Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 1, стр. 10 – 12 *10 июля 1988 г.*

О НЕВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ В РТГ НЕСТАТИЧЕСКИХ ТЕЛ С РАДИУСОМ МЕНЬШЕ ИЛИ РАВНЫМ ГРАВИТАЦИОННОМУ

А.А.Власов, А.А.Логунов

Для сферически симметричного решения уравнений релятивистской теории гравитации доказано существование истинной особенности на сфере Шварцшильда, что приводит в РТГ к отсутствию черных дыр общей теории относительности, а также неотвратимого гравитационного сжатия.

Релятивистская теория гравитации (РТГ) была предложена в [1] и разрабатывается в [2,3]. РТГ основывается на пространстве Минковского M_4. Это означает, что исходным, базовым пространством для всех физических процессов, включая гравитацию, является пространство M_4 с метрикой γ_{ij}, для описания которого достаточно взять одну карту (например, галилеевы координаты t, x, y, z). Физические явления с участием гравитации в РТГ можно эффективно описывать некоторым искривленным пространством M_4^*, наделенным псевдоримановой метрикой g_{ij} так, что взаимодействующая гравитационно в пространстве M_4 материя становится в определенном смысле свободной в эффективном римановом пространстве M_4^*. Эффективное пространство (M_4^*, g_{ij}), построенное в РТГ над пространством Минковского, сохраняет простую топологию пространства Минковского и поэтому в РТГ нет необходимости в использовании набора карт для покрытия эффективного риманова пространства.

Для выделения истинно гравитационных эффектов на фоне координатно-индуцированных эффектов в РТГ необходимо найти отличие пространства (M_4^*, g_{ij}) от пространства (M_4, γ_{ij}). Полную систему уравнений РТГ мы возьмем в традиционной форме уравнений Гильберта – Эйнштейна и ковариантного уравнения связи g_{ij} и γ_{ij}:

$$R_{ij} - g_{ij}R/2 = 8\pi T_{ij}, \tag{1 а}$$

$$D_j(\sqrt{-g}\,g^{ij}) = 0, \tag{1б}$$

Здесь D_j – ковариантного по γ_{ij} производная. Следует особо подчеркнуть, что в силу наличия уравнений (1б), метрика γ_{ij} пространства Минковского непосредственно входит в уравнения РТГ и поэтому влияет на описание гравитационных процессов. Заметим, что уравнения (1б) не являются калибровочным условием, так как они существенно сказываются на гравитационной физике РТГ (см., например, [2, 3]). Уравнения (1б) не имеют никакого отношения и к выбору системы координат. Система координат в РТГ задается выбором формы метрики γ_{ij}, а уравнения (1б), так же как и уравнения (1а), универсальны (то есть справедливы для всех гравитационных процессов) и общековариантны.

В ОТО нельзя ввести понятие пространства Минковского. Это является математическим фактом. Поэтому говорить о пространстве Минковского в ОТО бессмысленно. Утверждения, что РТГ и ОТО эквивалентны (см., например, [4]), ошибочны. В настоящей работе мы увидим на примере гравитационного коллапса, что физические следствия РТГ и ОТО существенно различны.

В работах [2], исходя из идеологии РТГ и уравнений (1), рассматривался сферически симметричный коллапс на примере простейшего решения – решения Толмена и было показано, что в РТГ не существует тел с радиусами меньше или равными радиусу Шварцшильда. В данной работе мы еще раз вернемся к этому вопросу и докажем справедливость данного вывода в общем случае, без аппеляции к конкретному внутреннему решению (типа Толмена для пыли без давления).

Согласно уравнениям РТГ (1) метрика эффективного риманова пространства g_{ij} вне сферически симметричного тела имеет вид

$$ds^2 = g_{ij}\,dx^i dx^j = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)dt^2 - \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\omega^2 \tag{2}$$

при метрике пространства Минковского

$$\gamma_{ij} = \mathrm{diag}\,(1, -1, -(r-m)^2, -(r-m)^2 \sin^2\theta). \tag{3}$$

Общий вывод об отсутствии в РТГ как статических, так и динамических (коллапсирующих) тел с радиусом меньше или равным гравитационному ($r_g \equiv 2m$) доказывается простым анализом внешнего решения (2) – (3). Доказательство состоит в том, что в РТГ, в отличие от ОТО, сингулярность на сфере Шварцшильда является истинной, а не координатной. Действительно, метрику g_{ij} (2) можно переписать в так называемых координатах Финкельштейна (τ, R) (см., например, §102 книги [5])

$$\tau = t + \int dr\,\frac{\sqrt{r_g/r}}{(1 - r_g/r)}\,; \qquad R = t + \int dr\,\frac{\sqrt{r/r_g}}{(1 - r_g/r)}\,, \tag{4}$$

так, что метрика в силу правил тензорного анализа

$$\bar{g}_{ij}(y) = (\partial x^p / \partial y^i)(\partial x^q / \partial y^j)\; g_{pq}(x)\,,$$

