

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

530.12:531.51

**ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ
ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ *)***В. Л. Гинзбург*

«Опыт никогда не скажет теории «да», но говорит в лучшем случае «может быть», большей же частью — просто «нет». Когда опыт согласуется с теорией, для нее это означает «может быть»; когда же он противоречит ей, объявляется приговор: «нет»».

А. Эйнштейн¹

1. Всякая физическая теория нуждается в контроле и проверке на опыте — путем наблюдений и экспериментов. Это утверждение в наше время настолько глубоко осознано и отвечает повседневной практике физиков, что обычно даже представляется более простым, чем является в действительности. Дело в том, что при проверке теории какого-либо эффекта, и вообще когда речь идет о каких-то частных вопросах, могут возникнуть те или иные трудности, но, как правило, не приходится задумываться о принципах. Картина уже иная при экспериментальной проверке фундаментальных теорий и представлений, таких, как частная и общая теории относительности и нерелятивистская квантовая механика. Проблема экспериментальной проверки подобных теорий — это вместе с тем вопрос о границах их применимости, степени полноты и т. д. **). Здесь затрагивается сам фундамент физики и, естественно, анализ содержания и задач экспериментальной проверки требует особенно тщательного подхода.

Чтобы не уделять слишком много места общим рассуждениям, остановимся на одной характерной черте, особенно выпукло выступающей при сопоставлении фундаментальных теорий с опытом. Мы имеем в виду глубокую асимметрию, существующую в отношении опровержения теории и ее подтверждения. Именно этот момент отражен в словах Эйнштейна,

*) Статья публикуется также в подготовленной автором к юбилею А. Эйнштейна книге «О теории относительности» (Сборник статей. — М.: Наука, 1979).

**) Под полной теорией понимается способность ответить на любой правильно поставленный вопрос, относящийся к области ее применимости. Так, хорошо известная дискуссия о полноте нерелятивистской квантовой механики связана с возможностью (или невозможностью) отказа от вероятностных предсказаний. Согласно общепринятой точке зрения (отдельные исключения, все более редкие, не дают оснований отказаться от такой характеристики ситуации) нерелятивистская квантовая механика полна в том смысле, что в принципе дает в своей области ответ на любой вопрос, находящийся в соответствии с физической реальностью. Указать же, например, «куда попадает» каждый отдельный электрон в дифракционных опытах, теория не может не в силу своей неполноты, а вследствие неклассической природы микрообъектов (электронов). Мы не можем, конечно, развивать здесь эту тему (мнение автора по этому поводу см. в ²).

приведенных в качестве эпиграфа к настоящей статье. В самом деле, любое несоответствие между выводами из фундаментальной теории и опытом (разумеется, имеются в виду вполне строгие и определенные предсказания теории и достаточно надежный эксперимент) сразу же опровергает теорию или, во всяком случае, указывает на ее ограниченность и т. п. Напротив, согласие того или иного предсказания теории с опытом еще отнюдь не доказывает, что именно данная теория справедлива. Во-первых, о согласии теории с опытом можно говорить лишь с учетом точности наблюдений и экспериментов. Во-вторых, и это не столь тривиально, один и тот же результат (эффект и т. п.) может следовать из разных теорий. Классическим примером здесь может служить формула для уровней энергии в атоме водорода, получающаяся без учета релятивистских поправок и спина. Эта формула, найденная Н. Бором с помощью его правила квантования за десятилетие до создания квантовой механики, в точности совпадает с квантовомеханической формулой, хотя квантовая теория Бора отнюдь не тождественна квантовой механике.

Таким образом, утверждать, что фундаментальная теория проверена, а тем более доказана на опыте, в строгом смысле крайне нелегко. Фактически физика развивается не ожидая каких-либо строгих доказательств, и такой подход, такая стратегия вполне естественны и оправданы. Если оставшаяся где-то в тылу проблема или неясность не «рассосутся» сами собой со временем и окажутся подлинно важными, к ним вернуться. Впрочем, какая-то категория физиков (мы, конечно, говорим здесь только о физиках лишь для определенности) проявляет интерес в первую очередь именно к методическим и логическим вопросам, в силу чего прогресс в области анализа фундамента физических теорий, их связи с экспериментом и т. п. все время продолжается даже при отсутствии драматических событий типа «опровергающих основы» новых экспериментов.

Именно так, в целом, обстоит дело в отношении экспериментальной проверки частной теории относительности и нерелятивистской квантовой теории. Эти теории лежат в основе всей физики, их следствия крайне многочисленны и разнообразны, ни с какими противоречиями они не сталкиваются. Поэтому и проблема экспериментальной проверки указанных теорий считается, по существу, решенной, и, во всяком случае, она не актуальна. Лучшим доказательством здесь является практика — в физической литературе (а она сейчас огромна, как и число физиков) вопросы об экспериментальной проверке и обосновании (анализе основ) частной теории относительности и квантовой механики встречаются весьма редко, особенно в плане каких-то сомнений в справедливости основ и т. п. *).

В случае общей теории относительности (ОТО), хотя она «старше» нерелятивистской квантовой механики на целое десятилетие, сложилась иная ситуация. Экспериментальная проверка ОТО остается актуальной задачей современной физики и астрономии. В качестве доказательства (а как еще доказывать подобные утверждения?) можно сослаться на содержание физических и астрономических журналов и книг (см., в частности,

*) Не хотелось бы, чтобы эти замечания были восприняты как негативное отношение к исследованиям, посвященным истории, анализу путей и методов измерений, логических основ и экспериментальной проверки частной теории относительности и квантовой механики. Напротив, удивляет, сколь часто приходится при обсуждении этих «основ» все еще сталкиваться с неясностями, и особенно с отсутствием понимания и интереса у широких кругов физиков. Представляется, однако, что обсуждение основ частной теории относительности и квантовой механики, подобно обсуждению оснований классической механики, перешло уже в области методологии и истории физики. В качестве интересного примера анализа вопроса об экспериментальной проверке частной теории относительности укажем на статьи ³.

последние обзоры в УФН ^{4, 5}). В настоящей статье мы постараемся осветить состояние экспериментальной проверки ОТО, но не в плане детального изложения имеющихся данных и проектов новых экспериментов ^{4, 5}, а с целью дать общую картину современной ситуации.

2. Основы ОТО, включая вывод и обсуждение формул для ряда наблюдаемых эффектов, изложены в большом числе доступных курсов и монографий (см. в особенности ⁶⁻⁹). Тем не менее здесь также представляется необходимым хотя бы кратко привести и прокомментировать ряд выражений.

ОТО представляет собой теорию гравитационного поля, в которой это поле полностью описывается метрическим тензором $g_{ik}(x^l)$, определяющим квадрат интервала

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (1)$$

где x^1, x^2, x^3 — в широких пределах произвольные пространственные координаты и $x^0 = ct$ — временная координата; в инерциальной (галилеевой) системе отсчета (если она существует), при использовании декартовых координат

$$g_{00} = 1, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1, \quad g_{ik} = 0 \text{ при } i \neq k \quad (2)$$

(иногда выбирают другие знаки у g_{00} и $g_{\alpha\beta}$).

Поле $g_{ik}(x^l)$ подчиняется уравнениям Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (3)$$

где R_{iklm} — тензор кривизны (тензор Римана), $R_{ik} = R^l_{ikl}$ — тензор Риччи, $R = g^{ik} R_{ik}$ — скалярная кривизна, T_{ik} — тензор энергии-импульса вещества (включая все поля, кроме гравитационного) и $G = 6,670 \times 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$ — гравитационная постоянная; тензор R_{iklm} , а следовательно, и тензор R_{ik} и скаляр R выражаются через g_{ik} , $\partial g_{ik} / \partial x^l$ и $\partial^2 g_{ik} / \partial x^l \partial x^m$, причем вторые производные g_{ik} входят линейным образом.

Поскольку четыре координаты x^l можно подвергнуть преобразованию, отвечающему различному выбору системы координат, 4 из 10 компонент g_{ik} можно считать произвольными; таким образом, независимыми являются 6 компонент тензора g_{ik} , и уравнения Эйнштейна служат для их определения. В 1917 г., через два года после установления уравнений (3), Эйнштейн их обобщил ¹⁰ путем добавления к правой части уравнений так называемого Λ -члена, равного Λg_{ik} . Введение такого члена (и только его) не противоречит общим требованиям, приводящим к уравнениям (3), но в нерелятивистском пределе ведет к некоторому обобщению ньютоновской теории тяготения. Кроме того, если космологическая постоянная Λ достаточно мала, как это вытекает из космологических соображений ¹¹, то она не играет никакой роли не только в слабых полях (в частности, в пределах Солнечной системы), но и в теории «черных дыр». Космологии же, где Λ -член вполне может оказаться существенным*), мы здесь касаться не будем и, таким образом, ниже положим $\Lambda = 0$.

В слабом гравитационном поле (а это значит, что компоненты g_{ik} можно считать близкими к галилеевым значениям (2)) можно положить $g_{00} = 1 + (2\varphi/c^2)$, $T^0_0 = \rho c^2$ (ρ — плотность массы), и для вводимого таким путем скалярного гравитационного потенциала φ из (3) вытекает

*) Долгие годы шли споры о том, следует или нет учитывать Λ -член даже в космологии. Автор был в числе тех, кто никогда не видел оснований пренебрегать этим членом, а в настоящее время такое мнение общепринято (см. ¹¹⁻¹³).

уравнение ньютоновской теории тяготения

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho. \quad (4)$$

Как ясно из сказанного, условие применимости этого (ньютоновского) приближения и вместе с тем условие слабости поля имеет вид

$$\frac{|\varphi|}{c^2} \ll 1. \quad (5)$$

На поверхности Солнца

$$\begin{aligned} \frac{|\varphi_{\odot}|}{c^2} &= \frac{GM_{\odot}}{r_{\odot}c^2} = \frac{r_{g,\odot}}{2r_{\odot}} = 2,12 \cdot 10^{-6}, \\ r_{g,\odot} &= \frac{2GM_{\odot}}{c^2} = 2,94 \cdot 10^5 \text{ см}, \end{aligned} \quad (6)$$

поскольку масса Солнца $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{23}$ и радиус солнечной фотосферы $r_{\odot} = 6,96 \cdot 10^{10}$ см. Введенная в (6) величина

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \cdot 10^5 \frac{M}{M_{\odot}} \text{ см} \quad (7)$$

называется гравитационным радиусом.

Для Земли (на ее поверхности)

$$\begin{aligned} \frac{|\varphi_{\oplus}|}{c^2} &= \frac{GM_{\oplus}}{r_{\oplus}c^2} = 7 \cdot 10^{-10}, \quad M_{\oplus} = 5,98 \cdot 10^{27} \text{ г}, \\ r_{\oplus} &= 6,37 \cdot 10^8 \text{ см}, \quad r_{g,\oplus} = 0,86 \text{ см}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для круговой орбиты планеты $|\varphi|/c^2 = v^2/c^2$, где v — скорость планеты; для земной орбиты $|\varphi|/c^2 \approx 10^{-8}$, поскольку $v = 3 \cdot 10^6$ см/с.

