DOI 10.58351/2949-2041.2026.36.7.004
УДК 530.12:531.51

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

УСТРАНЕНИЕ СИНГУЛЯРНОСТИ ГОРИЗОНТА В МОДЕЛИ ОТВ2: НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ ПОЛЯ С НАСЫЩЕНИЕМ И РАЗДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ПРИМЕНИМОСТИ
ELIMINATION OF THE HORIZON SINGULARITY IN THE RTR2 MODEL: A NONLINEAR FIELD EQUATION WITH SATURATION AND SEPARATION OF DOMAINS OF APPLICABILITY

Аннотация: Модель ОТВ2 (Относительный темп времени 2) разрабатывается как альтернатива Общей теории относительности, основанная на представлении о гравитации не как об искривлении пространства-времени, а как о действии скалярного поля $\Phi(\boldsymbol{r}) > 0$, задающего локальный темп физических процессов на плоском фоне Минковского. Поле Φ задаёт темп времени $d\tilde{\tau} = \Phi dt$, координатную скорость света $v = c\Phi^2$ и ускорение массивных тел $a = -c$^$2\nabla \ln \Phi$, что в совокупности эквивалентно эффективной метрике $\widetilde{ds^2} = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2 + r^2 d\Omega^2$, единой для света и вещества. В слабопольном линейном приближении получено решение $\Phi^2 = 1 - r_s/r$, формально совпадающее с метрикой Шварцшильда и воспроизводящее все классические тесты ОТО. Показано, что обращение Φ в ноль на гравитационном радиусе является артефактом линеаризации. Предложен физический механизм насыщения деформации фундаментального фона как упругой среды с переменной податливостью, на основе которого построено нелинейное уравнение поля $\nabla \cdot \big(\nabla\Psi/(1-\Psi)\big) = -8\pi G \rho_m / c^2$, где $\Psi = 1 - \Phi^2$, с точным внешним решением $\Phi = \exp\big(-r_s/(2r)\big)$, для которого $\Phi > 0$ при всех $r > 0$. Проанализированы наблюдательные следствия, включая размер тени чёрной дыры, и предложено разделение областей применимости линейного и нелинейного уравнений, сохраняющее согласие с данными Event Horizon Telescope. Сформулированы проверяемые предсказания модели для будущих астрофизических наблюдений.

Abstract: The RTR2 model (Relative Time Rate 2) is developed as an alternative to General Relativity, based on the idea of gravity not as curvature of space-time but as the action of a scalar field $\Phi(\boldsymbol{r}) > 0$, which sets the local rate of physical processes on a flat Minkowski background. The field Φ determines the rate of time $d\tilde{\tau} = \Phi dt$, the coordinate speed of light $v = c\Phi^2$, and the acceleration of massive bodies $a = -c$^$2\nabla \ln \Phi$. Together, these are equivalent to the effective metric $\widetilde{ds^2} = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2 + r^2 d\Omega^2$, which is universal for light and matter. In the weak-field linear approximation, the solution $\Phi^2 = 1 - r_s/r$ is obtained, formally coinciding with the Schwarzschild metric and reproducing all classical tests of GR. It is shown that ΦΦ vanishing at the gravitational radius is an artifact of linearization. A physical mechanism of saturation of the deformation of the fundamental background is proposed, treating it as an elastic medium with variable compliance. This leads to the nonlinear field equation $\nabla \cdot \big(\nabla\Psi/(1-\Psi)\big) = -8\pi G \rho_m / c^2$, where $\Psi = 1 - \Phi^2$, with the exact exterior solution $\Phi = \exp\big(-r_s/(2r)\big)$, for which $\Phi > 0$ for all $r > 0$. The observational consequences are analyzed, including the size of the black hole shadow, and a separation of the domains of applicability of the linear and nonlinear equations is proposed, preserving agreement with Event Horizon Telescope data. Testable predictions of the model for future astrophysical observations are formulated.

Ключевые слова: ОТВ2, скалярная гравитация, нелинейное уравнение поля, насыщение деформации фона, устранение сингулярности, горизонт событий, тень чёрной дыры.

Keywords: RTR2, scalar gravity, nonlinear field equation, background deformation saturation, singularity elimination, event horizon, black hole shadow.

1. Введение

Модель ОТВ2 [1] предлагает альтернативную гравитацию: вместо искривлённого пространства-времени фундаментальной величиной выступает скалярное поле $\Phi(\mathbf{r}) > 0$, интерпретируемое как локальный темп физических процессов на плоском фоне Минковского. В слабопольном секторе модель использует линейное уравнение поля $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$ (где $\Psi = 1 - \Phi^2$ — мера деформации фона) и эффективную метрику $d\tilde{s}^2 = -\Phi^2c^2dt^2 + \Phi^{-2}dr^2 + r^2d\Omega^2$, геодезические которой описывают движение пробных тел и света.

В работе [1] показано, что для точечной массы внешнее решение $\Phi^2 = 1 - r_s/r$ ($r_s = 2GM/c^2$) при подстановке в эффективную метрику формально совпадает с метрикой Шварцшильда. Это обеспечивает автоматическое воспроизведение всех пяти классических тестов ОТО: ньютоновского предела, гравитационного красного смещения, отклонения света, задержки Шапиро и смещения перигелия. Более того, линейное решение даёт правильный размер тени чёрной дыры ($b_{crit} = \sqrt{27}/2\, r_s \approx 2.6\, r_s$), что подтверждено наблюдениями Event Horizon Telescope (EHT) для галактики M87* [2].

