Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, Тензор энергии-импульса материи как источник гравитационного поля, *ТМФ*, 1997, том 110, номер 1, 5–24

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf949>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.207.199.55

26 апреля 2023 г., 10:52:10

А. А. Логунов*, М. А. Мествиришвили*

ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА МАТЕРИИ КАК ИСТОЧНИК ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Обсуждается гипотеза, что источником гравитационного поля является универсальный сохраняющийся тензор энергии-импульса материи. Из этой гипотезы непосредственно следует, что пространство-время обязательно должно быть римановым. В теории гравитации, которая может быть построена на этой основе, в отличие от ОТО, сохраняются понятия инерциальной системы координат, ускорения относительно пространства, законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения. Гравитационное поле в данной теории является физическим. Теория объясняет все наблюдаемые факты в Солнечной системе и предсказывает существование в однородной и изотропной Вселенной большой скрытой массы вещества, причем Вселенная может быть только "плоской". Теория изменяет сложившиеся представления о коллапсе тел с большой массой.

Все физические поля, в том числе и гравитационное, мы будем рассматривать в едином для всей материи псевдоевклидовом пространстве-времени с метрическим тензором $\gamma_{\mu\nu}(x)$. Интервал этого пространства записывается в произвольных координатах в форме

$$d\sigma^2 = \gamma_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (1)$$

В галилеевых координатах интервал пространства Минковского имеет обычный вид

$$d\sigma^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2. \quad (2)$$

В силу однородности и изотропности пространства Минковского для замкнутой физической системы существуют десять интегралов движения, т.е. имеют место законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения. Любое физическое поле в пространстве Минковского характеризуется плотностью тензора энергии-импульса $t^{\mu\nu}$, являющейся общей универсальной характеристикой для всех форм материи, которая удовлетворяет закону сохранения как локальному, так и интегральному. В произвольной системе координат локальный закон сохранения записывается в следующем виде:

$$D_\mu t^{\mu\nu} = \partial_\mu t^{\mu\nu} + \gamma^\nu_{\alpha\beta} t^{\alpha\beta} = 0, \quad (3)$$

здесь $t^{\mu\nu}$ — суммарная плотность тензора энергии-импульса всех полей материи; D_μ — ковариантная производная в пространстве Минковского; $\gamma^\nu_{\alpha\beta}$ — символы Кристоффеля,

* Институт физики высоких энергий

определяемые выражением

$$\gamma_{\alpha\beta}^\nu = \frac{1}{2}\gamma^{\nu\sigma}(\partial_\alpha\gamma_{\beta\sigma} + \partial_\beta\gamma_{\alpha\sigma} - \partial_\sigma\gamma_{\alpha\beta}). \quad (4)$$

Пусть L – скалярная плотность лагранжиана материи. В дальнейшем мы всегда будем иметь дело с плотностями скалярных и тензорных величин, определяемых по правилу

$$\tilde{\Phi} = \sqrt{-\gamma}\Phi, \quad \tilde{\Phi}^{\mu\nu} = \sqrt{-\gamma}\Phi^{\mu\nu}, \quad \gamma = \det(\gamma_{\mu\nu}). \quad (5)$$

Введение плотностей обусловлено тем, что в произвольных координатах инвариантный элемент объема в пространстве Минковского определяется выражением

$$\sqrt{-\gamma} d^4x. \quad (6)$$

В римановом пространстве вместо γ необходимо писать g . При получении уравнений Эйлера с помощью принципа наименьшего действия мы будем автоматически иметь дело с вариацией именно плотности лагранжиана. Согласно Гильберту плотность тензора энергии-импульса $t^{\mu\nu}$ выражается через скалярную плотность лагранжиана L следующим образом:

$$t^{\mu\nu} = -2\frac{\delta L}{\delta\gamma_{\mu\nu}}, \quad (7)$$

где

$$\frac{\delta L}{\delta\gamma_{\mu\nu}} = \frac{\partial L}{\partial\gamma_{\mu\nu}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial\gamma_{\mu\nu,\sigma}} \right), \quad \gamma_{\mu\nu,\sigma} = \frac{\partial\gamma_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma}. \quad (8)$$

Прежде чем перейти к выводу уравнений гравитационного поля, обратимся к электродинамике, в которой источником электромагнитного поля является сохраняющийся векторный ток j^ν , а само поле имеет векторную природу и описывается векторным потенциалом A^ν :

$$A^\nu = (\Phi, \vec{A}).$$

Запишем уравнения электродинамики Максвелла в произвольных координатах. Они имеют вид

$$\gamma^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta A^\nu + \mu^2 A^\nu = 4\pi j^\nu, \quad (9)$$

$$D_\nu A^\nu = 0. \quad (10)$$

Мы здесь для общности ввели массу фотона μ . В силу универсальности гравитации естественно объявить плотность тензора энергии-импульса материи $t^{\mu\nu}$ источником гравитационного поля, а само гравитационное поле описывать плотностью симметричного тензора $\tilde{\Phi}^{\mu\nu}$:

$$\tilde{\Phi}^{\mu\nu} = \sqrt{-\gamma}\Phi^{\mu\nu}. \quad (11)$$

В полной аналогии с электродинамикой Максвелла уравнения гравитационного поля можно записать в виде

$$\gamma^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\Phi}^{\mu\nu} + m^2 \tilde{\Phi}^{\mu\nu} = \lambda t^{\mu\nu}, \quad (12)$$

$$D_\mu \tilde{\Phi}^{\mu\nu} = 0, \quad (13)$$

здесь λ – некоторая постоянная. Исходя из принципа соответствия с законом тяготения Ньютона ее необходимо выбрать равной $\lambda = 16\pi$, m – масса гравитона. Плотность тензора энергии-импульса материи $t^{\mu\nu}$ состоит из плотности тензора энергии-импульса собственно гравитационного поля $t_g^{\mu\nu}$ и плотности тензора энергии-импульса вещества $t_M^{\mu\nu}$. Под веществом мы подразумеваем все поля материи, за исключением гравитационного поля,

$$t^{\mu\nu} = t_g^{\mu\nu} + t_M^{\mu\nu}. \quad (14)$$

Взаимодействие гравитационного поля и вещества учитывается в плотности тензора энергии-импульса вещества $t_M^{\mu\nu}$.

Эйнштейн еще в 1913 г. в работе [1] писал: “...что тензор гравитационного поля $\vartheta_{\mu\nu}$ является источником поля наравне с тензором материальных систем $\Theta_{\mu\nu}$. Исключительное положение энергии гравитационного поля по сравнению со всеми другими видами энергии привело бы к недопустимым последствиям”. Именно эту идею Эйнштейна мы и положили в основу построения релятивистской теории гравитации (РТГ). При построении общей теории относительности (ОТО) Эйнштейну не удалось ее реализовать, поскольку вместо тензора энергии-импульса гравитационного поля в ОТО возник псевдотензор гравитационного поля. Все это произошло из-за того, что Эйнштейн не рассматривал гравитационное поле как физическое (типа поля Фарадея–Максвелла) в пространстве Минковского. В ОТО именно поэтому не содержится метрика $\gamma_{\mu\nu}$ пространства Минковского. Из уравнений (12) следует, что эти уравнения будут нелинейными и для собственно гравитационного поля, поскольку плотность тензора $t_g^{\mu\nu}$ является источником гравитационного поля. Уравнения (12), которые мы формально по аналогии с электродинамикой положили в основу теории гравитации, нам необходимо вывести из принципа наименьшего действия, ибо только в этом случае мы будем иметь явное выражение для плотности тензора энергии-импульса гравитационного поля и полей вещества. Однако для этого требуется построить плотность лагранжиана вещества и гравитационного поля. При этом чрезвычайно важно это построение осуществить исходя из общих принципов. Только в этом случае можно говорить о теории гравитации.

Исходную скалярную плотность лагранжиана материи можно записать в виде

$$L = L_g(\gamma_{\mu\nu}, \tilde{\Phi}^{\mu\nu}) + L_M(\gamma_{\mu\nu}, \tilde{\Phi}^{\mu\nu}, \Phi_A), \quad (15)$$

здесь L_g – плотность лагранжиана гравитационного поля; L_M – плотность лагранжиана полей вещества; Φ_A – поля вещества.