С ростом массы тела и уменьшением его радиуса потенциал $|\varphi|$ возрастает и поле может стать сильным. Для сферически симметричной (и не вращающейся) массы вне ее метрика имеет вид (решение Шварцшильда, 1916 г.)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - (r_g/r)} - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2); \quad (9)$$

здесь используются «сферические» пространственные координаты r , θ и φ (в этих координатах длина окружности с центром в центре массы равна $2\pi r$). Применяются также другие координаты и в особенности «изотропные» сферические координаты ρ , θ , φ , причем $r = \rho [1 + (r_g/4\rho)]^2$ и

$$ds^2 = \left[\frac{1 - (r_g/4\rho)}{1 + (r_g/4\rho)} \right]^2 c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r_g}{4\rho}\right)^4 [d\rho^2 + \rho^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)]. \quad (10)$$

В приближении слабого поля (разложение по $r_g/r \ll 1$ или по $r_g/4\rho \ll 1$)

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r_g}{r} + \dots\right) dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\theta^2 + d\theta^2), \\ ds^2 &= \left(1 - \frac{r_g}{\rho} + \frac{r_g^2}{2\rho^2} + \dots\right) c^2 dt^2 - \\ &\quad - \left(1 + \frac{r_g}{\rho} + \dots\right) [d\rho^2 + \rho^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)]. \end{aligned} \quad (11)$$

При проверке ОТО в слабых полях широко применяется такой прием: используются выражения (11), но с введенными в них произвольными

безразмерными коэффициентами α , β , γ ..., т. е. выражения

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\alpha r_g}{r} + \frac{\beta - \alpha\gamma}{2} \frac{r_g^2}{r^2} + \dots\right) c^2 dt^2 - \\ - \left(1 + \gamma \frac{r_g}{r} + \dots\right) dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2), \\ ds^2 = \left(1 - \frac{\alpha r_g}{\rho} + \frac{\beta r_g^2}{2\rho^2} + \dots\right) c^2 dt^2 - \\ - \left(1 + \gamma \frac{r_g}{\rho} + \dots\right) [d\rho^2 + \rho^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)]. \quad (12)$$

В ОТО

$$\alpha = \beta = \gamma = 1. \quad (13)$$

В других, отличных от ОТО теориях гравитационного поля те или иные значения α , β , γ и других вводимых коэффициентов, могут отличаться от значений, вытекающих из ОТО (в постньютоновском приближении для произвольного, а не только сферически-симметричного гравитационного поля, вводят около десятка таких коэффициентов, большинство которых удобно выбрать так, чтобы в ОТО они равнялись нулю; см. в особенности ⁹⁾*). Впрочем, масса тела M определяется по его ньютоновскому потенциалу $\varphi = -GM/r$ или ускорению $\mathbf{g} = -\nabla\varphi = (GM/r^3) \mathbf{r}$ пробного тела; если же $\alpha \neq 1$, то потенциал равнялся бы $\varphi = -\alpha GM/r$ (см. (7), (12)). Поскольку определить массу M каким-либо другим путем, помимо измерения ускорения \mathbf{g} , не представляется возможным, следует сразу положить $\alpha = 1$ (так мы и поступим).

3. Экспериментальная проверка ОТО проводится в двух, хотя и нерезко разграниченных направлениях. Первое из них связано с основами теории, ее предпосылками. Второе направление — проверка следствий ОТО и, в частности, на формальном языке, проверка справедливости равенств (13). Отмеченная выше асимметрия, характеризующая пути проверки физической теории, побуждает считать первое направление, во всяком случае, не менее значительным, чем второе. Конкретно, это относится прежде всего к принципу эквивалентности, на котором базируется ОТО**). Согласно этому принципу в достаточно малой пространственно-временной области (в «лифте») действие поля тяжести неотличимо от ускорения системы отсчета. Из ОТО, если ее принять, принцип эквивалентности следует самым непосредственным образом и имеет такой же смысл, как утверждение о возможности в достаточно малой области вблизи точки на кривой или на поверхности заменить эту кривую (или поверхность) касательной (или касательной плоскостью). Отсюда ясно, что любое нарушение принципа эквивалентности свидетельствовало бы о несправедливости ОТО

*) Из (13) ясно некоторое преимущество второй из форм (12) для квадрата интервала, поскольку в случае справедливости ОТО $\beta - \alpha\gamma = 0$ и член типа $(r_g/r)^2$ в (12) равен нулю.

**) «По моему разумению, моя теория покоится исключительно на этом принципе», — таково мнение Эйнштейна, который, кроме того, считал проверку принципа эквивалентности более важной, чем следствий ОТО (речь идет о рассматриваемых ниже эффектах ОТО в слабом поле). Чтобы не загромождать изложение, мы не будем здесь давать ссылки на соответствующие работы Эйнштейна, тем более, что они легко доступны (см. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. — М.: Наука, 1965—1967) и, кроме того, широко цитируются во многих статьях. Что касается экспериментальной проверки ОТО, то мы будем базироваться на обзоре ⁵, где приведен большой список литературы последнего периода. Ссылки на более старые работы можно найти в статьях ¹⁴, ¹⁵, где состояние проверки ОТО освещено соответственно на 1955 и 1966 гг.

в меру этого нарушения, т. е., во всяком случае, указывало бы на границы применимости ОТО. Обратное же, конечно, неверно, поскольку принцип эквивалентности может строго, а тем более приближенно, соблюдаться и в неэйнштейновских теориях гравитационного поля.

В общем, вполне понятно и оправдано то внимание, которое уделяется проверке равенства инертной и тяжелой масс m_i и m_T , вытекающего из принципа эквивалентности *). По определению, массы m_i и m_T входят в ньютоновский закон динамики $m_i \ddot{\mathbf{r}} = -m_T \nabla \phi$ для материальной «точки», находящейся в гравитационном поле (потенциал ϕ). Следовательно, в случае равенства $m_i = m_T$ все тела должны в поле тяжести двигаться («падать») с совершенно одинаковым ускорением $\ddot{\mathbf{r}} \equiv \mathbf{g} = -\nabla \phi$. Со времен Галилея именно этот факт и проверяется со все возрастающей точностью. В начале 20-х годов были опубликованы результаты последних опытов Этвеша с сотрудниками, указывавших на равенство $m_i = m_T$ с точностью 10^{-9} . Конкретно, был сделан вывод, что отношение m_i/m_T для дерева и платины отличается менее чем на 10^{-9} . В 1964 г. была достигнута ¹⁶ уже точность 10^{-11} , и, наконец, в 1971 г. опубликованы лучшие из известных измерения ¹⁷, свидетельствующие о равенстве отношения m_i/m_T для платины и алюминия с точностью не меньше $1 \cdot 10^{-12}$. Для указанных весьма различных материалов вклады сильного и электромагнитного взаимодействий в собственную энергию (а значит, и в инертную массу) достаточно велики, чтобы при несоблюдении равенства $m_i = m_T$ сказаться на проведенных экспериментах. Учет слабого взаимодействия, если бы оно вносило вклад только в m_i (но не в m_T), привел бы в опытах ¹⁷ к эффекту порядка $2 \cdot 10^{-10}$ и, следовательно, эти опыты с точностью 0,5% (см. ^{5, 57}) указывают на соблюдения принципа эквивалентности и для слабых взаимодействий.

По ряду причин особенно важно ответить на вопрос о вкладе в массы m_i и m_T гравитационного взаимодействия (не говоря уже о том, что гравитационное взаимодействие является самым слабым из известных, в рамках ОТО равенство $m_i = m_T$, безусловно, должно сохраняться и при учете гравитации). Отношение энергии гравитационного взаимодействия $E \sim Gm^2/a$ (речь идет о теле радиуса a , имеющего массу m) к энергии покоя mc^2 составляет (полагаем, что плотность тела $\rho \sim 5$)

$$\Delta \sim \frac{Gm}{c^2 a} \sim \frac{r_g}{a} \sim \frac{4\pi G \rho a^2}{3c^2} \sim 10^{-27} a^2. \quad (14)$$

В лабораторных условиях отношение Δ , разумеется, совершенно ничтожно, но для Земли в целом уже $\Delta \sim 3 \cdot 10^{-10}$, поскольку $a \sim 6 \cdot 10^8$ см; для Юпитера $\Delta \sim 10^{-8}$ и для Луны $\Delta \sim 2 \cdot 10^{-11}$. Если бы учет гравитационного взаимодействия нарушал равенство $m_i = m_T$ для Земли, а тем самым противоречил принципу эквивалентности, то лунная орбита определенным образом осциллировала бы ^{5, 18}. В 1976 г. были опубликованы результаты соответствующих наблюдений, осуществленных с помощью лазерной локации Луны двумя независимыми группами ¹⁹. Вывод, вытекающий из данных наблюдений, таков: гравитационная энергия Земли дает одинаковый вклад в m_i и m_T с точностью 2—3%, или, в других терминах, отношения m_i/m_T для Земли и для Луны одинаковы с точностью порядка 10^{-11} .

Итак, равенство $m_i = m_T$ проверено сейчас уже с точностью на несколько порядков большей, чем это было известно во время создания

*) В историческом плане, конечно, ситуация была другой: принцип эквивалентности был сформулирован Эйнштейном (в 1907 г.) как обобщение известного уже тогда со значительной точностью (опыты Этвеша) равенства $m_i = m_T$.

ОТО; кроме того, доказано, что с достигнутой точностью (см. выше) гравитационная энергия (в ньютоновском смысле этого понятия) вносит одинаковый вклад и в m_i и в m_T .

В ОТО, как и в теории тяготения Ньютона, гравитационная постоянная G действительно считается постоянной, т. е. не зависит от времени (а также от пространственных координат). Уже давно дискутируется, однако, возможность того, что в действительности G , а также какие-либо другие «константы» изменяются со временем. Конкретно, делается допущение, что величина G падает со временем и была миллиарды лет назад значительно больше, чем теперь (это существенно для геофизики и космологии). Такое падение G приводило бы, в частности, к увеличению размеров орбит планет и их спутников, например к увеличению расстояния Земля — Луна (речь идет об увеличении этого расстояния, скажем, на сантиметры в год). В настоящее время нет никаких сколько-нибудь надежных данных, свидетельствующих об изменениях G . Во всяком случае, можно утверждать, что

$$|dG/dt|/G < 4 \cdot 10^{-10} \text{ год}^{-1}.$$

Поскольку ОТО базируется также на частной теории относительности, можно было бы обсуждать здесь и вопрос о точности этой теории. Но мы не будем этого делать и ограничимся, имея в виду фундамент ОТО, только еще одним замечанием. Масса тела m как в классической механике, так и в частной теории относительности является скаляром. Это значит, в частности, что масса одинакова при всех направлениях ускорения или действующей силы. А что, если масса фактически анизотропна и, конкретно, неодинакова при ускорении в направлении на центр Галактики и, скажем, в направлении на галактический полюс? А priori отвергнуть такую возможность нельзя, и были поставлены соответствующие опыты (см.²⁰, гл. 6). Наиболее точный из них, осуществленный с использованием ядерного магнитного резонанса, привел к заключению, что относительная анизотропия массы $\Delta m/m < 5 \cdot 10^{-23}$.

Резюмируя, можно констатировать, что все эксперименты, которые мы несколько условно связываем с проверкой основ ОТО, не дают никаких указаний на ее ограниченность.