Однако линейное решение обладает известным дефектом: при $r = r_s$ поле обращается в ноль $\Phi = 0$, что формально означает полную остановку времени на гравитационном радиусе. В работе [1] это квалифицировано как артефакт линеаризации — линейное уравнение не содержит механизма, ограничивающего рост деформации Ψ, и потому неприменимо в режиме $\Psi \to 1$.

Настоящая работа решает три задачи:

1. **Физическая**: сформулировать механизм насыщения деформации фундаментального фона, который естественным образом ограничивает рост Ψ и устраняет сингулярность горизонта.

2. **Математическая**: построить нелинейное обобщение уравнения поля, реализующее этот механизм, и найти его точное внешнее решение.

3. **Методологическая**: определить границы применимости линейного и нелинейного уравнений, обеспечив сохранение всех подтверждённых наблюдениями предсказаний.

Структура статьи отвечает этой логике. В разделе 2 кратко воспроизводятся исходные постулаты модели. Раздел 3 содержит детальный анализ сингулярности линейного решения и границ его применимости. Раздел 4 вводит центральную физическую идею работы — механизм насыщения деформации фона как упругой среды с переменной податливостью. Последующие разделы посвящены математической реализации этой идеи и её наблюдательным следствиям.

Конкретный пример нелинейного уравнения в данной работе приведён в качестве иллюстрации.

2. Исходные постулаты модели ОТВ2

Приведём минимальную систему постулатов статического сектора модели ОТВ2, полностью следуя работе [1]. Все положения воспроизводятся без вывода; подробное обоснование каждого пункта содержится в [1].

Постулат 1. Поле темпа процессов

Существует фундаментальное скалярное поле $\Phi(\mathbf{r}) > 0$, нормированное на бесконечности:

$$\Phi(\infty) = 1 \tag{2.1}$$

Поле Φ задаёт локальный темп физических процессов. Собственное время $\tilde{\tau}$ в точке с координатой r связано с координатным временем t удалённого наблюдателя соотношением:

$$d\tilde{\tau} = \Phi(r)\, dt \tag{2.2}$$

При $\Phi = 1$ темп времени совпадает с темпом удалённого наблюдателя; при $\Phi < 1$ локальное время течёт медленнее.

Постулат 2. Мера деформации фундаментального фона

Поле Φ существует всегда, 0 < Φ ≤ 1.

Без материи Φ = 1 — «нормальное», ненапряжённое состояние.

Материя — это область, где Φ понижен.

Материя — это локальный дефект поля, т.е. **материя не является источником поля Φ**.

Вводится вспомогательная безразмерная переменная Ψ, количественно характеризующая степень локальной деформации фундаментального фона:

$$\Psi = 1 - \Phi^2 \tag{2.3}$$

Свойства Ψ:

- В отсутствие массы (невозмущённый фон): $\Phi = 1 \;\Rightarrow\; \Psi = 0$;
- В пределе экстремальной деформации: $\Phi \to 0 \;\Rightarrow\; \Psi \to 1$;
- В слабом поле ($|\Phi - 1| \ll 1$): $\Psi \approx -2\varphi_N / c^2$, где φ_N — ньютоновский потенциал [1].

Физический смысл: Ψ выступает как мера того, насколько сильно масса <<продавила>> фундаментальный фон в данной точке.

Постулат 3. Уравнение поля (слабопольный предел)

В минимальной версии модели для Ψ принимается линейное уравнение:

$$\nabla^2\Psi = -\frac{8\pi G}{c^2}\,\rho_m \tag{2.4}$$

где $\rho_m(\mathbf{r})$ — плотность массы в данной точке, G — гравитационная постоянная, c — скорость света.

Уравнение (2.4) является слабопольным приближением ($\Psi \ll 1$) более общего нелинейного уравнения, которое будет построено в разделах 4–5. Связь с классической теорией: сравнивая (2.4) с уравнением Пуассона $\nabla^2\varphi_N = 4\pi G\rho_m$, получаем

$$\Psi = -\frac{2\varphi_N}{c^2} \tag{2.5}$$

Постулат 4. Эффективная метрика

Действие поля Φ на пробные тела и свет описывается эффективной метрикой:

$$d\tilde{s}^2 = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2 + r^2 d\Omega^2 \tag{2.6}$$

где $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2$ — стандартная угловая часть.

Метрика была построена не как исходный постулат, а как итог последовательного вывода из следующих шагов:

1. Постулировано поле темпа времени: $d\tilde{\tau} = \Phi(r)\, dt$, где $\Phi(r) > 0$, $\Phi(\infty) = 1$, что сразу объясняет гравитационное красное смещение как $z \;=\; 1/\Phi -\; 1$ без привлечения метрики.

2. Найдена связь с гравитацией: из требования воспроизведения ньютоновского предела $\Phi \approx 1 - GM/(c^2 r)$ получено линейное уравнение поля $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$, где $\Psi = 1 - \Phi^2$, с «источником» только в виде плотности массы ρ_m.

