DOI 10.58351/2949-2041.2026.35.6.032
УДК 530.12:531.51

Пирязев Игорь Олегович
Независимый исследователь
Piryazev Igor Olegovich
port10@ya.ru

ЭФФЕКТИВНАЯ МЕТРИКА МОДЕЛИ ОТВ2 В СЛАБОПОЛЬНОМ СЕКТОРЕ: МИНИМАЛЬНОЕ РАСШИРЕНИЕ ПЛОСКОГО ФОНА И КЛАССИЧЕСКИЕ ТЕСТЫ
EFFECTIVE METRIC OF THE RTR2 MODEL IN THE WEAK-FIELD SECTOR: MINIMAL EXTENSION OF THE FLAT BACKGROUND AND CLASSICAL TESTS

Аннотация: Рассматривается статический сферически-симметричный слабопольный сектор модели ОТВ2 (Относительный темп времени 2), в которой гравитация описывается скалярным полем темпа процессов $\Phi(\mathbf{r}) > 0$ на плоском фоне Минковского. Поле Φ задаёт три согласованных физических механизма: локальный темп материальных эталонов, эффективный показатель преломления вакуума $n_\Phi = 1/\Phi^2$ и эффективную метрику $d\tilde{s}^2 = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2 + r^2 d\Omega^2$, управляющую геодезическим движением. В слабопольном пределе для переменной $\Psi = 1 - \Phi^2$ выводится линейное уравнение $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$; оно есть приближение нелинейного уравнения поля с насыщением (приведённого в отдельной работе) и потому совместимо с ним до второго порядка по r_s/r. Для точечной массы внешнее решение $\Phi^2 = 1 - r_s/r$ при подстановке в эффективную метрику формально совпадает с метрикой Шварцшильда во всех порядках разложения по r_s/r, доступных наблюдательной проверке в Солнечной системе. Воспроизводятся ньютоновский предел, гравитационное красное смещение, отклонение света, задержка Шапиро и смещение перигелия. Подчёркивается, что эффективная метрика не является фундаментальной геометрией: она кодирует действие поля Φ на материю и свет. Явно очерчены границы линейного приближения и точки возможного расхождения с ОТО в сильном поле.

Abstract: We consider the static spherically symmetric weak-field sector of the RTR2 model (Relative Time Rate 2), in which gravity is described by a scalar field of the process rate $\Phi(r) > 0$ on a flat Minkowski background. The field Φ defines three consistent physical mechanisms: the local rate of material standards, the effective refractive index of the vacuum $n_\Phi = 1/\Phi^2$, and the effective metric $\widetilde{ds^2} = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2 + r^2 d\Omega^2$ governing geodesic motion. In the weak-field limit, for the variable $\Psi = 1 - \Phi^2$, the linear equation $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$ is derived; it is an approximation of the nonlinear field equation with saturation (presented in a separate work) and is therefore compatible with it up to the second order in r_s/r. For a point mass, the exterior solution $\Phi^2 = 1 - r_s/r$, when substituted into the effective metric, formally coincides with the Schwarzschild metric in all orders of the r_s/r expansion accessible to observational verification in the Solar System. The Newtonian limit, gravitational redshift, light deflection, Shapiro time delay, and perihelion shift are reproduced. It is emphasized that the effective metric is not a fundamental geometry: it encodes the action of the field Φ on matter and light. The boundaries of the linear approximation and the points of possible divergence from GR in the strong-field regime are explicitly outlined.

Ключевые слова: модель ОТВ2, скалярная гравитация, темп процессов, эффективная метрика, показатель преломления вакуума, классические тесты ОТО, слабопольный предел.

Keywords: Of the RTR2 model, scalar gravity, process rate, effective metric, vacuum refractive index, classical tests of GR, weak-field limit.

1. Введение

Общая теория относительности (ОТО) описывает гравитацию как геометрию искривлённого пространства-времени [1]. Метрический тензор $g_{\mu\nu}$ выступает фундаментальной динамической переменной, а движение пробных тел и света задаётся её геодезическими.