4. В процессе создания ОТО Эйнштейн указал на три следствия теории, которые в литературе называют критическими, классическими, стандартными или знаменитыми эффектами. Эти эффекты таковы: красное (гравитационное) смещение частоты спектральных линий, отклонение лучей света, проходящих вблизи Солнца и поворот перигелия Меркурия.

Согласно ОТО собственное (истинное) время τ в какой-либо фиксированной точке связано с координатным временем $t = x^0/c$ соотношением $\tau = (1/c) \int \sqrt{g_{00}} dx^0$. В постоянном (стационарном или статическом) гравитационном поле частота света, измеренная в координатном (мировом) времени, одинакова вдоль светового луча, и, следовательно, определяемая на опыте частота $\nu = 1/\tau_0$ (τ_0 — период колебаний, измеряемый в собственном времени τ) в различных точках не одинакова. Отношение частот ν_2 и ν_1 в точках 2 и 1 равно

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \sqrt{\frac{g_{00}(1)}{g_{00}(2)}}. \quad (15)$$

В слабом поле $g_{00} = 1 + (2\varphi/c^2)$, и с точностью до членов порядка φ/c^2

$$\frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_1} \equiv \frac{\delta\nu}{\nu_1} \approx \frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{c^2}. \quad (16)$$

Отсюда следует, например, что спектральные линии излучения, испускаемого фотосферой Солнца при их приеме на Земле, смещены в красную сторону, причем (см. (6))

$$\frac{\delta\nu}{\nu} \approx -\frac{GM_{\odot}}{c^2 r_{\odot}} = -2,12 \cdot 10^{-6}. \quad (17)$$

К сожалению, гравитационное красное смещение линий в спектре Солнца маскируется другими эффектами, в первую очередь обусловленными движением газа в фотосфере. Поэтому вопрос о красном смещении линий в солнечном спектре длительное время дискутировался и вызывал противоречивые суждения (см. ¹⁴ и цитируемую там литературу). В настоящее время ясно, что данные о спектре Солнца находятся в согласии с выражением (17), но точность подтверждения этой формулы не превышает одного или даже нескольких процентов. Несколько ранее (в 1960 и 1965 гг.) более точные измерения гравитационного смещения частоты были произведены на Земле с γ -лучами с использованием эффекта Мёссбауэра, причем формула (16) была подтверждена с точностью до 1%. Недавно были произведены еще более совершенные измерения с использованием самолета и ракеты; точность здесь при сравнении с формулой (16) достигла 0,04% (см. ⁵, где указана оригинальная литература). Нужно отметить, что гравитационное смещение частоты, указанное Эйнштейном еще в его первой работе по ОТО (1907 г.), следует из принципа эквивалентности и частной теории относительности. Поэтому этот эффект не только можно отнести к числу следствий ОТО, но и считать связанным с ее фундаментом (см. выше; в частности, измерения гравитационного смещения частоты не дают сведений о величинах β и γ в (12)) *). Несмотря на то, что опыты типа Этвеша проверяют принцип эквивалентности в известном смысле с большей точностью, чем опыты по красному смещению, речь идет о разных объектах (макроскопические массы, фотоны), и эксперименты обоих типов только дополняют друг друга (на анализе этого вопроса за пределами ОТО останавливаться здесь не будем; см. ²¹).

В 1907 г. и подробнее в 1911 г., до получения основного уравнения ОТО (3), Эйнштейн указал и на эффект отклонения световых лучей, проходящих вблизи Солнца. При этом, однако, учитывалось лишь изменение под действием Солнца компоненты $g_{00} \approx 1 + (2\varphi/c^2)$. Поэтому для угла отклонения луча было получено выражение, вдвое меньшее приводимого ниже (см. (19)), т. е. выражение

$$\alpha' = \frac{2GM_{\odot}}{c^2 R}. \quad (18)$$

Любопытно, что эта формула, как затем выяснилось, была получена еще в 1801 г. (!) Зольднером на основе корпускулярной теории света (ссылку и соответствующий вывод формулы см. в ¹⁴). После того, как в 1915 г. было получено уравнение (3), Эйнштейн в том же году рассмотрел на его основе и задачу об отклонении световых лучей, а также о повороте перигелия Меркурия. При этом вместо (18) для угла отклонения луча α был

*) В качестве примера одного из возможных выводов формулы (16), приведем следующий, использующий квантовый язык (из результата постоянная Планка h выпадает, и аналогичный вывод можно осуществить, используя вместо энергии кванта $h\nu$ энергию пуга волн E , а также учитывая адиабатическую инвариантность отношения E/ν). Масса фотона $m_H = m_T = h\nu/c^2$, и изменение его энергии $h\delta\nu$ при прохождении разности гравитационных потенциалов $\varphi_2 - \varphi_1$ равно $h\delta\nu = - (h\nu/c^2)(\varphi_2 - \varphi_1)$, откуда и приходим к (16).

получен вытекающий из ОТО результат *)

$$\alpha = \frac{4GM_{\odot}}{c^2 R} = \frac{2r_{g,\odot}}{R} = 1'',745 \frac{r_{\odot}}{R}, \quad (19)$$

где R — прицельный параметр или, практически, ближайшее расстояние между лучом и центром Солнца; другими словами, лучи, проходящие непосредственно вблизи края (диска) Солнца, отклоняются на 1,75 угловой секунды. Попытка измерить отклонения лучей была предпринята еще в 1914 г., когда немечкая экспедиция прибыла для этой цели в Россию, но была интернирована в связи с началом войны. Если бы эта экспедиция успешно провела измерения, то оказалось бы, что она опровергла теорию Эйнштейна, поскольку тогда правильным считался результат (18)! Первые успешные наблюдения отклонения световых лучей были произведены в 1919 г. в двух разных пунктах и привели соответственно к значениям (при $r_{\odot}/R = 1$) $\alpha = 1,98 \pm 0,18$ и $\alpha = 1,69 \pm 0,45$. Таким образом, было не только доказано существование эффекта, но и подтверждена формула (19), а не (18). Именно после этих наблюдений ОТО привлекла внимание широкой публики и стала знаменита. Прошло уже 60 лет со времени этих первых наблюдений отклонения световых лучей, но прогресс оптических измерений эффекта оказался за столь длительный период удручающе малым. Конкретно, формулу (19), или, точнее, только значение $1'',75$ для максимального отклонения (но не закон изменения α с R) удалось в результате наблюдений для ряда затмений проверить (и подтвердить) лишь с точностью, равной примерно 10—20 % (см. например, ^{8,9,14}). Проектировавшиеся, судя по литературе, оптические измерения угла α вне затмений (как наземные, так и со спутников) оказались, очевидно, трудно выполнимыми и еще не сделаны. В терминах, использующих параметры β , γ и т. д., измерение угла α непосредственно определяет параметр γ , поскольку

$$\alpha = \frac{2r_{g,\odot}}{R} \left(\frac{1+\gamma}{2} \right).$$

Упомянутые оптические измерения дают значение γ , лежащее в пределах от 0,9 до 1,3, что, конечно, неудовлетворительно. В последнее десятилетие проводятся измерения угла α в радиодиапазоне (прием радиоизлучения квазаров с использованием интерферометров). Последние данные ⁵ дают для γ значение 1, отвечающее ОТО, при точности около 2%.

Сравнительно недавно (в 1964 г.) начал рассматриваться ²² эффект той же природы, что и отклонение лучей, но совсем другой по технике измерений. Речь идет о релятивистской задержке электромагнитного сигнала при его распространении в неоднородном гравитационном поле. Практически эксперимент заключается в радиолоцировании Меркурия или Венеры с Земли. При неучете эффекта ОТО сигнал дойдет до планеты и вернется обратно за время $t_0 = 2r/c$, где r — расстояние по прямой между Землей и лоцируемой планетой (влиянием межпланетной среды пренебрегаем, оно достаточно точно контролируется или исключается при работе с разными несущими частотами радиосигналов). Если же принять во внимание кривизну пространства-времени, а в данном случае опираться на выражение (12), то должно наблюдаться дополнительное запаздывание сигнала на величину δt , зависящую от взаимного положения планет и Солнца. Запаздывание максимально, когда сигнал проходит вблизи края

*) Как ясно, например, из (41) в том же порядке по ϕ/c^2 , что и g_{00} , изменяется и компонента $g_{rr} = -1 + (2\phi/c^2)$. Это и приводит к удвоенному результату (18) с переходом к (19). Физически же дело в том, что отклонение лучей связано также с искривлением пространства, а не только с учетом принципа эквивалентности, в силу которого $g_{00} = 1 + (2\phi/c^2)$.

Солнца, т. е. лоцируемая планета находится в верхнем соединении. В таких и близких условиях (подробнее см. 7-9)

$$\delta t \approx \frac{4GM_{\odot}}{c^3} \left[1 + \left(\frac{1+\gamma}{2} \right) \ln \frac{4r_1 r_2}{R^2} \right], \quad (20)$$

где R — «прицельный параметр» (см. (19)), r_1 — расстояние от Земли до Солнца и r_2 — расстояние от Солнца до лоцируемой планеты (Меркурия, Венеры), по предположению находящейся с другой стороны Солнца; разумеется, значение $(\delta t)_{\max}$ достигается при $R = r_{\odot}$. В случае Меркурия $(\delta t)_{\max} = 2,4 \cdot 10^{-4}$ с (при $\gamma = 1$, что отвечает ОТО), в то время как $t_0 \approx 23$ мин (следовательно, $(\delta t)_{\max}/t_0 \sim 2 \cdot 10^{-7} \sim 0,1 \mid \varphi_{\odot} \mid / c^2$; см. (6)). Весьма существенно, что запаздывание δt изменяется при движении Земли и планеты, в силу чего можно производить дифференциальные измерения и, в частности, выявить логарифмический член в (20). Точность определения времени δt , а тем самым и проверка ОТО таким методом, определяется точностью, с которой известны положения планет (и некоторые их параметры) или положения космических зондов (искусственных планет или искусственных спутников планет). Известные нам предварительные данные, основанные на использовании спутника Марса «Викинг», указывают на то, что $|1 - \gamma| \leq 1\%$ (см. 5). В общем в настоящее время параметр γ можно считать отличным от единицы не более чем на 1—2%. В тензорно-скалярной теории гравитации (теории Брэнса — Дикки) $\gamma = (\omega + 1)/(\omega + 2)$, где ω — вводимый в этой теории свободный параметр. Если, например, $\gamma = 0,99$, то $\omega = 98$, в то время как ОТО отвечает предельный переход $\omega \rightarrow \infty$. Еще сравнительно недавно (когда нельзя было гарантировать, что γ отличается от 1 меньше чем на 10%) параметр ω мог считаться не слишком большим (обычно приводилось значение $\omega \sim 5$ —6). Если же $\omega \sim 10^2$, то привлечение скалярного поля становится уже особенно неподобающим.