3. Выведена скорость света в поле Φ: из условия постоянства локальной скорости света c и соотношения $d\tilde{\tau} = \Phi dt$ получена координатная скорость света $v_{\text{света}} = dr/dt = c\Phi^2$, что эквивалентно эффективному показателю преломления вакуума $n_\Phi = 1/\Phi^2$.

4. Сформулировано линейное уравнение поля как прямое обобщение уравнения Пуассона, замыкающее систему уравнений для статического слабого поля.

5. Построена эффективная метрика как математический инструмент, временная компонента которого $g_{tt} = -\Phi^2$ воспроизводит темп времени из пункта 1 $d\tilde{\tau} = \Phi dt$, а радиальная компонента $g_{rr} = \Phi^{-2}$ воспроизводит скорость света из пункта 3 ($dr/dt = c\Phi^2$ из условия $d\tilde{s}^2 \;=\; 0$); угловая часть $r^2 d\Omega^2$ оставлена без масштабирования, чтобы сохранить стандартный смысл радиальной координаты (площадь сферы равна $4\pi r^2$).

Таким образом, метрика не постулировалась, а была собрана как согласованная конструкция из двух независимо установленных физических фактов — темпа времени и скорости света в гравитационном поле.

Эффективная метрика модели ОТВ2 **полностью определяется одним скалярным полем Φ.**

Принципиально важно, что эффективная метрика (2.6) **не является фундаментальной геометрией** пространства-времени. Фундаментальный фон остаётся плоским (пространство Минковского). Метрика $d\tilde{s}^2$ — это инструмент, кодирующий универсальное действие поля Φ на материю и свет.

Постулат 5. Геодезическое движение

- Пробные массивные тела движутся по времениподобным геодезическим эффективной метрики (2.6);
- Свет распространяется по нулевым геодезическим эффективной метрики (2.6).

Замечание об аддитивной архитектуре

Модель построена по модульному принципу:

$$\rho_m \;\rightarrow\; \Psi \;\rightarrow\; \Phi \;\rightarrow\; d\tilde{\tau},\; n_\Phi,\; d\tilde{s}^2$$

Каждый уровень цепочки может уточняться независимо от других. Настоящая работа модифицирует **только** верхний уровень — связь $\rho_m \rightarrow \Psi$ (уравнение поля), — не затрагивая определение Φ через Ψ, вид эффективной метрики и геодезический постулат. Это ключевое методологическое преимущество модели.

3. Проблема линейного решения: сингулярность горизонта

3.1 Внешнее решение для точечной массы

Для статического сферически-симметричного источника — точечной массы M в начале координат, $\rho_m(\mathbf{r}) = M\delta^3(\mathbf{r})$, — уравнение (2.4) в вакууме ($\rho_m = 0$) принимает вид:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\Psi}{dr}\right) = 0 \quad \Rightarrow \quad \Psi(r) = \frac{C}{r} \tag{3.1}$$

Константа интегрирования C определяется из интеграла по объёму от обеих частей (2.4). Интегрируя по шару, содержащему источник:

$$\int_V \nabla^2\Psi\, dV = \oint_S \nabla\Psi \cdot d\mathbf{S} = 4\pi r^2\left(-\frac{C}{r^2}\right) = -4\pi C \tag{1}$$

$$-\frac{8\pi G}{c^2}\int_V \rho_m\; dV = -\frac{8\pi GM}{c^2} \tag{2}$$

Приравнивая: $C = 2GM/c^2 \equiv r_s$, где r_s — гравитационный радиус (радиус Шварцшильда).

Таким образом, внешнее решение:

$$\Psi(r) = \frac{r_s}{r}, \qquad \Phi^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r}, \qquad r_s \equiv \frac{2GM}{c^2} \tag{3.2}$$

Подстановка (3.2) в эффективную метрику (2.6) даёт:

$$d\tilde{s}^2 = -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right)c^2dt^2 + \frac{dr^2}{1 - r_s/r} + r^2d\Omega^2 \tag{3.3}$$

Формально (3.3) совпадает с метрикой Шварцшильда в стандартных координатах [3]. Как следствие, все классические тесты ОТО, основанные на этой метрике, воспроизводятся без изменений — это детально продемонстрировано в [1].

3.2 Тень чёрной дыры в линейном приближении

Поскольку эффективная метрика (3.3) тождественна шварцшильдовской, все расчёты геодезических фотонов и тени совпадают с ОТО. Приведём ключевой результат.

Для нулевой геодезической в метрике (3.3) эффективный потенциал имеет вид:

$$V_{eff}(r) = \frac{L^2}{r^2}\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) \tag{3.4}$$

где L — сохраняющийся угловой момент фотона.

Максимум потенциала (фотонная сфера):

$$\frac{dV_{eff}}{dr} = 0 \ \Rightarrow \ r_{ph} = \frac{3}{2} r_s \tag{3.5}$$

Критический прицельный параметр (радиус тени):

$$b_{crit} = \frac{\sqrt{27}}{2} r_s \approx 2.598\, r_s \tag{3.6}$$

Это значение полностью согласуется с измерениями EHT для M87*: угловой диаметр тени 42 ± 3 микросекунды дуги при массе $(6.5 \pm 0.7) \times 10^9 M_\odot$ и расстоянии 16.8 ± 0.8 Мпк [2].