где

$$(x^i) = (t, r, \theta, \varphi), \quad (y^i) = (\tau, R, \theta, \varphi) \text{ и } \partial t/\partial\tau = -(r/r_g)\cdot(\partial t/\partial R) = (1 - r_g/r)^{-1}\,,$$

$$\frac{\partial r}{\partial \tau} = -\frac{\partial r}{\partial R} = -\sqrt{r_g/r}$$

принимает нестационарную форму, удобную для анализа коллапсирующего тела [5]:

$$\bar{g}_{ij} = \mathrm{diag}\,(1, -r_g/r, -r^2, -r^2\sin^2\theta), \tag{5}$$

где

$$r = (r_g)^{1/3}\,[\,3(R-\tau)/2\,]^{2/3}\,.$$

Из формы метрики $\bar{g}_{ij}$ (5) в ОТО делают вывод [5, 6], что истинной сингулярности на сфере Шварцшильда нет, поскольку преобразованиями координат (4) эта сингулярность в (5) устраняется. Отсюда приходят к представлению о черных дырах, как об объектах, самозамыкающихся внутри сферы Шварцшильда и недоступных для наблюдения извне, к возможности для нестатических тел иметь радиус меньше r_g, к неотвратимости гравитационного коллапса и т. п. В РТГ ситуация в корне меняется, поскольку в уравнения теории (1) входит неустрйнимым образом метрика плоского пространства γ_{ij}. Поэтому убирая сингулярность в метрике g_{ij} преобразованием координат, мы зарабатываем ее в преобразованной метрике плоского пространства. Действительно, применяя преобразования (4) к метрике γ_{ij} (3), получаем метрику $\bar{\gamma}_{ij}$, которая сингулярна при $r = r_g$;

$$\bar{\gamma}_{00} = (1 - r_g/r)^{-2} - r_g/r, \qquad \bar{\gamma}_{11} = (r_g/r)^2(1 - r_g/r)^{-2} - r_g/r,$$
$$\bar{\gamma}_{01} = r_g/r - (r_g/r)(1 - r_g/r)^{-2}, \quad \bar{\gamma}_{22} = \gamma_{22}, \; \bar{\gamma}_{33} = \gamma_{33}\,. \tag{6}$$

Данный факт неустранимости сингулярности в РТГ особенно ярко виден, если рассмотреть инвариант $I_1 = g^{ik}\gamma_{ik}$. Своим существованием этот вариант обязан наличию в РТГ как эффективного пространства с метрикой g_{ik}, так и пространства Минковского с метрикой γ_{ik}, отсутствующего в ОТО. Поэтому в ОТО инвариантов типа I_1 просто нет. Вычисление инварианта I_1 для решения (2) – (3) дает

$$I_1 = \frac{1}{1 - r_g/r} + 1 - r_g/r + 2\left(\frac{r-m}{r}\right)^2 , \qquad (7)$$

При преобразованиях координат I_1 не меняется, что легко можно проверить прямой подстановкой метрик $\tilde{g}_{ij}$ (5) и $\tilde{\gamma}_{ij}$ (6) в координатах (τ, R) (4). Как следует из (6), инвариант I_1 сингулярен при $r = r_g$. Аналогичным образом можно показать, что для решения (2) – (3) инварианты $I_2 = g_{ik}\gamma^{ik}$, $I_3 = R_{ikpq}\gamma^{ip}\gamma^{kq}$ также сингулярны на сфере Шварцшильда. Таким образом в РТГ поверхность Шварцшильда соответствует истинной сингулярности, неустранимой выбором системы координат.

Поскольку к отмеченной сингулярности пробная частица (или свет, или поверхность коллапсирующего тела) приближается асимптотически за бесконечное значение времени t пространства Минковского, то, согласно РТГ, в природе не существует сферически симметричных тел, статических и нестатических, с радиусом меньше или равным гравитационному. Следовательно в РТГ отсутствуют черные дыры общей теории относительности, а следовательно не происходит и катастрофического коллапса вещества.

Литература

1. *Логунов А.А., Власов А.А.* ТМФ, 1984, **60**, 3; *Власов А.А., Логунов А.А. Мествиришвили М.А.* ТМФ, 1984, **61**, 323; *Логунов А.А., Мествиришвили М.А.* ТМФ, 1984, **61**, 327.
2. *Власов А.А., Логунов А.А.* ТМФ, 1985, **63**, 3; 1986, **66**, 163; 1987, **70**, 171; 1987, **71**, 323.
3. *Логунов А.А., Мествиришвили М.А.* Основы релятивистской теории гравитации. М.: Изд-во МГУ, 1986; *Логунов А.А.* Лекции по теории относительности и гравитации. М.: Наука, 1987; *Логунов А.А., Лоскутов Ю.М., Мествиришвили М.А.* ТМФ, 1987, **73**, 163; *Власов А.А.* Вестн. МГУ. Сер. 3., 1988, **29**, № 1, 87; № 2,72; В сб.: Точные решения уравнений гравитационного поля и их физическая интерпретация. Тарту 1988, с. 76.
4. *Зельдович Я.Б., Грищук Л.П.* УФН, 1986, **149**, 695.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973.
6. *Новиков И.Д., Фролов В.Н.* Физика черных дыр. М.: Наука, 1986.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
25 мая 1988 г.