Последний и, в известном смысле, наиболее важный из «критических» эффектов — поворот перигелия Меркурия или, более общим образом, поворот (прецессия) орбит планет и их спутников. Как хорошо известно, в ньютоновской теории орбита планеты, если пренебречь всеми возмущениями, представляет собой эллипс, в одном из фокусов которого расположено Солнце (или, точнее, находится центр тяжести системы Солнце — планета). Фактически планетарные орбиты медленно поворачиваются в своей плоскости, так что их перигелий — ближайшая к Солнцу вершина эллипса, перемещается под влиянием, в первую очередь, возмущений других планет *). В результате, например, перигелий Меркурия поворачивается на $532''$ в столетие. Еще в середине XIX века было выявлено, что учет только возмущений со стороны других известных планет не полностью объясняет этот эффект — необъясненным оставался поворот перигелия Меркурия примерно на $40''$ в столетие. Такой поворот пытались связать с существованием еще одной (незамеченной) планеты, отклонениями от законов Ньютона и т. п. Первым триумфом ОТО, если иметь в виду ее применение к конкретным явлениям и эффектам, явилось как раз объяснение указанного поворота перигелия Меркурия.

Согласно ОТО, угловое смещение (в радианах) перигелия планеты за один ее оборот равно

$$\Psi = \frac{6\pi GM_{\odot}}{c^2 a (1 - e^2)} = \frac{24\pi^3 a^2}{c^2 T^2 (1 - e^2)}, \quad (21)$$

*) Помимо такого «векового» возмущения, накапливающегося со временем, существуют периодические возмущения элементов орбиты. Кроме поворота перигелия, под влиянием некоторых возмущений происходит вековое смещение узлов орбиты.

где a — большая полуось эллипса (орбиты), $e = \sqrt{(a^2 - b^2)/a^2}$ — эксцентриситет орбиты (b — ее малая полуось), T — период обращения планеты вокруг Солнца (при переходе по второму выражению в (21) использован третий закон Кеплера $a^3 = (GM_\odot/4\pi^2) T^2$). Заметим, что в отличных от ОТО теориях гравитации, при использовании формулы (12), результат (21) оказывается умноженным на $(2 - \beta + 2\gamma)/3$. Поэтому смещение перигелия зависит не только от γ , но и от β , а тем самым «проверяет» и члены порядка $(r_g/r)^2$ в (12). Нет оснований, однако, считать прецессию перигелиев планет эффектом порядка $(\varphi/c^2)^2 \sim (GM/rc^2)^2$, поскольку значение Ψ явно является величиной порядка $|\varphi|/c^2$. Зависимость же Ψ и от члена $\beta r_g^2/2\rho^2$ в (12) обусловлена тем обстоятельством, что движение планеты уже в ньютоновском приближении зависит от φ (точнее, от градиента $\nabla\varphi$), и поэтому релятивистская поправка входит в комбинации типа $\varphi (\varphi/c^2) \sim (1/c^2) \times \times (GM_\odot/r)^2$. Тем не менее, конечно, измерение смещения перигелиев планет особенно ценно тем, что дает дополнительную информацию по сравнению с измерением отклонения лучей или запаздывания сигналов (см. выше).

Для Меркурия, согласно (21),

$$\Psi = 43'',03 \text{ в столетие.} \quad (22)$$

В упоминавшейся работе Эйнштейна, в которой была получена формула (21), в качестве наблюдаемого значения Ψ , остававшегося ранее необъясненным, приводится значение $45'' \pm 5''$. Лет 20—30 назад принимавшиеся в результате обработки наблюдений значения Ψ составляли $42'',56 \pm \pm 0,96$ и позже $43'',11 \pm 0,45$ (ссылки см. в ^{14, 15}). Сейчас приводится значение ⁵: $(2 - \beta + 2\gamma)/3 = 1 \pm 0,01$, т. е. прецессия перигелия Меркурия сходится с предсказанием ОТО (21), (22) с точностью до 1%. Если считать, что $\gamma = 1$ с точностью 2%, то $\beta = 1$ с точностью 7%.

В отношении определения угла Ψ прогресс за два-три десятилетия, как мы видим, по существу, отсутствует, хотя новые результаты, разумеется, надежнее старых. Фактически, однако, за это время произошло некоторое драматическое событие — было высказано предположение, что Солнце сплюснуто и, вероятно, обладает значительным гравитационным квадрупольным моментом, в силу чего совпадение наблюдений с результатом (22) является случайным (соответствующие ссылки см., например, в ^{8, 9, 15}). В последние годы утверждения о сплюснутости Солнца были, видимо, вполне убедительно опровергнуты ^{4, 5}, и совпадение наблюдений с ОТО в отношении прецессии перигелия Меркурия опять не вызывает сомнений.

5. Развитие физики и техники, в частности запуск искусственных спутников и космических зондов, чрезвычайно расширили экспериментальные возможности, и это уже сказалось на проверке ОТО. Так, проведенные измерения отклонения радиоволн вблизи Солнца и запаздывания радиолокационных сигналов были бы совершенно невозможны не только во время создания ОТО, но и лет 30 назад. Естественно, существует много проектов (а в ряде случаев уже проводятся наблюдения и их обработка), направленных на измерение равенства $m_i = m_t$ и эффектов ОТО со все возрастающей точностью. Видное место при этом отводится космическим исследованиям ^{4, 5, 14, 15}. Хотя проекты использования искусственных спутников Земли, Солнца и планет появились еще до запуска первого спутника (4 октября 1957 г.) *, прошедших двух десятилетий оказалось

*) Здесь хочется сделать одно отступление исторического характера. Еще в 1918 г. Лензе и Тирринг указали ²³, что вращение центрального тела (Солнца, Земли, Юпитера и т. д.) должно приводить к «эффекту вращения» — дополнительному (обусловленному вращением центрального тела) повороту перигелиев и узлов планетарных

недостаточно для того, чтобы на спутниках и с их использованием широко развернулись гравитационные эксперименты, требующие компенсации «сноса» спутников, тонкой аппаратуры и т. п. Можно думать, однако, что сейчас уже дорога для соответствующих экспериментов широко открыта и некоторые из них будут осуществлены в ближайшие годы (запуски «солнечного зонда», спутника с прецизионным гироскопом и др.). Мы не будем останавливаться на этих проектах подробнее, так как не могли бы сообщить что-то новое по сравнению со статьёй⁵, к которой и отсылаем (см. также⁴). В результате намеченных опытов можно надеяться определить параметр γ с точностью до 0,01%, а параметр β с точностью 0,1%. Как космические, так и проектируемые лабораторные (наземные) эксперименты²⁵ позволят поднять проверку основ и следствий ОТО в слабых полях «на новую высоту» — увеличить точность на два-три, а иногда и больше порядков по сравнению с достигнутой.

Такие опыты, однако, очень трудоемки, и уже по этой причине, не говоря о других, возникают вопросы: нужно ли дальше проверять ОТО, а если это делать, то в каких направлениях, с какими более конкретными целями и т. п. Можно, конечно, в общем виде утверждать, что всякое уточнение экспериментов и наблюдений, особенно когда речь идет о проверке фундаментальных теорий, полезно и оправдано. Но такой ответ обходит реальную проблему. Средства и силы, которыми располагают физики и астрономы, хотя и весьма велики, но, несомненно, ограничены. Последнее особенно бросается в глаза, если учесть, какое огромное количество проблем и задач стоит перед наукой. Делать все и невозможно и крайне неразумно. Напротив, история науки и техники убедительно свидетельствует об эффективности концентрации усилий на основных направлениях, хотя и недопустимо работать только над «горячими» задачами. Автор уже имел возможность останавливаться на этом круге вопросов²⁶, и здесь достаточно подчеркнуть, что выбор стратегии и тактики при проверке ОТО представляется отнюдь не праздным занятием.

Когда проверка той или иной фундаментальной теории особенно актуальна? Во-первых, это имеет место, когда теория только появляется и на ее основе делаются определенные предсказания. Например, после создания ОТО всем было ясно, сколь необходимы обнаружение отклонения световых лучей полем Солнца и измерения гравитационного смещения частоты. Во-вторых, проверка теории становится необходимой при появлении противоречий, альтернативных предположений и т. п. Так обстояло дело в связи с утверждением о наличии у Солнца большого квадрупольного

орбит и соответствующему изменению орбит спутников планет. В 1956 г. автор настоящей статьи опубликовал заметку (см. ²⁴; см. также ¹⁴, ¹⁵), в которой обсуждал этот вопрос в применении к искусственным спутникам Земли. Оказывается, что релятивистский «эффект вращения» для близких спутников может составить до 60" в столетие в отношении поворота перигея спутника и до 20" в столетие для поворота узлов орбиты. В то же время для перигея Луны вращение Земли приводит лишь к дополнительному повороту на $3 \cdot 10^{-4}$ угловой секунды в столетие. Фактически из-за различных несравненно больших возмущений, вызванных несферичностью Земли и т. д., выделить «эффект вращения» спутников Земли не только еще не удалось, но и вряд ли будет возможно в обозримом будущем. Мы остановились здесь на этом вопросе в первую очередь по другой причине. Познакомившись с заметкой²⁴, Г. Тирринг вспомнил интересный эпизод (нижеследующее излагается в письме, помещенном в полученном в свое время автором и сейчас им, к сожалению, утерянном ротапринтированном бюллетене одного австрийского Общества). В майский вечер 1918 г. Тирринг рассказывал Эйнштейну о своей работе с Лензе и о том, что для Луны «эффект вращения» крайне мал. Тогда, глядя на вечернее небо, Эйнштейн воскликнул: «Wie schade dass wir nicht einen Erdmond haben, der gerade nur ausserhalb der Erdatmosphäre umlauft! (Как жалко, что мы не имеем Луны, которая вращается как раз за границами земной атмосферы!)». Сейчас мы имеем искусственные луны, движущиеся вблизи Земли, но по указанной причине «эффект вращения» измерить все равно не можем.

момента, хотя этот пример и нельзя по своей значимости сравнить с предыдущим. В-третьих, проверка теории привлекает особое внимание, если появляется возможность принципиально новых опытов, далеко выходящих за пределы уже осуществленных экспериментов и наблюдений.

Какова ситуация в отношении проверки ОТО в слабом поле, если руководствоваться указанными критериями? Сейчас неизвестно никаких, ни малейших надежно установленных отклонений от результатов, согласующихся с ОТО. В свете сказанного в начале настоящей статьи важность последнего утверждения не следует недооценивать. Кроме того, все предсказания ОТО для области слабых гравитационных полей, которые удалось проверить, оказались правильными. Тем самым сомневаться в справедливости ОТО в слабых полях (условие (5) и, точнее, ограничение эффектами порядка φ/c^2) нет никаких оснований. Дальнейшие выводы уже не могут не быть весьма субъективными. По нашему мнению, в охарактеризованных выше условиях дальнейшую экспериментальную проверку ОТО в слабом поле нельзя считать актуальной, привлекательной проблемой *). Однако это заключение никак не следует понимать как какое-то возражение против проводящихся и намечаемых экспериментов по проверке ОТО. Дело в том, что в реальных условиях речь не идет о вполне свободном выборе занятий. Если, например, у радиоастронома имеется возможность измерить отклонение радиоволн в поле Солнца, то он вполне правильно поступает, делая такие измерения на своем радиointерферометре, построенном и в основном используемом совсем для других целей. Аналогично, вероятно, все новые гравитационные эксперименты связаны с развитием техники измерений и служат многим целям. Особо здесь нужно выделить эксперименты, связанные с приемом гравитационных волн. Прием гравитационных волн может в известных (практически, правда, весьма скромных) пределах служить для проверки ОТО **). Но в первую очередь с приемом гравитационных волн будет связано рождение новой ветви астрономии — гравитационно-волновой астрономии. Поэтому усилия, направленные на разработку приемников гравитационных волн (см. ⁵ и указанную там литературу), полностью оправданы и вне всякой связи с проблемой проверки ОТО.