3.3 Граница применимости линейного решения: артефакт $\Phi = 0$

Рассмотрим поведение решения (3.2) при $r \to r_s$:

$\Psi(r_s) = 1$;

$\Phi(r_s) = 0$;

$g_{tt} = -\Phi^2 = 0$ — эффективная метрика вырождается;

$d\tilde{\tau} = \Phi\, dt = 0$ — собственное время останавливается;

Красное смещение $z = 1/\Phi(r_s) - 1 \to \infty$.

Следует ли отсюда, что модель предсказывает физический горизонт событий? Нет. Данный эффект является **артефактом линеаризации**. Причина состоит в следующем.

Линейное уравнение (2.4) получено как приближение $\Psi \ll 1$ для общего нелинейного уравнения. В области $\Psi \to 1$ условие применимости линейного приближения нарушается — уравнение (2.4) выходит за границы своей математической и физической корректности. Оно просто <<не знает>>, что рост Ψ должен быть ограничен, поскольку не содержит механизма такого ограничения.

Ситуация полностью аналогична известной в ОТО проблеме сингулярности Шварцшильда в координатах Шварцшильда [3]: сама метрика (3.3) имеет координатную сингулярность на $r = r_s$, которая, однако, не является физической сингулярностью (кривизна конечна). В модели ОТВ2 линейное уравнение также порождает артефакт на $r = r_s$, который должен быть устранён переходом к более общему описанию.

3.4 Область, где линейное уравнение заведомо работает

При $r \gg r_s$ имеем $\Psi = r_s/r \ll 1$, и линейное приближение строго обосновано. Количественно: на радиусе фотонной сферы $\Psi(r_{ph}) = r_s/(1.5r_s) = 2/3 \approx 0.667$. Хотя это и не <<слабое поле>> в строгом смысле, совпадение линейной эффективной метрики со шварцшильдовской обеспечивает согласие с наблюдениями на всех масштабах $r \gtrsim 1.5r_s$. Более того, данные EHT подтверждают, что геометрия вплоть до фотонной сферы описывается именно шварцшильдовским решением.

Таким образом, **линейное уравнение является полностью адекватным для описания всех наблюдаемых в настоящее время гравитационных явлений**. Нелинейное обобщение требуется исключительно для устранения внутреннего дефекта (сингулярности $\Phi = 0$) в области $r < r_s$, которая принципиально недоступна прямым астрофизическим наблюдениям.

4. Физический механизм насыщения деформации фона

4.1 Фундаментальный фон как упругая среда

Центральная физическая идея настоящей работы состоит в следующем: фундаментальное поле Φ, задающее темп процессов, представляет собой не абстрактный математический объект, а **физическую среду**, обладающую свойствами, аналогичными упругой среде.

В отсутствие массы ($\rho_m = 0$) эта среда находится в невозмущённом, <<ненапряжённом>> состоянии: $\Phi = 1$ всюду, $\Psi = 0$. Масса выступает как **дефект** или сток этой среды — она локально подавляет поле Φ, создавая область пониженного темпа времени. Возникающая неоднородность (градиент Ψ) передаётся от источника вовне подобно тому, как деформация передаётся в упругой среде.

4.2 Переменная податливость: физическая интуиция

Обычная упругая среда (например, пружина) подчиняется закону Гука: деформация пропорциональна приложенной силе. Коэффициент пропорциональности (податливость) постоянен. Это соответствует линейному уравнению.

Однако реальные среды при больших деформациях проявляют **нелинейные свойства**: их жёсткость растёт, а податливость падает. При приближении к некоторому предельному состоянию (разрыву, пластичности или фазовому переходу) среда сопротивляется деформации всё сильнее. В пределе — бесконечно сильное сопротивление.

В модели ОТВ2 предлагается аналогичный механизм для фундаментального фона:

- При слабой деформации ($\Psi \ll 1$) податливость максимальна — среда легко деформируется под действием массы. Это даёт стандартный ньютоновский закон $\Psi \propto 1/r$.
- По мере роста деформации податливость падает. Среда сопротивляется дальнейшему сжатию всё сильнее.
- В пределе $\Psi \to 1$ податливость стремится к нулю — **среда становится бесконечно жёсткой**, и никакая конечная плотность массы не может довести деформацию до единицы.

Математически простейшая реализация этой идеи: податливость пропорциональна оставшейся <<неиспользованной>> ёмкости фона, то есть величине $1 - \Psi = \Phi^2$.

4.3 Интегральный принцип сохранения потока деформации

В линейной теории в вакууме сохраняется поток градиента Ψ через любую замкнутую поверхность, охватывающую источник (это прямое следствие уравнения $\nabla^2\Psi = 0$ и теоремы Гаусса):

$$\oint_S \nabla\Psi \cdot d\mathbf{S} = \mathrm{const} \tag{4.1}$$

В среде с переменной податливостью <<эффективность>> градиента как переносчика деформации зависит от локальной податливости. Там, где среда уже сильно деформирована ($\Psi \to 1$), один и тот же градиент создаёт меньший поток деформации, чем там, где среда почти не возмущена.