Модель ОТВ2 предлагает альтернативную онтологию. Фундаментальной величиной считается скалярное поле [2]

$$\Phi(\mathbf{r}) > 0, \qquad \Phi(\infty) = 1,$$

интерпретируемое как локальный темп физических процессов на плоском фоне Минковского. Гравитация описывается не как кривизна реального пространства-времени, а как неоднородное распределение Φ, которое действует на материю и свет универсальным образом [3].

Настоящая работа посвящена *слабопольному* сектору модели. Решаются три задачи:

Сформулировать минимальный набор постулатов, из которого выводятся все наблюдаемые эффекты статической сферической гравитации в слабом поле.

Показать, что эффективная метрика $d\tilde{s}^{\,2}$, построенная по полю Φ, в слабопольном внешнем решении совпадает с метрикой Шварцшильда с точностью, превышающей точность всех экспериментов Солнечной системы.

Чётко обозначить, в каком смысле линейное уравнение поля является приближением, и где ожидаются расхождения с ОТО (раздел 12).

Связь с нелинейным сектором, устраняющим формальную сингулярность горизонта, рассматривается в отдельной работе [6].

2. Аддитивная архитектура и три проявления поля Φ

Модель построена модульно: один и тот же объект Φ проявляется в трёх независимых, но согласованных секторах [3]. Схема:

$$\rho_m \;\to\; \Psi \;\to\; \Phi \;\to\; \{T_{loc},\, n_\Phi,\, d\tilde{s}^{\,2}\}.$$

(А) Темп материальных процессов. Длительность локального эталонного процесса:

$$T_{loc} = T_0/\Phi. \tag{A}$$

При $\Phi < 1$ процесс замедлен; этим механизмом описывается гравитационное красное смещение без обращения к метрике.

(Б) Оптический сектор. Поле Φ задаёт эффективный показатель преломления вакуума:

$$n_\Phi = 1/\Phi^2. \tag{B}$$

Свет распространяется в этой эффективной среде по принципу Ферма.

(В) Геометрический сектор. Поле Φ формирует эффективную метрику:

$$d\tilde{s}^{\,2} = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2 + r^2 d\Omega^2, \tag{C}$$

геодезические которой описывают движение пробных тел и света.

Совместность (Б) и (В) не есть независимый постулат, а теорема. Действительно, из условия нулевой геодезической $d\tilde{s}^{\,2} = 0$ для радиального света $0 = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2$ сразу следует

$$v_{\text{light}} \equiv \left|\frac{dr}{dt}\right| = c\Phi^2, \qquad n_\Phi \equiv \frac{c}{v_{\text{light}}} = \frac{1}{\Phi^2}.$$

Поэтому (Б) — не отдельный постулат, а удобная переформулировка (В) на оптическом языке. Это важный момент: модель содержит *ровно один* нетривиальный геометрический постулат — выражение (С) для эффективной метрики, — а оптика выводится из него.

3. Постулаты минимальной статической модели

Постулат 1 (поле темпа процессов)

Существует скалярное поле $\Phi(\mathbf{r}) > 0$ с нормировкой $\Phi(\infty) = 1$, задающее локальный темп физических процессов согласно (A).

Постулат 2 (полевая переменная)

Уравнения поля удобно формулировать для вспомогательной переменной

$$\Psi = 1 - \Phi^2,$$

называемой мерой деформации фундаментального фона. В вакууме $\Psi = 0$; в присутствии массы $\Psi > 0$.

Постулат 3 (уравнение поля в слабопольном пределе)

В минимальной версии модели для Ψ принимается уравнение

$$\nabla^2 \Psi = -\frac{8\pi G}{c^2}\rho_m, \tag{3.1}$$

которое является слабопольным приближением ($\Psi \ll 1$) полного нелинейного уравнения [6]

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \Psi}{1 - \Psi}\right) = -\frac{8\pi G}{c^2}\rho_m. \tag{3.2}$$

Эквивалентность (3.1) и (3.2) при $\Psi \ll 1$ показана в [6]; настоящая работа использует именно слабопольную форму (3.1).