В силу сказанного не приходится сомневаться в том, что проверка ОТО в слабом поле (в поле Солнца) будет продолжаться. И если не произойдет чего-то непредвиденного (а такая возможность всегда имеется — она и «подливает масла в огонь»), то лет через 5—10 мы убедимся в справедливости ОТО в слабом поле с еще существенно большей точностью, чем сейчас. Но о чем это будет свидетельствовать и что это даст для проверки ОТО в целом?

6. Собственно, только теперь мы переходим к тому, что считаем по-прежнему актуальным, — проблеме проверки ОТО в сильном гравитационном поле. Допустим «с целью аргументации» (for the sake of argument), что ОТО вполне надежно проверена с точностью не только до членов порядка $|\varphi|/c^2$, но и с точностью до членов порядка $(\varphi/c^2)^2$, которые в пределах Солнечной системы еще минимум на 6 порядков меньше (см. (6)). Можно ли отсюда заключить, что ОТО справедлива и в сильном поле, когда $|\varphi|/c^2 \sim$

*) Такое же мнение высказывалось нами и ранее (см., например, ²⁷), и вообще оно является широко распространенным. Лишь на некоторое время проверка ОТО в слабом поле вновь оказалась на авансцене в связи с уже упоминавшейся дискуссией о сплюснутости Солнца.

**) Из изменений орбиты двойного пульсара PSR 1913 + 16 сделано заключение ⁵⁶ о существовании гравитационного излучения, мощность которого находится в согласии с вычисленной на основе ОТО.

~ 1 , или, точнее, когда отклонения компонент g_{ik} от их галилеевых значений в выражениях (9) или (10) порядка единицы? Если подходить формально, то вполне определенный отрицательный ответ на этот вопрос очевиден. В самом деле, например, в (9) компонента

$$-g_{rr} = \frac{1}{1 - (r_g/r)} = 1 + \frac{r_g}{r} + \left(\frac{r_g}{r}\right)^2 + \left(\frac{r_g}{r}\right)^3 + \dots,$$

и знание первых трех членов этого ряда (это, очевидно, как раз и соответствует знанию членов порядка φ/c^2 и $(\varphi/c^2)^2$) ни в коей мере не гарантирует, что сумма всех членов равна $[1 - (r_g/r)]^{-1}$. Если же мы знаем только два члена ряда, как это имеет место в действительности (при $\gamma = \beta = 1$, что отвечает ОТО), то судить о всей сумме членов еще меньше оснований. Фактически ситуация не столь мрачна. ОТО отнюдь не равноценна, если можно так выразиться, решению Шварцшильда (9). ОТО базируется на ряде глубоких принципов, не все из которых, конечно, обязательны, но в своей совокупности лишь с очень большим трудом допускающих изменения (здесь мы исходим также из допущения, что в слабом поле ОТО справедлива; подробнее об основах ОТО см. ^{6-9, 28}). В качестве «эмпирического» свидетельства в пользу сказанного укажем, что, несмотря на многолетние и многочисленные попытки, не построена еще ни одна теория гравитационного поля, отличная от ОТО, совпадающая с ней в слабом поле и не встречающаяся никаких возражений (несколько подробнее см. ниже).

Так или иначе, проверять ОТО в сильных полях необходимо. В пределах солнечной системы можно надеяться измерить члены порядка $(\varphi/c^2)^2 \sim 10^{-12}$, в первую очередь с помощью «солнечного зонда» — межпланетной станции, подходящей близко к Солнцу. Для белых карликов параметр $|\varphi|/c^2 = GM/r_0 c^2$ на два порядка больше, чем для Солнца, но независимое (не из красного смещения линий в спектре) определение радиуса фотосферы r_0 весьма затруднительно. Для нейтронных звезд значение $|\varphi|/c^2 = GM/c^2 r_0$ достигает уже 0,1 — 0,3 (например, при $M = M_\odot$ и $r_0 = 10^6$ параметр $|\varphi|/c^2 \approx 0,15$), и измерения относительного красного смещения различных линий в рентгеновском и гамма-диапазонах могут использоваться ²⁹ для проверки принципа эквивалентности в довольно сильном гравитационном поле. Еще одна возможность — исследование движения пульсара (намагниченной нейтронной звезды) в достаточно тесной двойной системе. В 1974 г. первый такой пульсар PSR 1913 + 16 был обнаружен и исследуется, соответствующие возможности обсуждаются в ^{5, 56}. Заметим, что релятивистская прецессия орбиты для двойной системы с массой компонент $M_{1,2} \sim M_\odot$ и наблюдаемым орбитальным периодом $T \approx 7,7$ часов составляет около 4 угловых градусов в год, что на четыре порядка больше, чем для Меркурия. Такое сравнение, однако, несколько дезориентирует. Физическим параметром является не прецессия орбиты за какое-то произвольное время (скажем, за год), а прецессия за один оборот. Именно такую величину представляет собой угол Ψ , определяемый выражением (21). Для Меркурия $\Psi \approx 5 \cdot 10^{-7}$ р/оборот, а для обсуждаемого пульсара в двойной системе $\Psi \sim 5 \cdot 10^{-5}$, т. е. лишь на два (а не на четыре) порядка больше. В общем и для пульсара в двойной системе параметр $|\varphi|/c^2 \ll 1$, и речь идет об измерении только эффектов первого порядка по этому параметру. Тот же факт, что значение параметра $|\varphi|/c^2$ для пульсара существенно больше, чем для Меркурия, с лихвой, по-видимому, «компенсируется» худшим знанием элементов орбиты пульсара. Поэтому раньше всего следует применять ОТО для анализа поведения пульсара и тем самым его изучения ⁵⁶, а не для проверки ОТО в еще довольно слабом поле.

В свете сказанного перспективы проверки ОТО в сильных полях представляются весьма и весьма скромными. Тем больше оснований подчеркнуть, что не только сильные, но и, можно сказать, сверхсильные гравитационные поля в рамках ОТО, безусловно, могут и даже должны встречаться. Именно это имеет место в космологии и для «черных дыр».

Нестационарные изотропные и однородные космологические модели (Фридман, 1922 и 1924) обладают особенностями (сингулярностями). В открытых моделях имеется одна сингулярность при $t = 0$, в закрытых моделях сингулярности уже две — при $t = 0$ и в конце фазы сжатия (мы считаем общий характер таких моделей известным; см., например, ^{6-9, 11}). При приближении к сингулярности в этих моделях плотность вещества (материи) ρ неограниченно возрастает. Одно время казалось, что появление сингулярностей в решениях ОТО связано с высокой симметрией рассматривавшихся моделей. Но затем было выяснено ^{6, 30, 31}, что это не так и появление сингулярностей (бесконечной плотности вещества или бесконечной кривизны пространства даже и при отсутствии вещества) является весьма общим свойством уравнений ОТО. Сингулярность появляется, в частности, при рассмотрении приводящего к образованию «черной дыры» гравитационного коллапса какой-то массы (например, достаточно массивной звезды). В этом случае, однако, сингулярность, расположенная при $r = 0$ (в начале координат), «не видна» наблюдателю, находящемуся на бесконечности (т. е. при $r \rightarrow \infty$; здесь r — радиальная координата в решении Шварцшильда (9)).

Как расценивать появление «истинной» сингулярности — бесконечной плотности материи и (или) бесконечной кривизны пространства (а тем самым и бесконечно сильных приливных сил; см., например, ⁹, § 31.2)? Согласно наиболее распространенному в настоящее время мнению (которого автор придерживался всегда и ранее) наличие «истинных» сингулярностей, несомненно, свидетельствует о границах применимости ОТО — конкретной классической теории гравитационного поля *). Помимо общих соображений, такое заключение со всей убедительностью вытекает из анализа самой ОТО с учетом основ квантовой теории. Действительно, с квантовой точки зрения неизбежно существование нулевых колебаний гравитационного поля, да и всех других существующих полей. Классической теорией можно пользоваться лишь при условии, что все эти флуктуации достаточно малы. Конкретно, квантовые флуктуации самой метрики δg_{ik} должны быть малы по сравнению с классическими значениями g_{ik} . Из этого требования вытекает (см. ^{9, 12, 32} и указанную там литературу), что границы применимости ОТО определяются параметрами

$$\left. \begin{aligned} l_g &= \sqrt{\frac{\hbar G}{c^2}} = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}, & t_g &= \frac{l_g}{c} = 5,4 \cdot 10^{-44} \text{ с}, \\ \rho_g &= \frac{\hbar}{cl_g^3} = \frac{c^5}{\hbar G^2} = 5,2 \cdot 10^{93} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \\ M_g &= \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = \rho_g l_g^3 = \frac{\hbar}{cl_g} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Это означает, что классическая теория неприменима, если радиус кривизны пространства сравним с планковской длиной l_g или плотность вещества ρ сравнима с ρ_g . Другими словами, классическая теория (ОТО) применима лишь при $\rho \ll \rho_g$, для «точечных» тел с массой $M \gg M_g$, интервалов $t \gg t_g$ и длин $l \gg l_g$. Конкретизация этих неравенств (т. е. точность

*) Во избежание недоразумений, мы везде называем ОТО только классическую теорию. Если же речь идет о квантовании ОТО или, правильнее сказать, о квантовом обобщении ОТО, то это отмечается и в терминологии.