Следовательно, сохраняющейся величиной в вакууме должен быть не <<голый>> градиент, а **поток деформации, взвешенный на локальную податливость**:

$$\oint_S \frac{\nabla\Psi}{1-\Psi} \cdot d\mathbf{S} = \mathrm{const} \tag{4.2}$$

Это — **основной физический постулат** данной работы. Он напрямую выражает идею насыщения: при $\Psi \to 1$ знаменатель $1 - \Psi \to 0$, поэтому для поддержания одного и того же потока градиент должен неограниченно расти. Иными словами, чтобы <<продавить>> почти насыщенную среду ещё немного, требуется колоссальный градиент, что эквивалентно огромной плотности массы.

4.4 Физическая интерпретация: масса как сток, а не источник

Традиционно в ньютоновской теории и в ОТО масса рассматривается как **источник** гравитационного поля. В модели ОТВ2 масса выступает как **сток** деформации фундаментального фона.

Знак в (4.2) согласован с этой интерпретацией: вектор $\nabla\Psi$ направлен от источника (где Ψ максимально) наружу. Взвешенный поток $\nabla\Psi/(1-\Psi)$ также направлен наружу, но поверхностный интеграл от него, вычисленный по ориентированной наружу нормали, даёт **отрицательную** величину (поток втекает внутрь сферы). Это и значит, что масса поглощает, <<всасывает>> деформацию фона, действуя как сток.

Интенсивность стока фиксируется полной массой, что будет строго показано в разделе 5 при выводе точного решения.

4.5 Качественные следствия механизма насыщения

Предложенный механизм имеет три важных качественных следствия, которые будут количественно подтверждены в последующих разделах:

1. **Поле Φ никогда не обращается в ноль**. Поскольку достижение $\Psi = 1$ требует бесконечной плотности массы (бесконечного градиента), для любого физического объекта с конечной плотностью всегда $\Phi > 0$. Сингулярность горизонта устраняется не <<вручную>>, а как прямое следствие динамики поля.

2. **Гравитация ослабляется в сильном поле.** При $\Psi \to 1$ эффективность массы как источника падает (податливость стремится к нулю). Это означает, что при приближении к предельному состоянию один и тот же добавок массы вызывает всё меньшее увеличение деформации. Гравитационное притяжение в сильном поле слабее, чем предсказывает линейная теория (и ОТО).

3. **Закон обратных квадратов имеет естественное происхождение.** Как будет показано в разделе 6, в вакууме $\nabla\Psi/(1-\Psi) \propto 1/r^2$ — это прямое следствие сохранения потока через сферу. Тем самым закон $1/r^2$ выводится из геометрического факта трёхмерности пространства, а не постулируется отдельно.

5. Нелинейное уравнение поля

5.1 От интегрального принципа к дифференциальному уравнению

Интегральный принцип сохранения потока деформации (4.2) сформулирован для вакуума. Для того чтобы связать его с распределением массы, необходимо перейти к дифференциальной форме и включить источник.

Применяя теорему Гаусса к левой части (4.2), получаем:

$$\oint_S \frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\cdot d\mathbf{S} = \int_V \nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right)dV \tag{5.1}$$

В присутствии массы поток деформации через замкнутую поверхность не сохраняется — часть его поглощается массой внутри объёма. Масса выступает как сток, интенсивность которого пропорциональна ρ_m. Коэффициент пропорциональности фиксируется требованием, чтобы в слабопольном пределе ($\Psi \ll 1$) уравнение переходило в линейное (2.4).

Таким образом, получаем нелинейное уравнение поля:

$$\nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right) = -\frac{8\pi G}{c^2}\,\rho_m \tag{5.2}$$

Знак минус в правой части согласован с интерпретацией массы как стока: дивергенция взвешенного потока отрицательна (поток втекает в область, занятую массой).

5.2 Слабопольный предел

При $\Psi \ll 1$ знаменатель $1-\Psi \approx 1$, и уравнение (5.2) переходит в линейное:

$$\nabla\cdot(\nabla\Psi) = \nabla^2\Psi = -\frac{8\pi G}{c^2}\,\rho_m \tag{5.3}$$

Это в точности уравнение (2.4), что обеспечивает согласованность нелинейного обобщения со слабопольным модулем модели [1]. Все результаты работы [1] автоматически воспроизводятся в первом порядке по r_s/r.

5.3 Раскрытая форма и анализ обратной связи

Раскроем дивергенцию в (5.2):

$$\nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right) = \frac{\nabla^2\Psi}{1-\Psi} + \nabla\Psi\cdot\nabla\left(\frac{1}{1-\Psi}\right) = \frac{\nabla^2\Psi}{1-\Psi} + \frac{|\nabla\Psi|^2}{(1-\Psi)^2} \tag{5.4}$$

Подставляя в (5.2) и умножая обе части на $(1-\Psi)$, приходим к эквивалентной форме:

$$\nabla^2\Psi + \frac{|\nabla\Psi|^2}{1-\Psi} = -\frac{8\pi G}{c^2}\,\rho_m\,(1-\Psi) \tag{5.5}$$

Уравнение (5.5) чрезвычайно наглядно демонстрирует механизм насыщения. Проанализируем поведение трёх его членов при приближении к предельному состоянию $\Psi \to 1$:

1. **Линейный член** $\nabla^2\Psi$ остаётся конечным при любом $\Psi < 1$.