Уравнения для гравитационного поля и полей вещества согласно принципу наименьшего действия имеют вид

$$\frac{\delta L}{\delta \tilde{\Phi}^{\mu\nu}} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\delta L_M}{\delta \Phi_A} = 0. \quad (17)$$

Уравнения (16) отличаются от уравнений (12) прежде всего тем, что в них вариационная производная от плотности лагранжиана берется по полю $\tilde{\Phi}^{\mu\nu}$, тогда как в уравнениях (12) согласно определению (7) входит вариационная производная от плотности лагранжиана по метрике $\gamma_{\mu\nu}$. Для того чтобы уравнения (16) для любой формы материи

сводились к уравнениям (12), необходимо предположить, что тензорные плотности $\tilde{\gamma}^{\mu\nu}$ и $\tilde{\Phi}^{\mu\nu}$ входят в плотность лагранжиана через единую плотность $\tilde{g}^{\mu\nu}$ в форме

$$\tilde{g}^{\mu\nu} = \tilde{\gamma}^{\mu\nu} + \tilde{\Phi}^{\mu\nu}, \quad \tilde{g}^{\mu\nu} = \sqrt{-g}g^{\mu\nu}. \quad (18)$$

Так, вполне естественно из-за действия тензорного гравитационного поля возникает эффективное риманово пространство. Другими словами, гравитационное поле частично подключается непосредственно к плотности метрического тензора $\tilde{\gamma}^{\mu\nu}$. Поскольку эффективная риманова метрика возникает на основе физического поля, которое задается в пространстве Минковского, то уже отсюда следует, что эффективное риманово пространство имеет достаточно простую топологию и задается в одной карте. Если, например, вещество сосредоточено в области островного типа, то в инерциальной галилеевой системе координат поле $\tilde{\Phi}^{\mu\nu}$ может убывать не медленнее чем $1/r$, но это сразу накладывает сильное ограничение на асимптотическое поведение метрики $g_{\mu\nu}$ эффективной римановой геометрии

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + O\left(\frac{1}{r}\right),$$

здесь $\eta_{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1)$. Если исходить просто из римановой метрики, то такие ограничения не возникают, поскольку асимптотика метрики $g_{\mu\nu}$ зависит даже от выбора трехмерных пространственных координат.

Следует особо подчеркнуть, что в РТГ не возникает каких-либо ограничений на выбор системы координат, кроме обычных хорошо известных. Координатная система может быть любой, лишь бы она осуществляла взаимно однозначное соответствие для всех точек инерциальной системы координат пространства Минковского. Таким образом, в РТГ нет необходимости вводить понятие какого-либо класса допустимых координатных систем. Может возникнуть вопрос: почему бы и в ОТО не ввести разделение метрики в форме (18)? Такая запись, конечно, в принципе возможна, но она в ОТО лишена физического смысла, а поэтому просто фиктивна, поскольку в уравнения Гильберта–Эйнштейна входит только величина $g_{\mu\nu}$, а следовательно, такое деление произвольно, и при нахождении решения для $g_{\mu\nu}$ нельзя определенно сказать, к какой метрике $\gamma_{\mu\nu}$ необходимо отнести полученное решение. Именно поэтому полевые представления не совместимы с ОТО, в которой риманово пространство имеет и сложную топологию. Условие (18) приводит к следующей структуре плотности лагранжиана:

$$L = L_g(\gamma_{\mu\nu}, \tilde{g}^{\mu\nu}) + L_M(\gamma_{\mu\nu}, \tilde{g}^{\mu\nu}, \Phi_A). \quad (19)$$

Отсюда, учитывая (16) и (18), непосредственно следует

$$\frac{\delta L}{\delta \tilde{\Phi}^{\mu\nu}} = \frac{\delta L}{\delta \tilde{g}^{\mu\nu}} = 0. \quad (20)$$

Вариацию от плотности лагранжиана по метрике $\gamma_{\mu\nu}$ можно записать в виде (см. приложение А, формула (А.17))

$$\frac{\delta L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\delta L}{\delta \tilde{g}^{\alpha\beta}} \frac{\partial \tilde{g}^{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}}, \quad (21)$$

звездочкой в формуле (21) обозначена вариационная производная от плотности лагранжиана по явно входящей в L метрике $\gamma_{\mu\nu}$. Согласно (7) выражение (21) можно переписать в форме

$$t^{\mu\nu} = -2 \frac{\delta L}{\delta \tilde{g}^{\alpha\beta}} \frac{\partial \tilde{g}^{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - 2 \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}}. \quad (22)$$

Учитывая в данном выражении уравнение (20), найдем

$$t^{\mu\nu} = -2 \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}}. \quad (23)$$

Сравнивая уравнение (23) с уравнением (12), получим условие

$$-2 \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{16\pi} \left[\gamma^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\Phi}^{\mu\nu} + m^2 \tilde{\Phi}^{\mu\nu} \right], \quad (24)$$

которое в случае его выполнения обеспечивает возможность получения уравнений гравитационного поля (12) и (13) непосредственно из принципа наименьшего действия. Поскольку в правую часть (24) не входят поля вещества, то это означает, что вариация плотности лагранжиана вещества L_M по явно входящей метрике $\gamma_{\mu\nu}$ должна быть равна нулю. Отсюда следует, что тензор $\gamma_{\mu\nu}$ не входит явно в выражение для плотности лагранжиана вещества L_M . Условие (24) тогда принимает вид

$$-2 \frac{\delta^* L_g}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{16\pi} \left[\gamma^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\Phi}^{\mu\nu} + m^2 \tilde{\Phi}^{\mu\nu} \right]. \quad (25)$$

Таким образом, все сводится к тому, чтобы найти плотность лагранжиана собственно гравитационного поля L_g , которая удовлетворяла бы условию (25).

Из предыдущих рассуждений следует, что плотность лагранжиана материи имеет следующую форму:

$$L = L_g(\gamma_{\mu\nu}, \tilde{g}^{\mu\nu}) + L_M(\tilde{g}^{\mu\nu}, \Phi_A). \quad (26)$$

Таким образом, из требования, чтобы плотность тензора энергии-импульса материи являлась источником гравитационного поля, естественно следует, что движение вещества должно происходить в эффективном римановом пространстве. Такое взаимодействие гравитационного поля с веществом мы называли принципом геометризации. Принцип геометризации явился следствием объявления источником гравитационного поля универсальной характеристики материи – плотности тензора энергии-импульса $t^{\mu\nu}$. Согласно принципу геометризации движение вещества в пространстве Минковского с метрикой $\gamma_{\mu\nu}$ под действием гравитационного поля $\Phi^{\mu\nu}$ тождественно движению вещества в эффективном римановом пространстве с метрикой $g_{\mu\nu}$, определяемой из выражения (18). В уравнение движения вещества не входит метрический тензор $\gamma_{\mu\nu}$ пространства Минковского. Пространство Минковского будет сказываться на движении вещества только через метрический тензор $g_{\mu\nu}$ риманова пространства, определяемый из уравнений гравитации, в которые входит метрический тензор $\gamma_{\mu\nu}$ пространства Минковского.

Как показано в работах [2], представление о гравитационном поле как о физическом (типа поля Фарадея–Максвелла) в пространстве Минковского с плотностью лагранжиана вида (26) (в рамках уравнений поля не выше второго порядка) однозначно приводит к следующей плотности лагранжиана собственно гравитационного поля:

$$L_g = \frac{1}{16\pi} \tilde{g}^{\mu\nu} (G_{\mu\nu}^\lambda G_{\lambda\sigma}^\sigma - G_{\mu\sigma}^\lambda G_{\nu\lambda}^\sigma) - \frac{m^2}{16\pi} \left(\frac{1}{2} \gamma_{\mu\nu} \tilde{g}^{\mu\nu} - \sqrt{-g} - \sqrt{-\gamma} \right), \quad (27)$$

здесь

$$G_{\mu\nu}^\lambda = \frac{1}{2} g^{\lambda\sigma} (D_\mu g_{\nu\sigma} + D_\nu g_{\mu\sigma} - D_\sigma g_{\mu\nu}) \quad (28)$$

– тензор третьего ранга, который может быть записан в виде

$$G_{\mu\nu}^\lambda = \Gamma_{\mu\nu}^\lambda - \gamma_{\mu\nu}^\lambda,$$

где $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$ – символы Кристоффеля риманова пространства с метрикой $g_{\mu\nu}$; $\gamma_{\mu\nu}^\lambda$ – символы Кристоффеля пространства Минковского с метрикой $\gamma_{\mu\nu}$.