классического приближения) может быть осуществлена только на основе квантовой теории гравитации, которой в сколько-нибудь законченном виде еще не существует. Поэтому, очевидно, если мы применяем ОТО, например, в области плотностей $\rho < 10^{93} - 10^{94}$ г/см³, то здесь имеется некоторая условность — может оказаться, что в силу появления каких-то численных факторов ОТО с точностью, скажем, до 1% справедлива лишь при $\rho < 10^{90}$ г/см³ и т. п. Менее тривиальна другая оговорка. Выше мы считали, что ОТО лимитирована лишь, так сказать, со стороны квантовой теории. В остальном же предполагалось, что имеет смысл рассматривать пространство и время так, как это делается в макроскопической физике и астрономии, вплоть до масштабов l_g и t_g . Между тем современная физика (в данном случае микрофизика или, как иногда говорят, физика высоких энергий или физика элементарных частиц) «добралась» лишь до масштабов $l \sim 10^{-15} - 10^{-16}$ см. Это значит, что известные физические эксперименты более или менее гарантируют применимость обычных пространственных представлений именно до указанных масштабов (отметим для сравнения, что комптоновская длина нуклона $\hbar/mc \sim 10^{-14}$ см и $\hbar c/E \sim 10^{-16}$ при энергии частицы $E \sim 1$ эрг $\sim 10^{12}$ эВ). Еще сравнительно недавно высказывались предположения, что существует какая-то фундаментальная длина $l_f \sim 10^{-17}$ см, так что при $l \leq l_f$ пространство становится уже «необычным» — как-то квантуется и т. п. Сейчас в связи с развитием единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий основания для введения длины $l_f \sim 10^{-17}$ см отпали, и вообще о фундаментальной длине почти перестали упоминать. Бросается в глаза, однако, тот разрыв на 17 порядков (!), который существует между наименьшими «обследованными» масштабами $l \sim 10^{-16}$ и гравитационной длиной $l_g \sim 10^{-33}$. Если даже весьма далеко экстраполировать и считать, скажем, что фундаментальная длина $l_f \sim 10^{-20}$ см, то и тогда разрыв между l_g и l_f колоссален. В то же время, насколько мы можем судить, сейчас нельзя указать никаких оснований на эксперименте возражений против существования фундаментальной длины $l_f < 10^{-17}$ см. Это не означает, конечно, что такая длина действительно существует. Возможно, что роль l_f играет как раз гравитационная длина l_g . Но в силу сказанного нельзя утверждать, что пределы применимости ОТО определяются параметрами (23). Напротив, если существует какая-то фундаментальная длина l_f , то, как можно думать, границы ОТО определяются параметрами

$$l_f, t_f \sim \frac{l_f}{c}, \quad \rho_f \sim \frac{\hbar}{cl_f^4} \sim \rho_g \left(\frac{l_g}{l_f} \right)^4. \quad (24)$$

При $l_f \sim 10^{-17}$ см время $t_f \sim 10^{-27}$ с и максимальная плотность $\rho_f \sim 40^{30}$ г/см³ $\sim 10^{-64}$ ρ_g . Как ни велико даже при $l_f \sim 10^{-20}$ см отличие между значениями l_f , t_f , ρ_f и гравитационными параметрами (23), оно затрагивает только микромаштабы и существенно ³³ вблизи классических сингулярностей *), а также в теории реликтовых черных минидыр. Последняя тема — вопрос о черных дырах с малой массой, которые «испаряются»

*) Термин «классическая сингулярность» означает, что имеется в виду сингулярность, появляющаяся в классической (неквантовой) теории, в частности в ОТО. Нет никаких оснований полагать, что какая-то сингулярность сохранится и в квантовой области и вообще в «истинной» теории гравитации, выходящей за рамки ОТО. Заметим, что в работе ³⁸ проводится анализ поведения физических часов при приближении к классической сингулярности. При этом делается вывод, что любые часы при достаточном приближении к сингулярности «отказывают» и не могут измерять собственное время. Отсюда следует вывод ³⁸ о неприменимости ОТО вблизи сингулярности. Можно видеть, однако, что соответствующее ограничение, по-видимому, не сильнее квантовых ограничений $M \gg M_g$, $l \gg l_g$ и т. д.

(излучают фотоны и другие частицы) при учете квантовых эффектов³⁴, принадлежит к числу самых интересных в физике и астрофизике последних лет. Однако этой и родственных проблем мы здесь касаться не можем (см. ³⁵⁻³⁷).

Тот факт, что выявляются границы применимости ОТО (даже если она в точности справедлива в классической области) при учете квантовых эффектов, а, возможно, также и в случае существования фундаментальной длины *) $l_f \gg l_g$, представляется имеющим большое принципиальное значение. Исследование пространственно-временной области вблизи сингулярностей, появляющихся в ОТО, создание квантовой теории гравитации и квантовой космологии, связь этих вопросов с микрофизикой — все это проблемы первостепенного значения, привлекающие к себе в настоящее время пристальное внимание. В этом можно видеть и одно из свидетельств того, как ОТО и теория гравитации в целом после многих лет, если не забвения, то известной изоляции, вышли на широкий простор, занимают в физике все более видное место. Вместе с тем вряд ли уместно и целесообразно связывать проблему сингулярности с вопросом об экспериментальной проверке ОТО. Скорее даже напротив: для того чтобы обобщать ОТО на квантовую область, крайне важно быть уверенным в том, что она справедлива в классической области. Именно так и можно сейчас определить цель экспериментальной проверки ОТО — доказать ее применимость в области сильных гравитационных полей, но еще вдали от «истинных» сингулярностей.

7. Чрезвычайно важно, что такая задача — проверка ОТО в сильном поле, но вдали от сингулярности — оказывается самым тесным образом связанной с актуальнейшими в физическом, астрофизическом и космологическом планах вопросами о существовании, образовании и поведении «черных дыр».

Весьма любопытно, что понятие о черных дырах было, по сути дела, введено Лапласом еще в конце XVIII века⁴⁰. Лаплас отметил, что, согласно корпускулярной теории света и ньютоновской теории тяготения, достаточно массивное тело не может испускать света. В самом деле, корпускула с массой m может уйти на бесконечность (излучиться) только в том случае, если ее начальная кинетическая энергия $mv_0^2/2$ на фотосфере звезды с массой M и радиусом r больше или равна $mv_0^2/2 = GmM/r$ (здесь, разумеется, инертная и тяготеющая массы корпускулы m считаются равными друг другу). Но скорость света $v_0 = c$, и поэтому свет может испуститься (уйти далеко от звезды) только при условии $r > r_g = 2GM/c^2$. Получение таким способом точного выражения для гравитационного радиуса (см. (7)) является, конечно, случайностью, поскольку использованные выражения к свету в точности неприменимы. Но если бы мы выше более современным образом заменили $mv_0^2/2$ не на $mc^2/2$, а на mc^2 , то разница получилась бы только в два раза. Физику же дела приведенный расчет передает правильно. О черных дырах вспомнили, по-видимому, лишь почти через 250 лет — в 1939 г., но уже на основе ОТО⁴¹. Прошло еще 25—30 лет (и примерно 50 лет после создания ОТО), прежде чем черные дыры заняли заметное, а затем и видное место в физике и астрономии. Причину можно видеть в том, что гравитационный радиус звезды с массой M , которая порядка массы Солнца M_\odot , составляет только несколько километров (см. (7)), что значительно меньше радиуса обычных звезд (для Солнца $r_\odot/r_g \sim 2 \cdot 10^5$, где $r_\odot = 7 \cdot 10^{10}$ см — радиус фотосферы). В таких условиях решение Шварцшильда (9), относящееся только к вакууму (области вне звезды), нужно

*) См. ³⁸, где приводится аргумент в пользу того, что $l_f \sim l_g$.

лишь для учета тех поправок порядка $|\Phi|/c^2 \sim r_g/r$, о которых мы говорили ранее. Поэтому и до сих пор в некоторых курсах ОТО гравитационный коллапс и черные дыры рассматриваются, скорее, как некоторая экзотика.

Между тем именно в случае справедливости ОТО можно было бы ожидать появления большого количества черных дыр. Дело в том, что остывшие («выгоревшие») звезды могут оставаться в состоянии белых карликов, только если их масса $M \leq (1,2 - 1,4) M_\odot$; для нейтронных звезд $M \leq 3M_\odot$. Правда, последний результат зависит от некоторых не вполне строгих предположений об уравнении состояния ядерного вещества, но в общем достаточно надежен. Холодные звезды с $M > 3M_\odot$ или, во всяком случае, с $M > 5M_\odot$ должны, согласно ОТО, коллапсировать неограниченным образом, образуя черные дыры. Это значит, что в сопутствующей поверхности звезды системе отсчета эта поверхность в какой-то момент пересекает шварцшильдову сферу с радиусом r_g . Для удаленного же от звезды наблюдателя она «застывает», быстро приближаясь к размеру $r = r_g$. Поле вне застывшей звезды при этом в рамках ОТО строго описывается решением (9), для которого $g_{00} \rightarrow 0$ и $g_{rr} \rightarrow -\infty$ при $r \rightarrow r_g$. Тем самым гравитационное поле застывшей звезды (или, если угодно, сформировавшейся черной дыры) является очень сильным — его нельзя аппроксимировать несколькими членами рядов типа (12). Правда, нужно подчеркнуть, что сингулярность Шварцшильда, как иногда называют особенность, имеющую место для решения Шварцшильда (9) при $r = r_g$, не является «истинной» особенностью гравитационного поля в том смысле, как это понятие использовалось выше. Именно, при $r \rightarrow r_g$ компоненты пространственного тензора кривизны конечны, а определитель $g \equiv |g_{ik}| = -r^4 \sin^2 \theta$ никакой особенности также не имеет. «Наблюдатель», падающий вместе с веществом звезды, при пересечении сферы Шварцшильда этого пересечения «не заметит», и, таким образом, особенность на сфере $r = r_g$ не является «истинной» *). Но вряд ли ее следует называть «фиктивной», поскольку для внешнего наблюдателя именно сфера Шварцшильда является «горизонтом событий»: имеет указанный выше смысл сферы, на которой звезда «застывает». Для вращающихся черных дыр картина несколько сложнее, но горизонт событий также, вообще говоря, имеется (речь идет о решении Керра; за всеми подробностями отсылаем к ^{9, 11}).

Многие звезды имеют массу $M \gg M_\odot$ и поэтому, казалось бы, после остывания должны превратиться в черные дыры. Газ, скапливающийся в центральных областях шаровых скоплений и галактик, также в конце концов должен, как можно думать, образовывать черные дыры большой массы. В силу этого выше и было отмечено, что в рамках ОТО можно ожидать появления черных дыр не как исключительных объектов, а как часто встречающегося естественного продукта эволюции массивных тел.

Фактически, однако, черные дыры еще с уверенностью не обнаружены ни в одном случае, хотя их настойчиво ищут как среди звезд, так и в ядрах галактик и квазаров уже лет пятнадцать. Такая ситуация нуждается в комментариях.

Несмотря на то, что из ОТО, несомненно, следует, что черные дыры могут существовать, их появление вовсе не обязательно. Действительно, в процессе сгорания ядерного топлива звезда может взрываться и в неко-

*) Заметим, что для достаточно массивных черных дыр (при $M \gg M_\odot$) плотность ρ при приближении радиуса звезды к гравитационному радиусу остается еще не слишком большой, скажем, не выше плотности вещества в ядрах $\rho_{\text{я}} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Действительно, плотность $\rho_0 = 3M/4\pi r_g^3 = 3c^6/32\pi G^3 M^2$, поскольку $r_g = 2GM/c^2$; поэтому, например, для $M = 10M_\odot$ плотность $\rho_0 \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

торых случаях безусловно взрывается (новые и сверхновые звезды). При взрыве звезда «сбрасывает» оболочку, причем оставшаяся масса может быть меньше $3M_{\odot}$ или меньше $1,2M_{\odot}$, что позволяет избежать образования черной дыры. Расчет ряда звездных моделей приводит именно к такому результату. В случае галактических ядер также можно в принципе избежать коллапса за счет ядерных взрывов или перераспределения энергии между звездами в скоплении (в последнем случае считаем, что галактическое ядро представляет собой плотное звездное скопление)⁴². Нужно при этом иметь в виду, что звезды, их скопления и газовые массы, вообще говоря, вращаются. При их сжатии с сохранением момента количества движения скорость вращения возрастает, что препятствует коллапсу *). Потеря же массой момента количества движения является относительно медленным процессом. Коротко говоря, образование черных дыр может происходить с большим трудом и достаточно медленно, а, быть может, практически и вообще не происходить за 10—20 миллиардов лет.