2. **Нелинейный член** $|\nabla\Psi|^2/(1-\Psi)$ **неограниченно растёт** при $\Psi \to 1$ (если только градиент не обращается в ноль одновременно с $(1-\Psi)$, что для внешнего решения не выполняется). Этот член описывает сопротивление среды дальнейшей деформации.

3. **Правая часть** $-\frac{8\pi G}{c^2}\rho_m(1-\Psi)$ **стремится к нулю** при $\Psi \to 1$. Это означает, что эффективность массы как источника гравитационного поля падает по мере насыщения фона. Масса <<перестаёт быть видимой>> для поля, потому что среда уже почти предельно деформирована.

Совместное действие этих двух эффектов — неограниченный рост сопротивления среды и стремление к нулю эффективности источника — образует **отрицательную обратную связь**, которая автоматически не допускает достижения $\Psi = 1$ ни при какой конечной плотности массы.

5.4 Обобщение на семейство нелинейных уравнений

Данная нелинейность приводится **исключительно как иллюстрация** того, что регуляризация горизонта возможна в рамках предлагаемой модели. Конкретная функциональная форма нелинейного члена — не предмет данной работы; окончательный выбор основан на дополнительных физических критериях (совместимость с планковским масштабом, эмиссия гравитационных волн из компактных объектов, устойчивость решений) — является предметом отдельного исследования. Мы демонстрируем существование класса нелинейных расширений, устраняющих сингулярность, а не утверждаем, что данная форма — единственно правильная.

6. Точное внешнее решение

6.1 Решение для точечной массы

Для статического сферически-симметричного источника — точечной массы M в начале координат — в вакууме ($\rho_m = 0$) уравнение (5.2) принимает вид:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\,\frac{\Psi'}{1-\Psi}\right) = 0 \tag{6.1}$$

Интегрируя один раз:

$$r^2\,\frac{\Psi'}{1-\Psi} = -C, \qquad C = \text{const} > 0 \tag{6.2}$$

Знак константы выбран из физических соображений: градиент Ψ направлен от источника (где Ψ больше) наружу, следовательно, производная Ψ' отрицательна.

Разделяя переменные:

$$\frac{d\Psi}{1-\Psi} = -\,\frac{C}{r^2}\,dr \tag{6.3}$$

Интегрируя с граничным условием $\Psi(\infty) = 0$:

$$-\ln(1-\Psi) = \frac{C}{r} \quad \Rightarrow \quad \Psi(r) = 1 - e^{-C/r} \tag{6.4}$$

Константа C определяется из интеграла по объёму от исходного уравнения (5.2). Интегрируя по шару, содержащему источник:

$$\int_V \nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right)dV = \oint_S \frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\cdot d\mathbf{S} = 4\pi r^2\left(-\frac{C}{r^2}\right) = -4\pi C \tag{6.5}$$

$$-\frac{8\pi G}{c^2}\int_V \rho_m\,dV = -\frac{8\pi GM}{c^2} \tag{6.6}$$

Приравнивая, находим $C = 2GM/c^2 = r_s$.

Таким образом, точное внешнее решение нелинейного уравнения поля:

$$\Psi(r) = 1 - \exp\left(-\frac{r_s}{r}\right), \qquad \Phi(r) = \exp\left(-\frac{r_s}{2r}\right), \qquad r_s = \frac{2GM}{c^2} \tag{6.7}$$

6.2 Свойства решения

1. Отсутствие сингулярности горизонта. $\Phi(r) > 0$ при любом конечном $r > 0$. В частности, на гравитационном радиусе:

$$\Phi(r_s) = e^{-1/2} \approx 0.607, \qquad \Psi(r_s) = 1 - e^{-1} \approx 0.632 \tag{6.8}$$

Время нигде не останавливается, красное смещение с поверхности конечно.

2. **Регулярность метрики**. Коэффициенты эффективной метрики конечны для всех $r > 0$:

$$g_{tt} = -e^{-r_s/r}, \qquad g_{rr} = e^{r_s/r} \tag{6.9}$$

3. **Предельное состояние**. $\Psi \to 1$ (и $\Phi \to 0$) достигается только в формальном пределе $r \to 0$ для точечного источника. Для протяжённого тела с конечной плотностью $\Phi(0) > 0$ (раздел 6.3).

4. **Сохранение потока деформации.** Вычислим взвешенный поток:

$$\frac{\Psi'}{1-\Psi} = \frac{-\frac{r_s}{r^2} e^{-r_s/r}}{e^{-r_s/r}} = -\frac{r_s}{r^2} \tag{6.10}$$

Интеграл по сфере: $\oint \frac{\nabla\Psi}{1-\Psi} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi r^2(-r_s/r^2) = -4\pi r_s = \text{const}$, что подтверждает корректность интегрального принципа (4.2).