Используя (27), найдем теперь вариационную производную по явно входящей в плотность лагранжиана L_g метрике $\gamma_{\mu\nu}$ (см. приложение Б, формула (Б.19)):

$$\frac{\delta^* L_g}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{32\pi} J^{\mu\nu} - \frac{m^2}{32\pi} \tilde{\Phi}^{\mu\nu}, \quad (29)$$

где

$$J^{\mu\nu} = D_\alpha D_\beta (\gamma^{\mu\beta} \tilde{g}^{\nu\alpha} + \gamma^{\nu\beta} \tilde{g}^{\mu\alpha} - \gamma^{\alpha\beta} \tilde{g}^{\mu\nu} - \gamma^{\mu\nu} \tilde{g}^{\alpha\beta}). \quad (30)$$

Учитывая в выражении (29) уравнения (13), получим

$$-2 \frac{\delta^* L_g}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{16\pi} \left[\gamma^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\Phi}^{\mu\nu} + m^2 \tilde{\Phi}^{\mu\nu} \right], \quad (31)$$

что совпадает с условием (25), которое обеспечивает возможность получения системы уравнений (12) и (13) на основе принципа наименьшего действия.

Таким образом, видим, что, рассматривая плотность тензора энергии-импульса как источник гравитационного поля в пространстве Минковского, мы автоматически приходим к понятию эффективного риманова пространства и однозначно находим плотность лагранжиана гравитационного поля L_g , а также структуру плотности лагранжиана вещества L_M .

Учитывая равенство

$$\frac{\partial \tilde{g}^{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} = -\sqrt{-\gamma} \left(\gamma^{\mu\alpha} \gamma^{\nu\beta} - \frac{1}{2} \gamma^{\mu\nu} \gamma^{\alpha\beta} \right),$$

а также выражение (29), соотношение (22) можно записать в форме

$$t^{\mu\nu} = 2\sqrt{-\gamma} \left(\gamma^{\mu\alpha} \gamma^{\nu\beta} - \frac{1}{2} \gamma^{\mu\nu} \gamma^{\alpha\beta} \right) \frac{\delta L}{\delta \tilde{g}^{\alpha\beta}} - \frac{1}{16\pi} J^{\mu\nu} + \frac{m^2}{16\pi} \tilde{\Phi}^{\mu\nu}, \quad (32)$$

здесь

$$\frac{\delta L_g}{\delta \tilde{g}^{\alpha\beta}} = -\frac{1}{16\pi} R_{\alpha\beta} + \frac{m^2}{32\pi} (g_{\alpha\beta} - \gamma_{\alpha\beta}), \quad (33)$$

$$\frac{\delta L_M}{\delta \tilde{g}^{\alpha\beta}} = \frac{1}{2\sqrt{-g}} \left(T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T \right), \quad (34)$$

где $T^{\mu\nu} = -2 \frac{\delta L_M}{\delta g_{\mu\nu}}$ – плотность тензора энергии-импульса вещества в римановом пространстве.

На основании (33) и (34) систему уравнений (12) и (13) можно представить в виде

$$\left(R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} R \right) + \frac{m^2}{2} \left[g^{\mu\nu} + \left(g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} \right) \gamma_{\alpha\beta} \right] = \frac{8\pi}{\sqrt{-g}} T^{\mu\nu}, \quad (35)$$

$$D_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} = 0. \quad (36)$$

Следует особо отметить, что как в систему уравнений (35), так и в систему уравнений (36) входит метрический тензор пространства Минковского. Как известно, в ОТО присутствие космологического члена в уравнениях не является строго обязательным, и этот вопрос обсуждается до сих пор. В РТГ наличие космологического члена в уравнениях гравитации обязательно. Однако космологический член возникает в уравнениях (35) в комбинации с членом, связанным с метрикой $\gamma_{\mu\nu}$ пространства Минковского, причем с той же постоянной. Наличие члена в уравнениях (35), связанного с метрикой $\gamma_{\mu\nu}$, существенно изменяет характер развития Вселенной и явление коллапса. Согласно уравнениям (35) при отсутствии вещества и гравитационного поля метрика пространства становится метрикой Минковского, причем она точно совпадает с выбранной ранее при постановке физической задачи. Если бы в уравнениях гравитации метрика пространства Минковского отсутствовала, то совершенно не было бы ясно, в какой системе координат пространства Минковского мы оказались при отсутствии вещества и гравитационного поля. Введение массы гравитона имеет принципиальное значение для данной теории, поскольку только с ее помощью удастся построить теорию гравитационного поля в пространстве Минковского. Масса гравитона нарушает калибровочную группу или, другими словами, она снимает вырождение. Поэтому нельзя исключить возможность устремления массы гравитона к нулю в окончательных результатах при изучении тех или иных гравитационных эффектов. Однако теория с массой гравитона и теория с нарушенной калибровочной группой [3] (с последующим устремлением массы гравитона к нулю) – это в принципе разные теории. Так, например, если в первой имеет место однородная и изотропная Вселенная, то во второй такой Вселенной быть не может.

Поскольку в РТГ все силы, в том числе и гравитационные, имеют векторную природу, то это означает, что они не могут быть обращены в нуль выбором системы координат. Выбором системы координат можно только скомпенсировать трехмерную силу любой природы, в том числе и гравитационную, силой инерции. В ОТО, как отмечал Синг, *“понятие силы гравитации отсутствует, так как гравитационные свойства органически входят в структуру пространства-времени и проявляются в кривизне пространства-времени, т.е. в том, что тензор Римана R_{ijkl} отличен от нуля.”* Именно в этой связи Синг писал: *“Согласно знаменитой легенде, Ньютон был*

вдохновлен на создание своей теории гравитации, наблюдая однажды за падением яблока с ветки дерева, и изучающие ньютонову физику даже теперь стали бы утверждать, что ускорение (980 см/сек^2) падающего яблока обусловлено гравитационным полем. Согласно теории относительности (речь идет об ОТО. — авторы), эта точка зрения совершенно ошибочна. Мы предпримем тщательное изучение этой проблемы и убедимся, что в явлении свободного падения гравитационное поле (т.е. тензор Римана) играет в действительности чрезвычайно малую роль, а ускорение 980 см/сек^2 обусловлено фактически кривизной мировой линии ветки дерева". Согласно РТГ гравитационное поле является физическим полем, а поэтому в отличие от ОТО она полностью сохраняет понятие силы гравитации. Благодаря силе гравитации и происходит свободное падение тела, т.е. происходит все так, как это имеет место в ньютоновой физике.

РТГ построена в рамках специальной теории относительности (СТО), а поэтому любое движение какого-либо пробного тела всегда должно происходить внутри конуса причинности пространства Минковского. Класс возможных неинерциальных систем координат определяется свойствами псевдоевклидова пространства-времени. Локальное равенство трехмерной силы инерции и гравитации при действии на пробное тело будет иметь место, если световой конус эффективного риманова пространства не выходит за пределы светового конуса причинности пространства Минковского. Отсюда непосредственно следует, что для любого изотропного вектора в пространстве Минковского должно иметь место условие причинности

$$\gamma_{\mu\nu}U^\mu U^\nu = 0, \quad g_{\mu\nu}U^\mu U^\nu \leq 0. \quad (37)$$