Итак, если черные дыры не будут обнаружены, то это еще не доказывает несправедливость ОТО в сильном поле, хотя и требует специальных объяснений. Против ОТО свидетельствовало бы обнаружение стабильных холодных звезд с массой $M > 3M_{\odot}$ (или, для осторожности, с еще большей массой). Против ОТО свидетельствовало бы также поведение компактной звезды (с большой массой), противоречащее предсказаниям ОТО (отсутствие горизонта событий в условиях, когда, согласно ОТО, он обязательно должен существовать, как это имеет место для невращающейся или не слишком быстро вращающейся звезды **). Обнаружение черных дыр, напротив, явилось бы веским подтверждением ОТО, хотя для количественной проверки (скажем, доказательства справедливости решения (9)) самого факта существования горизонта событий еще мало.

Как же обстоит дело с поисками черных дыр? Черную дыру можно обнаружить либо по ее гравитационному воздействию на другую звезду в двойной системе, либо по специфическому свечению, возникающему при аккреции на черную дыру газа, падающего из межзвездной среды или истекающего из звезды-компаньона^{11a}. Поиски черных дыр в двойных системах привели пока что к выявлению лишь одного «кандидата» в черные дыры; им является довольно яркая «рентгеновская звезда» — двойная система Cyg X-1 (Лебедь X-1), исследуемая уже несколько лет. Масса компактного компонента этого источника, по-видимому, превосходит $5M_{\odot}$, в силу чего и имеется подозрение, что наблюдается черная дыра. Колебания рентгеновской светимости источника и его спектр также необычны — не такие, как в случае аккреции на нейтронную звезду. Тем не менее ясности в вопросе о природе Cyg X-1 еще нет. Последний обзор на эту тему^{43a}, написанный тремя американскими и двумя советскими астрофи-

*) Для облака газа с размером $r_1 \sim 10^{18}$ см и характерной скоростью движения газа $v_1 \sim 10^6$ см/с произведение $r_1 v_1 \sim 10^{24}$ и таков же, по порядку величины, момент количества движения в газе в расчете на 1 г. При сжатии облака до размеров r_2 порядка гравитационного радиуса r_g газ движется со скоростью $v_2 \sim c$, и, следовательно, $r_2 v_2 \sim c r_g \sim 10^{16} M/M_{\odot} \text{ см}^2/\text{с}$, где M — масса газа. Очевидно, что при $M/M_{\odot} \sim 10$ отношение $r_1 v_1 / r_2 v_2 \sim 10^7$, т. е. до образования черной дыры момент количества движения облака должен уменьшиться на 6—7 порядков. В модели магнитоида⁴⁴, в которой учитывается влияние магнитного поля, уменьшение момента количества движения обеспечивается, правда, за достаточно короткое время^{44b}. При этом, однако, фрагментация и ядерные взрывы все равно могут помешать коллапсу с образованием черной дыры.

**) По предположению, именуемому гипотезой космической цензуры, в рамках ОТО образующаяся при коллапсе истинная сингулярность всегда окружена горизонтом событий, если только метрика на бесконечности является галилеевой. Эта гипотеза не доказана, с чем и связана осторожность, проявляемая при формулировке предположения о том, что отсутствие горизонта противоречит ОТО.

зиками, начинается словами: «Мы были бы счастливы, если бы Cyg X-1 оказался черной дырой. Но, честно говоря, полной уверенности в этом у нас пока нет». Правда, статья ^{43a} заканчивается замечанием, что «По-видимому, Cyg X-1 должен быть ближайшей аккрецирующей черной дырой», но в целом вопрос открыт (возможное альтернативное предположение состоит в том, что Cyg X-1 представляет собой не двойную, а тройную систему *). В отношении галактических ядер и квазаров (или, точнее, ядер этих ядер и квазаров) ситуация еще более неопределенная. Сейчас конкурируют ^{44a} в основном три модели ядер: плотное скопление звезд, магнитоплазменное тело (магнетод или спинар) и массивная черная дыра. Последняя модель, во всяком случае, не более вероятна, чем модель магнетода. Вместе с тем имеются аргументы ⁴², свидетельствующие против присутствия очень массивных черных дыр в центре Галактики и, возможно, других галактик, а также шаровых скоплений. Здесь не место вдаваться в подробности, но складывается впечатление, что черные дыры со звездными массами ($M < (20 - 50) M_{\odot}$), — во всяком случае, большая редкость. Прямые указания на существование массивных черных дыр ($M > (10^2 - 10^3) M_{\odot}$) вообще отсутствуют, хотя в некоторых случаях (например, в ядре радиогалактики Цева А=М87) имеются известные указания ^{44b}, позволяющие подозревать присутствие черной дыры (предположение о наличии черной дыры, однако, не только не доказано, но и встречает серьезные возражения).

Если черные дыры не будут обнаружены, то вопрос о подтверждении справедливости ОТО в сильных полях останется, вероятно, открытым на неопределенное время. Обнаружение же черных дыр, как уже подчеркивалось, качественно подтвердит ОТО, а исследование этих дыр может послужить эффективным методом количественной проверки ОТО в сильном поле.

В такой ситуации приобретает, естественно, большой интерес анализ теоретических возможностей в отношении построения теорий гравитации, в которых черные дыры не могут появляться. Такие теоретические схемы известны ⁴⁵⁻⁴⁸. При этом, например, в работе ⁴⁷ попытка построить новую (отличную от ОТО) теорию гравитации мотивируется именно сомнением в возможности существования черных дыр. Такие сомнения вообще довольно распространены (в качестве последнего известного примера см., например, ²⁸). Поэтому хотелось бы еще раз подчеркнуть, что нам черные дыры представляются вполне разумным и непротиворечивым следствием ОТО, вовсе не требующим ее изменения (в отличие от ситуации с «истинными» сингулярностями). Но когда становится вопрос о проверке ОТО, то нельзя принимать заранее, что черные дыры могут существовать.

Все упомянутые работы ⁴⁵⁻⁴⁸ базируются на введении «априорной геометрии» ⁹ в том смысле, что помимо метрического тензора g_{ik} рассматривается также еще один метрический тензор γ_{ik} (поэтому теория ⁴⁷ называется биметрической, и этот термин можно с основанием применять и к другим подобным схемам). Тензор γ_{ik} задан и отвечает плоскому пространству-времени (т. е. может быть выбран в форме (2) с $\gamma_{00} = 1$ и т. д.). Описание гравитационного поля только с помощью одного метрического тензора g_{ik} основано на принципе эквивалентности. Введение второго тензора γ_{ik} связано поэтому с каким-то отказом от принципа эквивалентности,

*) Высказывалось также предположение ^{43b}, что при наличии очень сильного магнитного поля масса еще не коллапсировавшей холодной звезды может существенно превосходить значение $3M_{\odot}$. Предполагалось также ^{43b}, что излучение Cyg X-1 связано не с аккрецией газа на компактную звезду, а с магнитными эффектами в двойной звездной системе.

но, разумеется, конкретные варианты биметрических теорий строятся с учетом известных из опыта фактов. В качестве примера укажем, что в ⁴⁷ выбрана система уравнений, для которой вакуумное сферически-симметричное решение для g_{ik} определяется выражением *)

$$\begin{aligned}
 ds^2 &= e^{-r g/\rho} c^2 dt^2 - e^{r g/\rho} [d\rho^2 + \rho^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)] = \\
 &= \left[1 - \frac{r_g}{\rho} + \frac{1}{2} \left(\frac{r_g}{\rho} \right)^2 + \dots \right] c^2 dt^2 - \\
 &- \left[1 + \frac{r_g}{\rho} + \frac{1}{2} \left(\frac{r_g}{\rho} \right)^2 + \dots \right] [d\rho^2 + \rho^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)]. \quad (25)
 \end{aligned}$$

Отсюда и из (10), (11) следует, что в слабом поле выражения для ds^2 в ОТО и в биметрической теории совпадают — это обеспечивает идентичность результатов для соответствующих эффектов, наблюдаемых в Солнечной системе. Вместе с тем решение (25) не имеет никакой особенности на гравитационном радиусе r_g , и, конкретно, компонента g_{00} при $r = 4\rho = r_g$ не обращается в нуль, в отличие от решения Шварцшильда (9), (10). Поэтому черные дыры, согласно (25), не существуют. В работе ⁴⁹ теория ⁴⁷ была использована для решения задачи о максимально возможной массе M_{\max} нейтронной звезды. В определенных предположениях об уравнении состояния вещества, приводящих в ОТО к значению $M_{\max} = 1,46 M_{\odot}$, в ⁴⁹ получено значение $M_{\max} = 8,1 M_{\odot}$ (правда, вопрос об устойчивости полученного решения не исследовался). Если $M > M_{\max}$, то согласно биметрической теории ⁴⁹ должен произойти коллапс, но, по-видимому, никакого горизонта событий (черной дыры) не образуется, т. е. удаленный «наблюдатель» может проследить падение вещества на центр звезды. Там, видимо, имеется «истинная» сингулярность, но вопрос о ее характере и даже самом существовании, насколько нам известно, с должной детальностью еще не был рассмотрен.

Сделанными замечаниями мы по существу и ограничимся. Биметрические теории, вообще говоря, значительно сложнее ОТО, а их исследование находится в начальной стадии. Между тем даже ОТО, изучаемая десятилетиями, неоднократно преподносила сюрпризы и отнюдь не может считаться простой и прозрачной во всех своих математических и физических аспектах. Определенные указания на трудности, с которыми сталкиваются биметрические теории, уже появились ^{50, 51}, но еще не ясно, что нельзя построить непротиворечивую биметрическую теорию *). Впрочем, нет оснований ограничиваться только анализом биметрических теорий, поскольку известны и другие заслуживающие внимания предложения ^{28, 52, 53}. Так, в ⁵³ развивается теория с несимметричным тензором g_{ik} , которой была посвящена последняя работа Эйнштейна ⁵⁵. Особенно инте-

*) Обозначения здесь изменены по сравнению с ⁴⁷ и, главное, радиальная переменная ρ считается такой же, как в «изотропных» сферических координатах (см. (10)). Как известно, в теориях гравитации вопрос о выборе и смысле координат при сопоставлении наблюдений с теорией не тривиален, с чем и связана сделанная оговорка.

**) Согласно ⁵¹, в известных биметрических теориях излучаются гравитационные волны с отрицательной энергией, в силу чего излучающая система (скажем, двойная звезда) может, излучая, повышать свою энергию. Подобный вывод представляется явно недопустимым, свидетельствующим о непригодности теории. Вопрос о том, нельзя ли построить какую-либо биметрическую теорию, лишенную отмеченного дефекта, остается еще неясным, но отмеченная трудность кажется имеющей глубокий характер. Появление решений с отрицательной энергией препятствует также обобщению ОТО путем введения членов с высшими производными ⁵⁴, для чего, казалось бы, имеются основания ¹².

ресной, по крайней мере для макрофизики, представляется нам попытка ²⁸ построить тетрадную теорию гравитации, удовлетворяющую всем основным принципам ОТО, но отличную от нее. К сожалению, анализ варианта ²⁸ далек от завершенности, и сейчас предсказать его судьбу невозможно.