Постулат 4 (эффективная метрика)

Действие поля Φ на пробные тела и свет описывается эффективной метрикой (C). Эта метрика не отождествляется с фундаментальной геометрией: фундаментальный фон остаётся плоским, а $d\tilde{s}^{\,2}$ есть инструмент, кодирующий универсальное действие Φ.

Постулат 5 (геодезическое движение)

Пробные массивные тела движутся по времениподобным геодезическим метрики (C); свет — по её нулевым геодезическим.

4. Связь Ψ с ньютоновским потенциалом

Сравнение (3.1) с уравнением Пуассона $\nabla^2 \varphi_N = 4\pi G \rho_m$ даёт

$$\Psi = -\frac{2\varphi_N}{c^2}. \tag{4.1}$$

Для положительной точечной массы $\varphi_N = -GM/r < 0$, откуда $\Psi = r_s/r > 0$, что согласуется с физическим смыслом Ψ как меры деформации фона.

5. Точечная масса и эффективная метрика

Для $\rho_m = M\delta^3(\mathbf{r})$ интегрирование (3.1) даёт

$$\Psi(r) = \frac{2GM}{c^2 r} \equiv \frac{r_s}{r}, \qquad \Phi^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r}, \qquad r_s = \frac{2GM}{c^2}. \tag{5.1}$$

Подстановка (5.1) в эффективную метрику (C):

$$d\tilde{s}^{\,2} = -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{1 - r_s/r} + r^2 d\Omega^2, \tag{5.2}$$

формально совпадает с метрикой Шварцшильда в стандартных координатах [1].

Статус совпадения.

Совпадение (5.2) с метрикой Шварцшильда — это *не* вывод полной теории Эйнштейна, а констатация того, что в слабопольном внешнем решении модель ОТВ2 даёт ту же функциональную форму, что и ОТО. Из этого автоматически следуют все классические шварцшильдовские предсказания (разделы 7–10), поскольку они зависят только от формы метрики, а не от уравнения, её породившего.

Граница применимости.

Решение (5.1) корректно при $\Psi(r) \ll 1$, то есть при $r \gg r_s$. При приближении к $r = r_s$ линейное уравнение (3.1) формально даёт $\Psi = 1$, $\Phi = 0$; это *артефакт* линейного приближения, устраняемый при переходе к нелинейному уравнению (3.2). В этом случае внешнее решение принимает вид $\Phi(r) = e^{-r_s/(2r)}$ [6] и горизонт отсутствует.

Согласованность двух решений.

Разложение нелинейного решения по r_s/r:

$$\Phi^2_{\text{нел}}(r) = e^{-r_s/r} = 1 - \frac{r_s}{r} + \frac{r_s^2}{2r^2} + O\left(\frac{r_s^3}{r^3}\right),$$

$$\Phi^2_{\text{лин}}(r) = 1 - \frac{r_s}{r}.$$

Линейное и нелинейное решения совпадают в первом порядке по r_s/r. В Солнечной системе $r_s/r \lesssim 10^{-6}$, поэтому различие во втором порядке вкладывает в эффекты Солнечной системы поправку порядка 10^{-6} относительно ведущего шварцшильдовского члена. Это лежит *на границе* точности современных экспериментов (например, Cassini-эксперимент по параметру γ), и потому подлежит отдельному количественному анализу в работе [6]; в Солнечной системе расхождения с ОТО находятся в пределах текущих наблюдательных ошибок.

6. Эффективная метрика как минимальное расширение Минковского

Плоский фон в сферических координатах [1]:

$$ds_0^2 = -c^2dt^2 + dr^2 + r^2d\Omega^2.$$

Эффективная метрика (C) отличается от ds_0^2 ровно двумя множителями, оба построенные из одного скалярного поля Φ:

$$g_{tt} = -\Phi^2, \qquad g_{rr} = \Phi^{-2}, \qquad g_{\theta\theta} = r^2, \quad g_{\phi\phi} = r^2\sin^2\theta.$$

Угловая часть не масштабируется, поэтому r сохраняет смысл стандартной шварцшильдовской радиальной координаты ($S_{\text{сферы}} = 4\pi r^2$). В этом смысле расширение действительно минимально.