Именно это условие приводит к тому, что силы гравитации не выводят пробные тела за пределы конуса причинности пространства Минковского. Если бы конус причинности эффективного риманова пространства выходил за пределы конуса причинности пространства Минковского, то это привело бы к ситуации, когда трехмерную силу гравитации нельзя было бы уравновесить силой инерции, что физически недопустимо. Таким образом, мы должны отобрать такие решения уравнений (35) и (36), которые удовлетворяют условию (37). Наличие фонового пространства Минковского позволяет однозначно определить тот или иной гравитационный эффект. Система уравнений (35) и (36) вместе с уравнениями состояния образует полную систему уравнений, позволяющую найти все компоненты метрики $g_{\mu\nu}$, а также плотность ρ , давление p , компоненты скорости v^i . Сравнивая движение вещества в гравитационном поле с движением вещества без гравитационного поля, мы можем определить гравитационный эффект. В данной теории это возможно потому, что в отсутствие гравитации нам известен метрический тензор пространства Минковского, поскольку он задается и входит в исходную систему уравнений (35) и (36). Если в теории гравитации не содержится тензор $\gamma_{\mu\nu}$, то в принципе нельзя узнать, в какой системе координат (инерциальной или неинерциальной) мы оказались при выключении гравитационного поля, а поэтому невозможно определить однозначно гравитационный эффект. В ОТО при изучении гравитационных эффектов фактически в силу слабости гравитационного взаимодействия всегда привязываются к инерциальной системе, хотя ОТО исключает возможность существования таких систем. При нахождении постньютоновского приближения в ОТО для расчета гравитационных эффектов Фок в качестве нулевого приближения для метрики риманова про-

пространства $g_{\mu\nu}$ берет метрику пространства Минковского в галилеевых координатах. Таким образом, фактически фиксируется галилеева координатная система и тем самым устраняется координатный произвол в ОТО. Далее все гравитационные поправки ищутся в виде потенциалов, убывающих для островных систем как $O(\frac{1}{r})$, и используется условие гармоничности, которое записывается в галилеевых (декартовых) координатах. Поскольку выбор координат уже осуществлен, условие гармоничности играет роль не координатного условия, а является дополнительным уравнением для гравитационного поля. Все это позволило Фоку найти нужные правильные выражения для искомых величин в постньютоновском приближении. Расчет, проведенный Фоком, точно совпадает с расчетом, который необходимо провести в РТГ при получении постньютоновского приближения, поскольку общековариантное уравнение (36) в галилеевых (декартовых) координатах точно совпадает с гармоническими условиями. Однако только согласно РТГ становится ясным, почему гармонические условия необходимо использовать совместно с уравнениями Гильберта–Эйнштейна и почему их необходимо записывать в декартовых координатах. Все гравитационные эффекты, которые мы, следуя Фоку, найдем с помощью постньютоновского приближения, фактически отнесены к инерциальной системе координат. Если бы в ОТО вместо гармонических условий были использованы какие-либо другие, то результаты в принципе были бы другими. Если следовать Фоку, то можно прийти к необходимости введения пространства Минковского. Действительно, пусть условие гармоничности записано в галилеевых (декартовых) координатах

$$\frac{\partial \tilde{g}^{\mu\nu}}{\partial x^\mu} = 0, \quad (a)$$

и пусть после решения уравнений гравитации в ОТО мы получили искомую величину $\tilde{g}^{\mu\nu}(x)$. Поскольку в декартовых координатах $\gamma(x) = -1$, то величина

$$\frac{\tilde{g}^{\mu\nu}(x)}{\sqrt{-\gamma(x)}}$$

является контравариантным тензором и преобразуется по закону

$$\tilde{g}^{\mu\nu}(x) = \frac{\partial x^\mu}{\partial y^\alpha} \frac{\partial x^\nu}{\partial y^\beta} \frac{\tilde{g}^{\alpha\beta}(y)}{\sqrt{-\gamma(y)}}. \quad (b)$$

Представим (a) в форме

$$\partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} = \frac{\partial y^\tau}{\partial x^\mu} \frac{\partial \tilde{g}^{\mu\nu}}{\partial y^\tau} = 0. \quad (c)$$

Для дальнейших вычислений приведем формулы

$$\frac{\partial}{\partial y^\tau} \left(\frac{1}{\sqrt{-\gamma(y)}} \right) = -\frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \gamma_{\tau\lambda}^\lambda, \quad \gamma_{\alpha\beta}^\nu = \frac{\partial^2 x^\sigma}{\partial y^\alpha \partial y^\beta} \frac{\partial y^\nu}{\partial x^\sigma}. \quad (d)$$

После подстановки (b) в (c) с учетом (d) получим

$$\partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu}(x) = \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial x^\nu}{\partial y^\sigma} \frac{\partial \tilde{g}^{\alpha\sigma}}{\partial y^\alpha} + \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \tilde{g}^{\alpha\beta} \frac{\partial^2 x^\nu}{\partial y^\alpha \partial y^\beta} = 0.$$

Множитель второго члена запишем в форме

$$\frac{\partial^2 x^\nu}{\partial y^\alpha \partial y^\beta} = \frac{\partial x^\nu}{\partial y^\sigma} \frac{\partial y^\sigma}{\partial x^\tau} \frac{\partial^2 x^\tau}{\partial y^\alpha \partial y^\beta} = \frac{\partial x^\nu}{\partial y^\sigma} \gamma_{\alpha\beta}^\sigma.$$

Подставляя это выражение в предыдущее, найдем

$$\partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu}(x) = \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial x^\nu}{\partial y^\sigma} \left(\frac{\partial \tilde{g}^{\alpha\sigma}}{\partial y^\alpha} + \gamma_{\alpha\beta}^\sigma \tilde{g}^{\alpha\beta} \right) = 0,$$

т.е. имеем

$$\partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\partial x^\nu}{\partial y^\sigma} D_\alpha \tilde{g}^{\alpha\sigma} = 0.$$

Итак, мы нашли, что плотность тензора $\tilde{g}^{\alpha\sigma}(y)$ в произвольных координатах автоматически подчиняется общеквариантному уравнению

$$D_\lambda \tilde{g}^{\lambda\sigma} = 0,$$

если исходное условие гармоничности (а) записано в декартовых координатах. Но это означает, что условие гармоничности является не координатным условием, а полевым уравнением, тогда как координатная система определяется метрическим тензором $\gamma_{\mu\nu}(y)$. Так, идея введения пространства Минковского в теорию гравитации напрашивается сама собой. С нашей точки зрения, подход Фока к ОТО был продиктован стремлением внести ясность в физическую суть теории, освободив ее от не имеющей физического смысла общей относительности. Фок отмечал также, что при выполнении условий гармоничности силы инерции должны обращаться в нуль. Хотя этот вывод в ОТО ниоткуда не следовал, Фок оказался прав, поскольку именно в РТГ при отсутствии сил инерции уравнения (36) точно совпадают с гармоническими условиями.

В РТГ всегда можно выбрать галилеевы координаты и тем самым полностью исключить силы инерции. В такой инерциальной системе координат и проводятся в РТГ расчеты гравитационных эффектов в Солнечной системе, таких как смещение перигелия Меркурия, отклонение луча света, запаздывание радиосигнала, прецессия гироскопа. Но именно относительно инерциальной системы измеряются и обрабатываются наблюдательные данные по этим гравитационным эффектам. РТГ однозначно описывает все известные наблюдательные данные в Солнечной системе. Причем эффективная метрика риманова пространства в первом приближении по гравитационной постоянной непосредственно следует из общих положений теории и находится практически без вычислений. Именно с помощью этой метрики и объясняются гравитационные эффекты в Солнечной системе, такие как красное смещение света, отклонение луча света, запаздывание радиосигнала, прецессия гироскопа. Для статического сферически-симметричного тела плотность тензора энергии-импульса в первом приближении по гравитационной постоянной имеет только одну компоненту, отличную от нуля t^{00} .

Уравнения (12) для данной задачи принимают вид

$$\Delta \tilde{\Phi}^{00} = -16\pi t^{00}, \quad \Delta \tilde{\Phi}^{0i} = 0, \quad \Delta \tilde{\Phi}^{ik} = 0,$$

здесь $i, k = 1, 2, 3$.

В инерциальной системе координат в силу малости массы гравитона ее влиянием на эффекты в Солнечной системе можно пренебречь, поэтому мы опустили в уравнениях член с массой гравитона.

Из двух последних систем уравнений следует

$$\tilde{\Phi}^{0i} = 0, \quad \tilde{\Phi}^{ik} = 0.$$

Из первого уравнения решение вдали от источника имеет вид

$$\tilde{\Phi}^{00} = \frac{4M}{r},$$

где $M = \int t^{00} d^3x$ – инертная масса тела.