* * *

Общая теория относительности начала свой путь более семи десятилетий назад, более шести десятилетий она изучается в ее современной форме. За это время сменились уже несколько поколений физиков и астрономов, причем были сделаны открытия непреходящего значения. На долгие годы (особенно с конца 20-х до примерно конца 50-х годов) ОТО оказалась, однако, как бы в стороне от магистральных дорог развития науки, сейчас же она находится (можно сказать, опять находится) в центре внимания. В более узком плане экспериментальной проверки ОТО также имели место взлеты и падения, связанные с появлением тех или иных неясностей или сомнений (еще раз упомянем, для примера, трудности при наблюдении красного смещения спектральных линий в солнечном спектре и вопрос о сплюснутости Солнца). Но сегодня ОТО в отношении ее согласия с экспериментами и наблюдениями находится в лучшей ситуации, чем когда-либо ранее. Нет ни малейших указаний на какую-то неточность ОТО в слабых гравитационных полях, и все предсказания теории, которые удалось проверить, подтвердились. Экспериментальные исследования в слабом поле продолжаются, и через несколько лет соответствующий материал будет значительно богаче, чем сейчас. Вместе с тем центр тяжести в изучении ОТО, ее применений и проверки явно переместился в область сильных гравитационных полей. Если ОТО, как классическая теория гравитации, точна, то основным является вопрос об ее квантовом обобщении и соответствующем исследовании области вблизи классических сингулярностей. Здесь космология, и ОТО в целом, смыкается с микрофизикой. В классической (неквантовой) области в настоящее время центральной для ОТО и ее проверки представляется проблема черных дыр — их обнаружения и изучения. До тех пор, пока черные дыры не будут найдены, трудно, если не невозможно, быть вполне уверенным в справедливости ОТО и в сильных полях. Обнаружение черных дыр явилось бы еще одним подлинным триумфом ОТО, а их последующее исследование — методом количественной проверки ОТО в сильном поле.

Когда ситуация прояснится? Очень трудно дать ответ. Но если обнаружить черную дыру можно, что называется, в любой момент, то количественная проверка ОТО «с использованием» черных дыр явно потребует длительного времени. К счастью, как уже подчеркивалось выше, наука не развивается путем строго последовательного продвижения вперед, когда каждый следующий шаг делается после доказательства полной обоснованности предыдущего. ОТО приносила важнейшие результаты, даже когда была проверена менее убедительным образом, чем сейчас. Движение вперед будет, конечно, продолжаться, и лишь как о предостерегающем сигнале мы должны помнить о том, что черные дыры еще надежно не обнаружены и общая теория относительности для сильного гравитационного поля с экспериментальной точки зрения непосредственно еще не проверена.

Здесь нельзя не подчеркнуть, с другой стороны, что, помимо логических аргументов, экспериментальных данных и теоретического анализа, каждый физик руководствуется также своей интуицией, верит в тот или иной характер дальнейшего развития исследований. Правда, из осторожности чаще всего стараются не делать прогнозов, да и вероятность ошибки

при оценках принципиальных вопросов действительно достаточно велика. Тем не менее, закончив выше настоящую статью утверждением, правильным с фактической точки зрения, автор хотел бы не скрывать и своего интуитивного мнения. Именно, глубокая простота и стройность, а также вся предшествующая история развития общей теории относительности позволяют думать (или, если угодно, верить), что эта теория строго справедлива и в сильных полях вплоть до некоторой пространственно-временной области вблизи истинных сингулярностей, где уже нужно учитывать квантовые и, возможно, какие-то иные микрофизические эффекты. С этой точки зрения черные дыры безусловно могут существовать, и если они не будут обнаружены, то это нужно связывать с условиями их образования; эти условия в конкретной космической обстановке вполне могут оказаться достаточно неблагоприятными. Вместе с тем, повторим это еще раз, вполне возможно, что черные дыры удастся обнаружить и даже в самом близком будущем.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 3.— М.: Наука, 1966, с. 432.
2. Гинзбург В. Л.— Вопросы философии, 1972, № 11, с. 14; в кн. Философские проблемы астрономии XX века.— М.: Наука, 1976.— С. 57; см. также: Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1975, v. 15, p. 265.
3. Mansouri R., Sexl R. U.— Gen. Relat. and Gravit., 1977, v. 8, p. 497, 515, 809.
См. также Newman D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1355.
4. Коноплева Н. П.— УФН, 1977, т. 123, с. 537.
5. Руденко В. Н.— УФН, 1978, т. 126, с. 361.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.— М.: Наука, 1973.
7. Меллер К. Теория относительности.— М.: Атомиздат, 1975.
8. Вейнберг С. Гравитация и космология.— М.: Мир, 1975.
9. Мизнер К., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т. 1—3.— М.: Мир, 1977.
10. Эйнштейн А. Собрание научных трудов.— М.: Наука, 1965.— Т. 1, с. 601.
11. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. а) Теория тяготения и эволюция звезд.— М.: Наука, 1971; б) Строение и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975.
12. Гинзбург В. Л., Киржниц Д. А., Любушин А. А.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 451; см. также в кн. Гравитация.— Киев: Наукова думка, 1972.— С. 40.
13. Kirzhnits D. A., Linde A. L.— Ann. Phys. (N.Y.), 1976, v. 104, p. 195.
14. Гинзбург В. Л.— УФН, 1956, т. 59, с. 11; в кн. Эйнштейн и современная физика (сборник памяти А. Эйнштейна).— М.: Гостехиздат, 1956.— С. 93; см. также УФН, 1963, т. 81, с. 739.
15. Гинзбург В. Л.— В кн. Эйнштейновский сборник. 1967.— М.: Наука, 1967. С. 80 — Astronaut. Acta, 1966, v. 12, p. 136.
16. Dicke R. H., Roll P. G., Krotkov I.— Ann. Phys. (N.Y.), 1964, v. 26, p. 442.
17. Брагинский В. Б., Панов В. И.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 873. См. также: Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах.— М.: Наука, 1974.
18. Nordtvedt K.— Phys. Rev., 1968, v. 169, p. 1014; v. 170, p. 1186.
19. Williams J. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 551. Counselman Ch. C. et al.— Ibid., p. 555.
20. Гравитация и относительность: Сб. статей./Под ред. Х. Цзю, В. Гоффмана.— М.: Мир, 1965.
21. Will C. M.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 10, p. 2330. Nordtvedt K.— Ibid., 1975, v. 11, p. 245. Haugan M. P., Will C. M.— Ibid., 1977, v. 15, p. 2711.
22. Shapiro I. I.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 789.
23. Lense J., Thirring H.— Phys. Zs., 1918, Bd. 49, S. 156.
24. Гинзбург В. Л.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 213; см. также: УФН, 1957, т. 63, с. 119.
25. Braginsky V. B., Caves C. M., Thorne K. S.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 2047.
26. Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике.— М.: Наука, 1974; см. также: Природа, 1976, № 6, с. 73.

27. Гинзбург В. Л.—В кн. Эйнштейн и развитие физико-математической мысли.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.— С. 117; In: Recent Developments in General Relativity.— Pergamon Press, PWN, 1962.— P. 57; in: Proc. on Theory of Gravitation.— Paris, Warszawa: Gauthier-Villars, PWN, 1964.— P. 55.
28. Møller C. On the Crisis in the Theory of Gravitation and the Possible Solution.— Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1978, Bd. 39, Nr. 13.
29. Brecher K.— Astrophys. J. (Lett.) 1978, v. 219, p. L117.
30. Хокинг С., Эллис Дж. Крупномасштабная структура пространства-времени.— М.: Мир, 1977.
31. Пенроуз Р. Структура пространства-времени.— М.: Мир, 1972.
32. Уилер Дж. Предвидение Эйнштейна.— М.: Мир, 1970.
33. Гинзбург В. Л.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 514. Гинзбург В. Л., Фролов В. П.— Письма Астрон. ж., 1976, т. 2, с. 474.
34. Hawking S. W., — Nature, 1974, v. 248, p. 30; Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 14, p. 2460; Comm. Math. Phys., 1975, v. 43, p. 199.
35. Марков М. А., In: Gravitational Radiation and Gravitational Collapse/Ed, C. De Witt.— IAU, 1974.— P. 106, см. также Марков М. А. О природе материи.— М.: Наука, 1976.— С. 151, 159.
36. Фролов В. П.— УФН, 1976, т. 118, с. 475; см. также сб. Черные дыры.— М.: Мир, 1978.
37. Зельдович Я. Б.— УФН, 1977, т. 123, с. 487.
38. Møller C. On the Behaviour of Physical Clocks in the Vicinity of Singularities of a Gravitational Field: Nordita publication No. 672 — 1977.
39. Горелик Г. Е., Озерной Л. М.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 419.
40. Laplace P. S. Le systeme du monde. V. II — Paris: 1975.— Ссылку на английское издание и фотокопию соответствующей страницы французского издания см. в⁹.
41. Oppenheimer J. R., Snyder H.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 455.
42. Докучаев В. И., Озерной Л. М.— Письма Астрон. ж., 1977, т. 3, с. 391; Астрон. ж., 1978, т. 55, с. 27. Bailey M. E., Clube S. V. M.— Nature, 1978, v. 275, p. 278.
43. а) Eardley D. W., Lightman A. P., Shakura N. I., Shapiro S. L., Sunyaev R. A.— Comm. Astrophys., 1978, v. 7, p. 151; УФН, 1978, т. 120, с. 545.
б) Ardavan H., Partovi M. H.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 1664.
в) Bahcall J. H., Kulsrud R. M., Rosenbluth M. N.— Nature Phys. Sci., 1973, v. 243, p. 27.
44. а) Гинзбург В. Л., Озерной Л. М.— Astrophys. and Space Sci., 1977, v. 48, p. 401. См. также: УФН, 1976, т. 120, с. 309.
б) Ozernoi L. M., Somov B. V., Usov V. V.— Astrophys. and Space Sci., 1971, v. 11, p. 244; v. 12, p. 267.
в) Young P. J. et al.— Astrophys. J., 1978, v. 221, p. 721, 731.
45. Lightman A. P., Lee D. L.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 3293.
46. Ni W. T.— Ibid., 1973, v. 7, p. 2880.
47. Rosen N.— Ann Phys. (N.Y.), 1974, v. 84, p. 455; см. также: Gen. Relat. and Gravit., 1976, v. 7, p. 839; v. 8, p. 617; 1978, v. 9, p. 339.
Stoeger W. R., Gen. Relat. and Gravit., 1978, v. 9, p. 165.
48. Логунов А. А., Фоломешкин В. Н.— Теор. и мат. физ., 1972, т. 32, с. 147, 167.
49. Rosen J., Rosen N.— Astrophys. J., 1975, v. 202, p. 782.
50. Yilmaz H.— Gen. Relat. and Gravit., 1977, v. 8, p. 957.
51. Will C. W.— Astrophys. J., 1977, v. 214, p. 826.
52. Hehl F. W., Von der Heyde P., Kerlick G. D.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 10, p. 1066.
53. Moffat J. W.— Ibid., 1977, v. 15, p. 3520; 1978, v. 17, p. 396.
54. Stelle S.— Gen. Relat. and Gravit., 1978, v. 9, p. 353.
55. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 2.— М.: Наука, 1966.— С. 849.
56. Taylor J. H., Fowler L. A., McCulloch P. M.— Nature, 1979, v. 277, p. 437.
57. Hsu J. P.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 3164.