7. Гравитационное красное смещение: согласованность двух выводов

Вывод через темп процессов (Постулат 1)

Частота локального эталона пропорциональна Φ: $\nu_{\text{ref}}(r) \propto \Phi(r)$. В статическом поле собственная частота сигнала при распространении сохраняется. Тогда

$$z = \frac{\nu_{\text{ref}}(B)}{\nu_{\text{arr}}(B)} - 1 = \frac{\Phi_B}{\Phi_A} - 1. \tag{7.1}$$

Вывод через метрику (Постулат 4)

Для покоящегося наблюдателя из $d\tilde{s}^{\,2} = -c^2d\tilde{\tau}^{\,2}$ и $dr = d\Omega = 0$:

$$d\tilde{\tau} = \Phi\, dt. \tag{7.2}$$

В статическом поле координатный интервал между гребнями волны сохраняется ($\Delta t_A = \Delta t_B$), поэтому отношение собственных периодов $\Delta\tilde{\tau}_B/\Delta\tilde{\tau}_A = \Phi_B/\Phi_A$, что даёт тот же результат (7.1).

Слабопольный предел и эксперимент Паунда–Ребки

При $\Phi_A \simeq 1 - GM/(c^2 r_A)$, $\Phi_B \to 1$:

$$z \simeq \frac{GM}{c^2 r_A}, \tag{7.3}$$

что совпадает со стандартным результатом и подтверждено экспериментально [9].

Согласованность (7.1) и (7.2) есть нетривиальная внутренняя проверка модели: два формально независимых сектора (темп процессов и метрика) дают идентичный наблюдаемый эффект, что и должно быть в самосогласованной аддитивной архитектуре.

8. Свет: показатель преломления и отклонение

Как показано в разделе 2, из условия $d\tilde{s}^{\,2} = 0$ следует

$$v_{\text{light}} = c\Phi^2, \qquad n_\Phi = 1/\Phi^2.$$

Для точечной массы в слабом поле

$$n_\Phi(r) \simeq 1 + \frac{r_s}{r} = 1 + \frac{2GM}{c^2 r}. \tag{8.1}$$

Применяя принцип Ферма (или, эквивалентно, нулевые геодезические метрики (5.2)) для луча с прицельным параметром b, получаем стандартный угол отклонения [4, 5]

$$\theta = \frac{4GM}{c^2 b}\ , \tag{8.2}$$

подтверждённый экспедицией 1919 г. и последующими радиоинтерферометрическими измерениями [7].

9. Задержка Шапиро

Дополнительное время прохождения сигнала через область неоднородного Φ:

$$\Delta t = \frac{1}{c}\int (n_\Phi - 1)\, dl \simeq \frac{1}{c}\int \frac{r_s}{r}\, dl.$$

Для радиолокационного сигнала Земля–планета–Земля стандартное интегрирование даёт

$$\Delta t_{r\text{-}t} = \frac{4GM}{c^3} \ln\frac{4r_1 r_2}{b^2}, \tag{9.1}$$

что совпадает с классическим результатом Шапиро [10, 11].

10. Ньютоновский предел как теорема

Покажем, что Постулаты 4–5 *сами по себе* дают ньютоновский закон тяготения; вводить отдельный постулат $\mathbf{a} = -c^2\nabla\ln\Phi$ не требуется.