Подставляя полученные выражения для $\tilde{\Phi}^{\mu\nu}$ в соотношение (18), найдем

$$\begin{aligned} \tilde{g}^{00} &= 1 + \frac{4M}{r}, \quad \tilde{g}^{11} = \tilde{g}^{22} = \tilde{g}^{33} = -1, \\ \tilde{g}^{0i} &= 0, \quad \tilde{g}^{ik} = 0, \quad \text{если } i \neq k. \end{aligned}$$

Учитывая определение

$$g = \det(g_{\mu\nu}) = \det(\tilde{g}^{\mu\nu}),$$

получим

$$-g = 1 + \frac{4M}{r}.$$

На основании выражений для $\tilde{g}^{\mu\nu}$ и g находим

$$\begin{aligned} g_{00} &= \frac{\sqrt{-g}}{1 + \frac{4M}{r}}, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -\sqrt{-g}, \\ g_{0i} &= 0, \quad g_{ik} = 0, \quad \text{если } i \neq k. \end{aligned}$$

Отсюда в искомом приближении получим следующее выражение для интервала эффективного риманова пространства:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \left(1 + \frac{2M}{r}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2).$$

Следует отметить, что гипотеза об источнике гравитационного поля непосредственно приводит к тому, что активная гравитационная масса равна инертной массе тела. Именно поэтому в выражении для интервала на месте активной гравитационной массы автоматически возникла инертная масса тела.

Для объяснения смещения перигелия Меркурия необходимо найти метрику риманова пространства в постньютоновском приближении. Движение пробного тела происходит по геодезической линии риманова пространства, причем это движение не свободное, а ускоренное. В РТГ полученная выше риманова метрика строго соотносена с метрикой пространства Минковского в галилеевых координатах. Переход к любой другой системе координат всегда сопровождается не только изменением римановой метрики по

тензорному закону, но и аналогичным изменением метрики пространства Минковского. При определении, например, гравитационного эффекта по запаздыванию радиосигнала мы обязательно должны сравнить движение по геодезической линии в римановом пространстве с движением по геодезической линии в пространстве Минковского. Движение по геодезической линии пространства Минковского есть движение свободное в отсутствие сил, в том числе и гравитационных.

В ОТО в принципе не может быть связи римановой метрики с метрикой пространства Минковского, поскольку система уравнений ОТО не содержит метрику пространства Минковского. В РТГ метрика пространства Минковского непосредственно входит в систему основных уравнений теории, а поэтому она сказывается при нахождении метрики риманова пространства.

Данная теория гравитации предсказывает существование во Вселенной большой “скрытой массы” вещества. Для однородной и изотропной Вселенной Фридмана из уравнений (35) и (36) следует, что во Вселенной современная плотность вещества ρ равна

$$\rho = \rho_c + \rho_g, \quad (38)$$

здесь ρ_c — критическая плотность, определяемая постоянной Хаббла H ;

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (39)$$

ρ_g — плотность, определяемая массой гравитона

$$\rho_g = \frac{1}{16\pi G} \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right)^2. \quad (40)$$

Космологическая постоянная Λ и масса гравитона m связаны соотношением

$$\Lambda = \frac{1}{2} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2. \quad (41)$$

Из формулы (38) очевидно, что если, например, масса гравитона меньше или равна 10^{-66} г, что соответствует космологической постоянной $\Lambda \leq 4,5 \cdot 10^{-58} \text{ см}^{-2}$, то плотность вещества в настоящее время должна быть близка к критической плотности ρ_c . В том случае, если масса гравитона равна 10^{-65} г, что соответствует космологической постоянной $\Lambda = 4,5 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}$, то плотность ρ_g дает значительный вклад в плотность ρ , равный

$$\rho_g \simeq 2,8 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3. \quad (42)$$

Однако в любом случае согласно РТГ

$$\rho \geq \rho_c. \quad (43)$$

Поскольку наблюдаемая плотность вещества во Вселенной значительно меньше критической, то согласно РТГ во Вселенной должна существовать большая “скрытая масса”. Таким образом, согласно РТГ однородная и изотропная Вселенная бесконечна, ее

трехмерная геометрия евклидова и развитие ее идет циклически от некоторой максимальной плотности до минимальной и т.д. Другим важным следствием РТГ является существенное изменение характера коллапса. Оказывается, что при коллапсе сферически-симметричного тела произвольной большой массы процесс сжатия в области, близкой к сфере Шварцшильда, останавливается и сменяется последующим расширением. Это означает, что в природе не могут существовать “черные дыры” (объекты, не имеющие материальных границ и “отрезанные” от внешнего мира).

В заключение отметим, что в РТГ возрождаются все те понятия (инерциальная система, закон инерции, ускорение по отношению к пространству, законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения), которые имеют место в классической механике Ньютона и в СТО, от которых Эйнштейну пришлось отказаться при построении ОТО. Равенство активной гравитационной массы и инертной Эйнштейн считал следствием эквивалентности сил инерции и гравитации. В РТГ такое равенство есть прямое следствие фундаментального положения, что источником гравитационного поля является плотность тензора энергии-импульса материи. Силы инерции и гравитации даже локально нельзя отождествлять, поскольку они совершенно разной природы. Силы инерции могут быть устранены выбором системы координат. Физические силы имеют векторную природу в пространстве Минковского, а поэтому даже локально никогда не могут быть устранены выбором системы координат.

Эйнштейн в 1950 г. писал: *“...не следует ли в конце концов сохранить понятие инерциальной системы, оставив все попытки объяснить фундаментальную черту гравитационных явлений, которая проявляет себя в системе Ньютона как эквивалентность инертной и тяготеющей масс”*.

В РТГ сохранено понятие инерциальной системы и в то же время показано, что эквивалентность инертной и тяготеющей масс есть прямое следствие гипотезы, что сохраняющаяся плотность тензора энергии-импульса материи является источником гравитационного поля. Таким образом, равенство инертной и тяготеющей масс ни в коей мере не противоречит существованию инерциальной системы координат. Более того, эти положения органически дополняют друг друга и лежат в основе РТГ. Наличие инерциальных систем координат позволяет устранить парадокс Маха, ибо только в этом случае можно говорить об ускорении относительно пространства. Фок по этому поводу писал [4]: *“Что касается парадокса Маха, то он основан, как известно, на рассмотрении вращающегося жидкого тела, имеющего форму эллипсоида, и невращающегося, имеющего форму шара. Парадокс возникает здесь только в том случае, если считать лишенным смысла понятие «вращение по отношению к пространству»; тогда действительно оба тела (вращающееся и невращающееся) представляются равноправными, и становится непонятным, почему одно из них шаровидно, а другое – нет. Но парадокс исчезает, коль скоро мы признаем законность понятия «ускорения по отношению к пространству»*”.

С помощью уравнений (35) и (36) можно выразить метрику пространства Минковского через геометрические характеристики эффективного риманова пространства, а также через величины, характеризующие распределение вещества во Вселенной:

$$\frac{m^2}{2}\gamma_{\mu\nu}(x) = \frac{8\pi}{\sqrt{-g}}\left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T\right) - R_{\mu\nu} + \frac{m^2}{2}g_{\mu\nu}. \quad (44)$$

Таким образом, можно в принципе построить инерциальную систему координат, связав ее с распределением материи, как этого хотел Мах.

Сравним исходные положения ОТО и РТГ. В ОТО основным принципом является единство римановой метрики и гравитации. Именно переход к риманову пространству и обусловил получение уравнений Гильберта–Эйнштейна. Однако при таком подходе в силу отсутствия 10-параметрической группы движения пространства автоматически исчезли обычные законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения, исчезли инерциальные системы координат, пространство Минковского. В РТГ гравитационное поле, как и все другие поля, является физическим полем в пространстве Минковского, причем плотность тензора энергии-импульса объявляется источником гравитационного поля. При этом имеют место обычные законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения, существуют инерциальные системы координат и в то же время возникает понятие эффективного риманова пространства, калибровочной группы. Все это позволяет однозначно найти основные уравнения теории. Принцип геометризации является следствием гипотезы, что плотность тензора энергии-импульса материи – источник гравитационного поля. Если вместо гипотезы об источнике гравитационного поля положить в основу построения теории принцип геометризации, определяющий характер взаимодействия вещества и гравитационного поля, то мы автоматически получим как следствие, что источником гравитационного поля является плотность тензора энергии-импульса материи.