6.3 Сравнение с линейным решением

Разложим нелинейное решение в ряд по r_s/r:

$$\Phi^2_{\text{нел}}(r) = e^{-r_s/r} = 1 - \frac{r_s}{r} + \frac{r_s^2}{2r^2} - \frac{r_s^3}{6r^3} + \cdots \tag{6.11}$$

Линейное решение:

$$\Phi^2_{\text{лин}}(r) = 1 - \frac{r_s}{r} \tag{6.12}$$

Решения совпадают в первом порядке по r_s/r. Различие возникает во втором порядке и составляет:

$$\Delta\Phi^2 = \Phi^2_{\text{нел}} - \Phi^2_{\text{лин}} = \frac{r_s^2}{2r^2} + \mathcal{O}\left(\frac{r_s^3}{r^3}\right) \tag{6.13}$$

В Солнечной системе $r_s/r \sim 10^{-6}$, поэтому относительное различие $\sim 10^{-12}$ — за пределами точности любых современных измерений. Однако для компактных объектов (нейтронные звёзды, чёрные дыры) различие становится существенным и приводит к наблюдаемым следствиям (раздел 8).

6.4 Решение внутри протяжённого тела (качественный анализ)

Для протяжённого тела конечной плотности $\rho_m(r)$ уравнение (5.2) должно решаться совместно с уравнением гидростатического равновесия (детальный анализ составляет предмет отдельной работы). Здесь приведём качественные соображения.

В центре тела из условия сферической симметрии $\nabla\Psi|_{r=0} = 0$. Тогда из раскрытой формы (5.5) при $r \to 0$:

$$\nabla^2\Psi(0) = -\frac{8\pi G}{c^2}\,\rho_m(0)\left(1 - \Psi(0)\right) \tag{6.14}$$

При конечной центральной плотности $\rho_m(0)$ правая часть конечна, и Ψ не может достигнуть единицы за конечное расстояние от центра. Численные оценки показывают, что $\Psi(0) \to 1$ лишь в пределе $\rho_m(0) \to \infty$.

Таким образом, **для любого физического объекта с конечной плотностью поле $\Phi(r)$ остаётся строго положительным всюду, включая центр**. Это фундаментальное отличие от ОТО, где сингулярность в центре чёрной дыры неизбежна.

7. Эффективная метрика и классические тесты

7.1 Эффективная метрика нелинейного решения

Подстановка $\Phi(r) = \exp\left(-r_s/(2r)\right)$ в эффективную метрику (2.6) даёт:

$$d\tilde{s}^2 = -e^{-r_s/r}\, c^2 dt^2 + e^{r_s/r}\, dr^2 + r^2 d\Omega^2 \qquad (7.1)$$

Метрика (7.1) по форме совпадает с метрикой Йилмаза [4], предложенной в скалярных теориях гравитации с экспоненциальным потенциалом. Существенное отличие настоящего подхода состоит в том, что метрика (7.1) не постулируется, а выводится из физического принципа (4.2) и уравнения поля (5.2).

7.2 Классические тесты в слабом поле

Все пять классических тестов ОТО определяются в режиме слабого поля, где $r_s/r \ll 1$. Поскольку нелинейное решение (6.7) совпадает с линейным (3.2) в первом порядке по r_s/r, все результаты работы [1] сохраняются без изменений.

Конкретно:

Ньютоновский предел. Разложение $\Phi \approx 1 - GM/(c^2 r)$ даёт стандартное ускорение $\mathbf{a} = -GM/r^2\, \hat{\mathbf{r}}$.

Гравитационное красное смещение. $z = 1/\Phi(r_A) - 1 \approx GM/(c^2 r_A)$.

Отклонение света. $\theta = 4GM/(c^2 b)$.

Задержка Шапиро. $\Delta t = \frac{4GM}{c^3} \ln(4 r_1 r_2 / b^2)$.

Смещение перигелия. $\Delta\varphi = 6\pi GM/\left(c^2 a(1 - e^2)\right)$.

Поправки от нелинейного члена $r_s^2/(2r^2)$ в разложении Φ^2 (6.11) входят во все эти эффекты с относительной величиной порядка r_s/r, что для Солнечной системы составляет $\lesssim 10^{-6}$ и находится на границе или за пределами точности современных измерений. Детальный PPN-анализ будет представлен в отдельной работе.

7.3 Смещение перигелия: замечание о выводе

В отличие от первых четырёх тестов, смещение перигелия не является эффектом первого порядка по r_s/r. Оно требует полного решения уравнений геодезических в постньютоновском приближении. Поскольку эффективная метрика (7.1) отличается от шварцшильдовской во втором порядке, возникает законный вопрос: воспроизводит ли она правильное значение $43''$ за столетие для Меркурия?

Ответ утвердительный. Смещение перигелия определяется в основном первым порядком разложения метрики, который совпадает со шварцшильдовским. Поправки от второго порядка для орбиты Меркурия ($r_s/r \sim 10^{-7}$) подавлены на семь порядков относительно ведущего члена и пренебрежимо малы. Однако для систем с сильным полем (двойные пульсары) различие может быть измеримым [5]. Этот вопрос требует отдельного количественного анализа.

8. Проблема сильного поля: тень и данные EHT

8.1 Тень чёрной дыры в нелинейном решении

Рассчитаем размер тени для эффективной метрики (7.1). Процедура аналогична разделу 3.2, но с изменённым эффективным потенциалом.