Уравнение геодезической для медленной ($v \ll c$) частицы в слабом поле ($|\Phi - 1| \ll 1$) в стандартной постньютоновской процедуре [8] имеет ведущий член

$$\frac{d^2 x^i}{dt^2} \simeq -c^2\, \Gamma^i_{tt}.$$

Для метрики (C) в декартовых координатах при $g_{tt} = -\Phi^2$ получаем

$$\Gamma^i_{tt} \simeq 1/2\, \partial_i \Phi^2 = \Phi\ \partial_i \Phi \simeq \partial_i \Phi,$$

откуда

$$\mathbf{a} \simeq -c^2 \nabla\Phi \simeq -c^2 \nabla\ln\Phi. \tag{10.1}$$

Подставляя слабопольную форму $\Phi \simeq 1 - GM/(c^2 r)$, получаем закон Ньютона:

$$\mathbf{a} = -\frac{GM}{r^2}\, \hat{\mathbf{r}}. \tag{10.2}$$

Таким образом, ньютоновский предел не требует дополнительного постулата и автоматически согласован с метрической формулировкой.

11. Смещение перигелия

Поскольку при подстановке $\Phi^2 = 1 - r_s/r$ метрика (C) принимает шварцшильдовский вид (5.2), все следствия геодезического движения по этой метрике автоматически воспроизводятся. В частности, дополнительное смещение перигелия за один период:

$$\Delta\varphi = \frac{6\pi GM}{c^2 a(1-e^2)}\ , \tag{11.1}$$

что для Меркурия даёт $43''$ за столетие в согласии с наблюдениями [8, 12].

Подчеркнём: этот результат *не выводится* из нерелятивистского закона (10.2). Он требует полной геодезической процедуры в эффективной метрике (5.2) и иллюстрирует, что Постулаты 4–5 содержат больше информации, чем простое слабопольное ускорение.

12. Об операциональной эквивалентности с ОТО и точках возможного расхождения

В слабопольном статическом секторе модель ОТВ2 *операционально неотличима* от ОТО: внешнее решение для точечной массы совпадает со шварцшильдовским [1], и все пять классических тестов (ньютоновский предел, красное смещение, отклонение света, задержка Шапиро, смещение перигелия) воспроизводятся с той же точностью.

Это не недостаток модели, а *обязательное требование* к её слабопольному модулю: любая жизнеспособная теория гравитации должна воспроизводить наблюдаемые шварцшильдовские эффекты в режиме, где они надёжно установлены.

Содержательное отличие ОТВ2 от ОТО возникает в *других* секторах:

Сильное поле ($\Psi \to 1$): нелинейное уравнение (3.2) даёт внешнее решение $\Phi = e^{-r_s/(2r)}$ без горизонта; различие с ОТО появляется во втором порядке по r_s/r и становится определяющим вблизи компактных объектов [6].

Динамический режим: волновое обобщение уравнения (3.2) и характер скалярного излучения (в отличие от тензорного в ОТО) — предмет отдельного исследования.

Космологический сектор: глобальная эволюция $\Phi(t)$ и её связь с расширением Вселенной не рассматриваются в настоящей работе.

В каждом из этих секторов модель в принципе *фальсифицируема* независимо [7, 13]. Аддитивная архитектура позволяет вести проверки модульно, не требуя одновременной согласованности со всеми наблюдательными данными на начальной стадии разработки.

13. Ограничения настоящей работы

Явно перечислим всё, что *не* сделано:

Рассмотрен только *статический* сектор; динамика поля $\Phi(t, \mathbf{r})$ не строится.

Рассмотрен только *слабопольный* режим $\Psi \ll 1$; поведение в окрестности $r = r_s$ требует нелинейного уравнения [6].

Не построено *внутреннее* решение для протяжённых тел; уравнение гидростатического равновесия в эффективной метрике — задача отдельной работы.

Не построен *лагранжев* формализм для уравнения (3.1); следовательно, не вычислены тензор энергии-импульса поля и связанные сохраняющиеся величины.

Не вычислены *параметризованные постньютоновские* (PPN) параметры в строгом виде. В первом порядке по r_s/r совпадение со Шварцшильдом даёт $\gamma \to 1$, $\beta \to 1$; расхождения во втором порядке возникают при использовании нелинейного решения и анализируются в [6] в рамках формализма [7].

Не рассмотрено *гравитационное излучение*; характер мод (скалярная против тензорной) и сравнение с пульсарной хронометрией оставлены на этап динамического обобщения.