Остановимся на проблеме излучения слабых гравитационных волн при наличии массы гравитона. Давно хорошо известно, что в линейной тензорной теории введение массы гравитона всегда сопровождается “духами”. Однако в работе [5] показано, что интенсивность гравитационного излучения массивных гравитонов в нелинейной теории является положительно-определенной величиной, равной

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{2}{\pi} \int_{\omega_{\min}}^{\infty} d\omega \omega^2 q \left\{ |T_2^1|^2 + \frac{1}{4} |T_1^1 - T_2^2|^2 + \frac{m^2}{\omega^2} (|T_3^1|^2 + |T_3^2|^2) + \frac{3m^4}{4\omega^4} |T_3^3|^2 \right\}, \quad (45)$$

здесь $q = (1 - \frac{m^2}{\omega^2})^{1/2}$.

В РТГ, так же как и в ОТО, вне вещества плотность тензора энергии-импульса гравитационного поля в римановом пространстве равна нулю:

$$T_g^{\mu\nu} = -2 \frac{\delta L_g}{\delta g_{\mu\nu}} = 0. \quad (46)$$

Таким образом, на решениях уравнений (46) автоматически равна нулю плотность тензора $T_g^{\mu\nu}$, однако это не означает, что отсутствуют гравитационные волны. Автор работы [5] ищет решение в форме

$$\tilde{\Phi}^{\mu\nu} = \chi^{\mu\nu} + \psi^{\mu\nu},$$

где величины $\chi^{\mu\nu}$ и $\psi^{\mu\nu}$ одного порядка малости, причем $\psi^{\mu\nu}$ описывает расходящиеся волны. Для определения потока энергии автор [5] фактически выделяет из плотности тензора энергии-импульса $T_g^{\mu\nu}(\Phi)$ ту часть, которая связана только с расходящимися волнами $T_g^{\mu\nu}(\psi)$. При этом он учитывает, что гравитоны распространяются не в пространстве Минковского, как это всегда имеет место в линейной теории, а в эффективном

римановом пространстве. Именно последовательный учет этого обстоятельства в процессе нахождения интенсивности и приводит автора [5] к положительно-определенному потоку энергии, определяемому формулой (45). Результат работы [5] имеет принципиальное значение, поскольку он изменяет сложившиеся представления, а поэтому с необходимостью требует дальнейшего анализа.

Из уравнений (35) и (36) можно получить уравнение движения вещества в форме

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad (47)$$

где ∇_μ — ковариантная производная в римановом пространстве. Отсюда непосредственно следует, что движение пробного тела происходит по геодезической линии риманова пространства. В ОТО именно это положение рассматривалось как обобщение первого закона Ньютона. Однако в РТГ это движение не свободное. Последнее особенно очевидно, если уравнение геодезической линии записать в виде

$$\frac{DU^\nu}{d\sigma} = -G^\rho_{\alpha\beta} U^\alpha U^\beta (\delta^\nu_\rho - U^\nu U_\rho), \quad U^\nu = \frac{dx^\nu}{d\sigma}. \quad (48)$$

Слева в (48) записана ковариантная производная в пространстве Минковского. Движение по геодезической линии пространства Римана есть движение под действием 4-силы относительно инерциальной системы координат

$$F^\nu = -G^\rho_{\alpha\beta} U^\alpha U^\beta (\delta^\nu_\rho - U^\nu U_\rho). \quad (49)$$

Сделаем одно важное замечание. Если бы мы не ввели массу гравитона, то метрика пространства Минковского $\gamma_{\mu\nu}$ исчезла бы из уравнений гравитационного поля, а поэтому ни о каком физическом поле в пространстве Минковского не могло быть и речи. Введение метрики пространства Минковского в рамках ОТО не имеет никакого физического смысла, поскольку в уравнения Гильберта–Эйнштейна она не входит, а поэтому говорить о полевой формулировке ОТО как теории поля в фоновом пространстве Минковского просто бессмысленно. Полевые представления о метрике риманова пространства сильно ограничивают топологию возможных римановых пространств, тогда как в ОТО римановы пространства могут иметь сложную топологию. Метрика риманова пространства на основе полевых представлений должна быть задана в одной карте, ибо только в этом случае можно говорить о физическом поле в пространстве Минковского. Полевые представления весьма жесткие, если их рассматривать по существу, а не как простое формальное введение функции $\Phi^{\mu\nu}$, не имеющей физического смысла. Именно полевые представления однозначно приводят к системе уравнений (35) и (36), отличающейся от уравнений ОТО. Выводы из них отличаются от выводов ОТО и в том случае, если массу гравитона устремить к нулю в решениях уравнений (35) и (36). Тогда мы приходим к построению теории с нарушенной калибровочной группой [3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Авторы выражают благодарность С. С. Герштейну за ценные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Установим соотношение

$$\frac{\delta L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\delta L}{\delta g_{\alpha\beta}} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}}, \quad (\text{A.1})$$

здесь

$$\frac{\delta L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\partial L}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} \right), \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\delta L}{\delta g_{\mu\nu}} = \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}} \right), \quad (\text{A.3})$$

звездочкой в формуле (A.1) обозначена вариационная производная от плотности лагранжиана по явно входящей в L метрике $\gamma_{\mu\nu}$. После дифференцирования получим

$$\frac{\partial L}{\partial \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\partial^* L}{\partial \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}} \frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta}} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}}, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial L}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} = \frac{\partial^* L}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} + \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\tau}} \frac{\partial g_{\alpha\beta,\tau}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}}. \quad (\text{A.5})$$

Подставим эти выражения в формулу (A.2):

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} \right) &= \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}} \frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta}} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \\ - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\tau}} \frac{\partial g_{\alpha\beta,\tau}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} \right) &= \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta}} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\tau}} \right) \frac{\partial g_{\alpha\beta,\tau}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} + \\ &+ \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}} \left[\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\rho \left(\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\rho}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Рассмотрим выражение

$$\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\rho \left(\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\rho}} \right). \quad (\text{A.7})$$

Для этой цели запишем производную $g_{\alpha\beta,\sigma}$ в форме

$$g_{\alpha\beta,\sigma} = \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\lambda\omega}} \partial_\sigma \gamma_{\lambda\omega} + \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \Phi_{\lambda\omega}} \partial_\sigma \Phi_{\lambda\omega}, \quad (\text{A.8})$$

отсюда легко найти

$$\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\rho}} = \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} \delta_\sigma^\rho, \quad (\text{A.9})$$

дифференцируя это выражение, получим

$$\partial_\rho \left(\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\rho}} \right) = \frac{\partial^2 g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu} \partial \gamma_{\lambda\omega}} \partial_\sigma \gamma_{\lambda\omega} + \frac{\partial^2 g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu} \partial \Phi_{\lambda\omega}} \partial_\sigma \Phi_{\lambda\omega}. \quad (\text{A.10})$$

С другой стороны, дифференцируя (А.8) по $\gamma_{\mu\nu}$, имеем

$$\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\partial^2 g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu} \partial \gamma_{\lambda\omega}} \partial_\sigma \gamma_{\lambda\omega} + \frac{\partial^2 g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu} \partial \Phi_{\lambda\omega}} \partial_\sigma \Phi_{\lambda\omega}. \quad (\text{А.11})$$

Сравнивая (А.10) и (А.11), найдем

$$\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\rho \left(\frac{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\rho}} \right) = 0. \quad (\text{А.12})$$

Учитывая это соотношение, в (А.6) получим

$$\frac{\delta L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta}} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\tau}} \right) \frac{\partial g_{\alpha\beta,\tau}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}}. \quad (\text{А.13})$$

Подставляя (А.9) в (А.13), найдем

$$\frac{\delta L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} + \left[\frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L}{\partial g_{\alpha\beta,\sigma}} \right) \right] \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}}, \quad (\text{А.14})$$

т.е.

$$\frac{\delta L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\delta L}{\delta g_{\alpha\beta}} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial \gamma_{\mu\nu}}. \quad (\text{А.15})$$

Аналогично вычисляется

$$\frac{\delta L}{\delta g_{\alpha\beta}} = \frac{\delta L}{\delta \tilde{g}^{\lambda\rho}} \frac{\partial \tilde{g}^{\lambda\rho}}{\partial g_{\alpha\beta}}. \quad (\text{А.16})$$

