Эйнштейна. Однако квантовые эффекты должны стать весьма существенными вблизи сингулярностей поля T , где искривления пространства-времени очень велики. Теория размерностей указывает, что квантовые эффекты в гравитации становятся определяющими, когда радиус кривизны пространства-времени (расстояние, на к-ром проявляются существенные отклонения от геометрии Евклида: чем меньше этот радиус, тем больше кривизна) становится равным величине $r_{пл} = \sqrt{G\hbar/c^3}$. Расстояние $r_{пл}$ наз. планковской длиной; оно ничтожно мало: $r_{пл} \approx 10^{-33}$ см. В таких условиях теория тяготения Эйнштейна неприменима.

Сингулярные состояния возникают в ходе гравитац. коллапса; сингулярность в прошлом была в расширяющейся Вселенной (см. *Космология*). Последоват. квантовой теории T , применимой и в сингулярных состояниях, пока не существует. О совр. состоянии исследований квантовых эффектов в T , включая проблемы *супергравитации*, *многочисленных единичных теорий поля*, *суперструн* и др., см. в статьях *Квантовая теория гравитации* и *Гравитационное взаимодействие*.

Квантовые эффекты приводят к рождению частиц в поле T . чёрных дыр. Темп излучения частиц определяется массой M (а значит, размером) чёрной дыры и приблизительно соответствует излучению тела, нагретого до темп-ры

$$T_{ч.д.} = \frac{\hbar c^3}{8\pi GkM}. \quad (31)$$

Полная мощность излучения составляет по порядку величины

$$P = 10^{-20} \text{ эрг/с } (M/M_{\odot})^{-2}, \quad (32)$$

где $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца. Для чёрных дыр, возникающих из звёзд и имеющих массу, сравнимую с солнечной, эти эффекты пренебрежимо малы. Так, для чёрной дыры с $M = 10 M_{\odot}$ имеем $T_{ч.д.} \approx 10^{-8}$ К и $P \approx 10^{-22}$ эрг/с. Однако они могут быть важны для чёрных дыр малой массы ($< 10^{15}$ г), к-рые в принципе могли возникать на ранних этапах расширения Вселенной.

Экспериментальная проверка теории Эйнштейна. Другие теории тяготения

Поскольку в основе теории тяготения Эйнштейна лежит принцип эквивалентности, его проверка с возможно большей точностью является важнейшей эксперим. задачей. Л. Этвеш (L. Eötvös) с помощью крутильных весов доказал справедливость принципа эквивалентности с точностью до 10^{-8} , Р. Дикке (R. Dicke) с сотрудниками довёл точность до 10^{-10} , а В. Б. Брагинский с сотрудниками — до 10^{-12} .

Другой проверкой принципа эквивалентности является проверка вывода об изменении частоты ν света при его распространении в гравитац. поле. Теория предсказывает изменение частоты $\Delta\nu$ (см. *Красное смещение*) при распространении между точками с разностью гравитац. потенциалов $\phi_1 - \phi_2$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\phi_1 - \phi_2}{c^2}. \quad (33)$$

Эксперименты в лаборатории подтвердили эту ф-лу с точностью по крайней мере до 1% (см. *Мёсбауэра эффект*), а с помощью водородного мазера, установленного на ракете, точность доведена до $2 \cdot 10^{-4}$ предсказываемой величины (1980). В теории Эйнштейна постоянная T не меняется с течением времени. Справедливость этого факта проверялась путём радарных наблюдений движения планет Меркурия и Венеры, движения космич. кораблей, измерений движения Луны с помощью лазера, а также наблюдений движения нейтронной звезды — пульсара PSR 1913+16, входящей в состав двойной звёздной системы.