Эти пункты определяют программу дальнейших работ.

14. Заключение

В работе сформулирован минимальный статический сектор модели ОТВ2. Основные результаты:

1. Архитектура модели сведена к *четырём* независимым постулатам: поле темпа процессов Φ, полевая переменная $\Psi = 1 - \Phi^2$, уравнение поля (3.1) и эффективная метрика (C) с геодезическим движением. Прежние Постулаты 6 (ньютоновское ускорение) и 7 (показатель преломления) выведены как *теоремы* из этой минимальной системы.

2. Для точечной массы внешнее решение даёт $\Phi^2 = 1 - r_s/r$; подстановка в эффективную метрику формально воспроизводит метрику Шварцшильда [1].

3. Все классические тесты — ньютоновский предел, гравитационное красное смещение, отклонение света, задержка Шапиро, смещение перигелия — воспроизводятся в согласии с наблюдениями.

4. Эффективная метрика *не* отождествляется с фундаментальной геометрией [1]: она кодирует универсальное действие скалярного поля Φ на материю и свет на плоском фоне.

5. Линейное уравнение (3.1) явно представлено как слабопольное приближение нелинейного уравнения (3.2); граница применимости ($\Psi \ll 1$, $r \gg r_s$) явно очерчена; формальная сингулярность $\Phi = 0$ при $r = r_s$ интерпретируется как артефакт линеаризации, устраняемый в [6].

6. Указаны секторы (сильное поле, динамика, космология), в которых ОТВ2 в принципе расходится с ОТО и допускает независимую экспериментальную проверку.

Таким образом, статический слабопольный модуль модели ОТВ2 является самосогласованным, наблюдательно непротиворечивым и методологически экономным. Развитие модели в нелинейный, динамический и космологический секторы составляет предмет последующих работ.

Список литературы:

1. Эйнштейн А. Основы общей теории относительности // Собрание научных трудов. М.: Наука, 1965. Т. 1.

2. Пирязев И.О., Модель ОТВ2: опорный квант времени, локальный темп процессов и происхождение гравитационного красного смещения // Вектор научной мысли: научный журнал. Май 2026.-СПб., Изд.МИПИ им. Ломоносова -2026. №5(34). DOI: 10.58351/2949-2041.2026.34.5.028

3. Пирязев И.О., Статическая скалярно-оптическая модель гравитации ОТВ2: линейное уравнение поля и слабопольные тесты // Международный научный журнал «Инновационная наука» (ISSN 2410-6070). 2026. № IN-2026-06-1

4. Møller C. The Theory of Relativity. 2nd ed. Oxford: Clarendon Press, 1972.

5. Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A. Gravitation. San Francisco: Freeman, 1973.

6. Пирязев И. О. Нелинейное уравнение поля с насыщением в модели ОТВ2: устранение формальной сингулярности горизонта и упругая интерпретация переменной ψ // Вектор научной мысли: научный журнал. Июнь 2026.-СПб., Изд.МИПИ им. Ломоносова -2026. № 6(35).

7. Will C. M. Theory and Experiment in Gravitational Physics. 2nd ed. Cambridge Univ. Press, 2018.

8. Landau L. D., Lifshitz E. M. The Classical Theory of Fields. 4th ed. Oxford: Pergamon, 1975.

9. Pound R. V., Rebka G. A. Apparent weight of photons // Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 4. P. 337–341.

10. Shapiro I. I. et al. Verification of the principle of equivalence for massive bodies // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 555–558.

11. Shapiro I. I. Fourth test of general relativity // Phys. Rev. Lett. 1964. Vol. 13. P. 789–791.

12. Park R. S. et al. Precession of Mercury’s perihelion from ranging to the MESSENGER spacecraft // Astron. J. 2017. Vol. 153. P. 121.

13. Bertotti B., Iess L., Tortora P. A test of general relativity using radio links with the Cassini spacecraft // Nature. 2003. Vol. 425. P. 374–376.