Используя (А.16), выражение (А.15) можно записать в виде

$$\frac{\delta L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\delta^* L}{\delta \gamma_{\mu\nu}} + \frac{\delta L}{\delta \tilde{g}^{\lambda\rho}} \frac{\partial \tilde{g}^{\lambda\rho}}{\partial \gamma_{\mu\nu}}. \quad (\text{А.17})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Плотность лагранжиана собственно гравитационного поля имеет вид

$$L_g = L_{g0} + L_{gm}, \quad (\text{Б.1})$$

$$L_{g0} = -\frac{1}{16\pi} \tilde{g}^{\alpha\beta} (G_{\lambda\alpha}^\tau G_{\tau\beta}^\lambda - G_{\alpha\beta}^\tau G_{\tau\lambda}^\alpha), \quad (\text{Б.2})$$

$$L_{gm} = -\frac{m^2}{16\pi} \left(\frac{1}{2} \gamma_{\alpha\beta} \tilde{g}^{\alpha\beta} - \sqrt{-g} - \sqrt{-\gamma} \right). \quad (\text{Б.3})$$

Тензор третьего ранга $G_{\alpha\beta}^\tau$ равен

$$G_{\alpha\beta}^\tau = \frac{1}{2} g^{\tau\lambda} (D_\alpha g_{\beta\lambda} + D_\beta g_{\alpha\lambda} - D_\lambda g_{\alpha\beta}), \quad (\text{Б.4})$$

он выражается через символы Кристоффеля риманова пространства и пространства Минковского:

$$G_{\alpha\beta}^\tau = \Gamma_{\alpha\beta}^\tau - \gamma_{\alpha\beta}^\tau. \quad (\text{Б.5})$$

Вычислим вариационную производную от L_g по явно входящей метрике пространства Минковского $\gamma_{\mu\nu}$:

$$\frac{\delta^* L_{g0}}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{\partial L_{g0}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \partial_\sigma \left(\frac{\partial L_{g0}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} \right). \quad (\text{Б.6})$$

Для этой цели проведем некоторые подготовительные вычисления:

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_{\alpha\beta}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu}} &= -\frac{\partial \gamma_{\alpha\beta}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{2} \left(\gamma^{\lambda\mu} \gamma_{\alpha\beta}^\nu + \gamma^{\lambda\nu} \gamma_{\alpha\beta}^\mu \right), \\ \frac{\partial G_{\alpha\lambda}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu}} &= -\frac{\partial \gamma_{\alpha\lambda}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{2} \left(\gamma^{\lambda\mu} \gamma_{\alpha\lambda}^\nu + \gamma^{\lambda\nu} \gamma_{\alpha\lambda}^\mu \right), \end{aligned} \quad (\text{Б.7})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_{\alpha\beta}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} &= -\frac{\partial \gamma_{\alpha\beta}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} = -\frac{1}{4} \left[\gamma^{\lambda\mu} (\delta_\alpha^\nu \delta_\beta^\sigma + \delta_\alpha^\sigma \delta_\beta^\nu) + \gamma^{\lambda\nu} (\delta_\alpha^\mu \delta_\beta^\sigma + \delta_\alpha^\sigma \delta_\beta^\mu) - \right. \\ &\quad \left. - \gamma^{\lambda\sigma} (\delta_\alpha^\mu \delta_\beta^\nu + \delta_\alpha^\nu \delta_\beta^\mu) \right], \\ \frac{\partial G_{\alpha\lambda}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} &= -\frac{\partial \gamma_{\alpha\lambda}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} = -\frac{1}{2} \gamma^{\mu\nu} \delta_\alpha^\sigma. \end{aligned} \quad (\text{Б.8})$$

Дифференцируя, получим

$$\frac{\partial L_{g0}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} = -\frac{1}{16\pi} \tilde{g}^{\alpha\beta} \left[\frac{\partial G_{\alpha\lambda}^\tau}{\partial \gamma_{\mu\nu}} G_{\tau\beta}^\lambda + G_{\lambda\alpha}^\tau \frac{\partial G_{\tau\beta}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu}} - \frac{\partial G_{\alpha\beta}^\tau}{\partial \gamma_{\mu\nu}} G_{\tau\lambda}^\lambda - G_{\alpha\beta}^\tau \frac{\partial G_{\tau\lambda}^\lambda}{\partial \gamma_{\mu\nu}} \right].$$

Используя в этом выражении формулы (Б.7), найдем

$$\begin{aligned} \frac{\partial L_{g0}}{\partial \gamma_{\mu\nu}} &= -\frac{1}{16\pi} \tilde{g}^{\alpha\beta} \left\{ G_{\lambda\alpha}^\tau \gamma^{\lambda\mu} \gamma_{\tau\beta}^\nu + G_{\lambda\alpha}^\tau \gamma^{\lambda\nu} \gamma_{\tau\beta}^\mu - \frac{1}{2} G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\mu} \gamma_{\alpha\beta}^\nu - \frac{1}{2} G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\nu} \gamma_{\alpha\beta}^\mu - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} G_{\alpha\beta}^\tau \gamma^{\lambda\mu} \gamma_{\tau\lambda}^\nu - \frac{1}{2} G_{\alpha\beta}^\tau \gamma^{\lambda\nu} \gamma_{\tau\lambda}^\mu \right\} = \frac{1}{32\pi} B^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (\text{Б.9})$$

С помощью производных (Б.8) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial L_{g0}}{\partial \gamma_{\mu\nu,\sigma}} &= \frac{1}{32\pi} A^{\sigma\mu\nu}, \\ A^{\sigma\mu\nu} &= \gamma^{\tau\mu} (G_{\tau\beta}^\sigma \tilde{g}^{\nu\beta} + G_{\tau\beta}^\nu \tilde{g}^{\sigma\beta} - G_{\tau\lambda}^\lambda \tilde{g}^{\sigma\nu}) + \\ &\quad + \gamma^{\tau\nu} (G_{\tau\beta}^\sigma \tilde{g}^{\mu\beta} + G_{\tau\beta}^\mu \tilde{g}^{\sigma\beta} - G_{\tau\lambda}^\lambda \tilde{g}^{\sigma\mu}) + \\ &\quad + \gamma^{\tau\sigma} (G_{\tau\lambda}^\lambda \tilde{g}^{\mu\nu} - G_{\tau\beta}^\mu \tilde{g}^{\nu\beta} - G_{\tau\beta}^\nu \tilde{g}^{\mu\beta}) - \\ &\quad - \gamma^{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^\sigma \tilde{g}^{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (\text{Б.10})$$

плотность тензора $A^{\sigma\mu\nu}$ симметрична по индексам μ и ν . Обычная производная от плотности тензора может быть представлена в форме

$$\partial_\sigma A^{\sigma\mu\nu} = D_\sigma A^{\sigma\mu\nu} - \gamma_{\sigma\rho}^\mu A^{\sigma\rho\nu} - \gamma_{\sigma\rho}^\nu A^{\sigma\mu\rho}.$$

Подставляя в (Б.6) выражения (Б.9) и (Б.10), найдем

$$\frac{\delta^* L_{g0}}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{32\pi} B^{\mu\nu} - \frac{1}{32\pi} D_\sigma A^{\sigma\mu\nu} + \frac{1}{32\pi} \gamma_{\sigma\rho}^\mu A^{\sigma\rho\nu} + \frac{1}{32\pi} \gamma_{\sigma\rho}^\nu A^{\sigma\mu\rho}. \quad (\text{Б.11})$$

Запишем плотность тензора $A^{\sigma\rho\nu}$ в форме

$$\begin{aligned} A^{\sigma\rho\nu} = & (G_{\tau\beta}^\sigma \gamma^{\tau\rho} \tilde{g}^{\nu\beta} - G_{\tau\beta}^\rho \gamma^{\tau\sigma} \tilde{g}^{\nu\beta}) + (G_{\tau\beta}^\nu \gamma^{\tau\rho} \tilde{g}^{\sigma\beta} - G_{\tau\beta}^\rho \gamma^{\tau\sigma} \tilde{g}^{\rho\beta}) - \\ & - (G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\rho} \tilde{g}^{\sigma\nu} - G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\sigma} \tilde{g}^{\rho\nu}) + G_{\tau\beta}^\sigma \gamma^{\tau\nu} \tilde{g}^{\rho\beta} + G_{\tau\beta}^\rho \gamma^{\tau\nu} \tilde{g}^{\sigma\beta} - \\ & - G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\nu} \tilde{g}^{\sigma\rho} - G_{\alpha\beta}^\sigma \gamma^{\rho\nu} \tilde{g}^{\alpha\beta}, \end{aligned}$$

где в скобках выделены антисимметричные члены по индексам σ и ρ . Такая запись облегчает нахождение выражения для величины $\gamma_{\sigma\rho}^\mu A^{\sigma\rho\nu}$, поскольку при этом автоматически исчезают члены, антисимметричные по индексам σ и ρ :

$$\gamma_{\sigma\rho}^\mu A^{\sigma\rho\nu} = 2G_{\tau\beta}^\sigma \gamma_{\sigma\rho}^\mu \gamma^{\tau\nu} \tilde{g}^{\rho\beta} - G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma_{\sigma\rho}^\mu \gamma^{\tau\nu} \tilde{g}^{\sigma\rho} - G_{\alpha\beta}^\sigma \gamma_{\sigma\rho}^\mu \gamma^{\nu\rho} \tilde{g}^{\alpha\beta}. \quad (\text{Б.12})$$

Аналогично представляем $A^{\sigma\mu\rho}$ в виде

$$\begin{aligned} A^{\sigma\mu\rho} = & (G_{\tau\beta}^\sigma \gamma^{\tau\rho} \tilde{g}^{\mu\beta} - G_{\tau\beta}^\rho \gamma^{\tau\sigma} \tilde{g}^{\mu\beta}) + (G_{\tau\beta}^\mu \gamma^{\tau\rho} \tilde{g}^{\sigma\beta} - G_{\tau\beta}^\rho \gamma^{\tau\sigma} \tilde{g}^{\rho\beta}) + \\ & + (G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\sigma} \tilde{g}^{\mu\rho} - G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\rho} \tilde{g}^{\sigma\mu}) + G_{\tau\beta}^\sigma \gamma^{\tau\mu} \tilde{g}^{\rho\beta} + G_{\tau\beta}^\rho \gamma^{\tau\mu} \tilde{g}^{\sigma\beta} - \\ & - G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma^{\tau\mu} \tilde{g}^{\sigma\rho} - G_{\alpha\beta}^\sigma \gamma^{\mu\rho} \tilde{g}^{\alpha\beta}, \end{aligned}$$

где в скобках опять выделены антисимметричные члены по индексам σ и ρ . Отсюда получаем

$$\gamma_{\sigma\rho}^\nu A^{\sigma\mu\rho} = 2G_{\tau\beta}^\sigma \gamma_{\sigma\rho}^\nu \gamma^{\tau\mu} \tilde{g}^{\rho\beta} - G_{\tau\lambda}^\lambda \gamma_{\sigma\rho}^\nu \gamma^{\tau\mu} \tilde{g}^{\sigma\rho} - G_{\alpha\beta}^\sigma \gamma_{\sigma\rho}^\nu \gamma^{\mu\rho} \tilde{g}^{\alpha\beta}. \quad (\text{Б.13})$$

Суммируя (Б.12) и (Б.13), легко убедимся в следующем равенстве:

$$\gamma_{\sigma\rho}^\mu A^{\sigma\rho\nu} + \gamma_{\sigma\rho}^\nu A^{\sigma\mu\rho} = -B^{\mu\nu}. \quad (\text{Б.14})$$

С учетом этого равенства выражение (Б.11) запишется в форме

$$\frac{\delta L_{g0}}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = -\frac{1}{32\pi} D_\sigma A^{\sigma\mu\nu}. \quad (\text{Б.15})$$

Учитывая равенства

$$G_{\tau\lambda}^\lambda = \frac{1}{2} g^{\lambda\rho} D_\tau g_{\lambda\rho}, \quad D_\tau \sqrt{-g} = \sqrt{-g} G_{\tau\lambda}^\lambda,$$

найдем

$$\begin{aligned} G_{\tau\beta}^\sigma \tilde{g}^{\nu\beta} + G_{\tau\beta}^\nu \tilde{g}^{\sigma\beta} - G_{\tau\lambda}^\lambda \tilde{g}^{\sigma\nu} &= -D_\tau \tilde{g}^{\nu\sigma}, \\ G_{\tau\beta}^\sigma \tilde{g}^{\mu\beta} + G_{\tau\beta}^\mu \tilde{g}^{\sigma\beta} - G_{\tau\lambda}^\lambda \tilde{g}^{\sigma\mu} &= -D_\tau \tilde{g}^{\mu\sigma}, \\ G_{\tau\beta}^\nu \tilde{g}^{\mu\beta} + G_{\tau\beta}^\mu \tilde{g}^{\nu\beta} - G_{\tau\lambda}^\lambda \tilde{g}^{\mu\nu} &= -D_\tau \tilde{g}^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (\text{Б.16})$$

Подставляя эти выражения в (Б.10), получим

$$A^{\sigma\mu\nu} = \gamma^{\tau\sigma} D_\tau \tilde{g}^{\mu\nu} + \gamma^{\mu\nu} D_\tau \tilde{g}^{\tau\sigma} - \gamma^{\tau\mu} D_\tau \tilde{g}^{\nu\sigma} - \gamma^{\tau\nu} D_\tau \tilde{g}^{\mu\sigma}.$$

Используя это выражение в (Б.15), найдем

$$\frac{\delta^* L_{g0}}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{32\pi} J^{\mu\nu}, \quad (\text{Б.17})$$

где

$$J^{\mu\nu} = -D_\sigma D_\tau (\gamma^{\tau\sigma} \tilde{g}^{\mu\nu} + \gamma^{\mu\nu} \tilde{g}^{\tau\sigma} - \gamma^{\tau\mu} \tilde{g}^{\nu\sigma} - \gamma^{\tau\nu} \tilde{g}^{\mu\sigma}).$$

На основании (Б.3) имеем

$$\frac{\delta^* L_{gm}}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = -\frac{m^2}{32\pi} (\tilde{g}^{\mu\nu} - \tilde{\gamma}^{\mu\nu}) = -\frac{m^2}{32\pi} \tilde{\Phi}^{\mu\nu}. \quad (\text{Б.18})$$

Таким образом, учитывая (Б.1) и используя (Б.17) и (Б.18), находим

$$\frac{\delta^* L_g}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{32\pi} (J^{\mu\nu} - m^2 \tilde{\Phi}^{\mu\nu}), \quad (\text{Б.19})$$

следовательно,

$$-2 \frac{\delta^* L_g}{\delta \gamma_{\mu\nu}} = \frac{1}{16\pi} (-J^{\mu\nu} + m^2 \tilde{\Phi}^{\mu\nu}). \quad (\text{Б.20})$$

Список литературы

- [1] А. Эйнштейн. Собрание трудов. Т. 1. М.: Наука, 1965. С. 21.
- [2] А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили. Релятивистская теория гравитации. М.: Наука, 1989; А. А. Логунов. ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. В. 5. С. 1294; ТМФ. 1994. Т. 101. № 1. С. 3; УФН. 1995. Т. 165. № 2. С. 187.
- [3] А. А. Логунов, Ю. М. Лоскутов. ДАН СССР. 1989. Т. 305. № 4. С. 848.
- [4] В. А. Фок. Теория пространства, времени и тяготения. М.: Гостехиздат, 1961.
- [5] Ю. М. Лоскутов. Вест. Моск. ун-та, сер. 3, физ. астроф. 1991. Т. 32. № 4. С. 49.

Поступила в редакцию 3.Х.1996 г.

А. А. Logunov, М. А. Mestvirishvili STRESS-ENERGY TENSOR OF MATTER AS SOURCE OF GRAVITATIONAL FIELD

The hypothesis that the universal conserved stress-energy tensor of matter can be a source of gravitational field is discussed. It follows from this hypothesis that the space-time must be Riemannian. In the corresponding theory of gravity, in contrast to the General Theory of Relativity, the following notions are preserved: inertial system, acceleration with respect to the space, the conservation laws of energy-momentum and angular momentum. The gravitational field turns out to be a physical field in this theory. The theory explains all observational facts in the Solar System and predicts the existence in the homogeneous and isotropic Universe of a large hidden bulk of matter, moreover the Universe can be only "flat". The theory changes the conventional views on the collapse of bodies with big mass.