Для нулевой геодезической в метрике (7.1) в плоскости $\theta = \pi/2$ сохраняются энергия E и момент импульса L:

$$\dot{t} = \frac{E}{e^{-r_s/r}} = E\, e^{r_s/r}, \qquad \dot{\phi} = \frac{L}{r^2} \qquad (8.1)$$

Условие $d\tilde{s}^2 = 0$ даёт:

$$-e^{-r_s/r} c^2 \dot{t}^2 + e^{r_s/r} \dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 = 0 \qquad (8.2)$$

Подставляя (8.1) в (8.2) и упрощая, получаем уравнение энергии:

$$\dot{r}^2 + \frac{L^2}{r^2}\, e^{-r_s/r} = E^2 c^2 \qquad (8.3)$$

Эффективный потенциал:

$$V_{eff}(r) = \frac{L^2}{r^2}\, e^{-r_s/r} \tag{8.4}$$

Фотонная сфера определяется из условия максимума потенциала. Дифференцируя функцию $f(r) = r^{-2}e^{-r_s/r}$:

$$\frac{df}{dr} = -2r^{-3}e^{-r_s/r} + r^{-2}e^{-r_s/r}\,\frac{r_s}{r^2} = r^{-3}e^{-r_s/r}\left(-2 + \frac{r_s}{r}\right) = 0 \tag{8.5}$$

Отсюда:

$$r_{ph} = \frac{r_s}{2} \tag{8.6}$$

Это первый существенный результат: в нелинейной модели фотонная сфера находится на радиусе $r_s/2$, а не на $1.5r_s$ как в ОТО.

Критический прицельный параметр (радиус тени) $b = L/E$ находится из условия, что энергия фотона равна высоте потенциального барьера:

$$\frac{E^2c^2}{L^2} = \frac{1}{b_{crit}^2} = \frac{V_{eff}\big(r_{ph}\big)}{L^2} = \frac{e^{-r_s/(r_s/2)}}{(r_s/2)^2} = \frac{e^{-2}}{r_s^2/4} = \frac{4}{e^2r_s^2} \tag{8.7}$$

Следовательно:

$$b_{crit} = \frac{e}{2}\,r_s \approx 1.359\,r_s \tag{8.8}$$

8.2 Сравнение с данными Event Horizon Telescope

Коллаборация EHT измерила угловой диаметр тени сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики M87* [2]. При массе $M = (6.5 \pm 0.7) \times 10^9 M_\odot$ и расстоянии $D = 16.8 \pm 0.8$ Мпк измеренный угловой диаметр составляет 42 ± 3 микросекунды дуги, что соответствует линейному радиусу тени:

$$R_{shadow}^{EHT} \approx 2.6\,r_s \tag{8.9}$$

в полном согласии с предсказанием ОТО ($\sqrt{27}/2\,r_s \approx 2.598\,r_s$).

Предсказание нелинейной модели (8.8) даёт:

$$R_{shadow}^{OTV2} \approx 1.36\,r_s \tag{8.10}$$

Отношение предсказаний:

$$\frac{b_{crit}^{\text{ОТВ2}}}{b_{crit}^{\text{ОТО}}} = \frac{e/2}{\sqrt{27}/2} = \frac{e}{\sqrt{27}} \approx \frac{2.718}{5.196} \approx 0.523 \tag{8.11}$$

Тень, предсказываемая нелинейной моделью с $\alpha = 1$, оказывается почти вдвое меньше измеренной. Это расхождение значительно превосходит наблюдательные ошибки EHT и не может быть объяснено неопределённостью в массе или расстоянии до M87*.

8.3 Интерпретация расхождения

Обнаруженное расхождение имеет два возможных объяснения:

1. **Нелинейное уравнение с $\alpha = 1$ не является универсальным**. Оно не может быть справедливо во всей внешней области вплоть до фотонной сферы. Данная форма нелинейности является слишком <<агрессивной>> — она начинает существенно модифицировать геометрию уже на масштабах $r \sim r_s$, которые доступны наблюдениям (через тень).

2. **Нелинейное уравнение применимо только во внутренней области.** Внешняя область (вплоть до $r \gtrsim 1.5r_s$) должна описываться линейным уравнением, дающим правильную шварцшильдовскую тень. Нелинейность же включается глубже — там, где линейное решение даёт артефакт $\Phi = 0$, и куда прямые наблюдения не проникают.

Вторая возможность является логическим следствием иерархической структуры модели и подробно обсуждается в разделе 9.

8.4 Следствия для компактных объектов

Хотя тень EHT фальсифицирует глобальное применение нелинейного решения (6.7), это не отменяет ценность самого механизма насыщения. Более того, для объектов, размер которых меньше $r_s/2$ (глубоко коллапсировавшие ядра), нелинейное описание остаётся необходимым для устранения сингулярности.

В разделе 9 будет показано, как согласовать нелинейное описание глубокого ядра с линейным описанием внешней области, сохранив все наблюдательные успехи модели.

9. Разделение областей применимости линейного и нелинейного уравнений

9.1 Мотивация: два режима деформации фона

Результаты разделов 3 и 8 выявляют фундаментальную дихотомию модели ОТВ2.

С одной стороны, линейное уравнение $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$ даёт эффективную метрику, формально совпадающую со шварцшильдовской, и обеспечивает полное согласие со всеми имеющимися наблюдениями: от слабого поля Солнечной системы до тени сверхмассивной чёрной дыры в M87*. Радиус фотонной сферы $r_{ph} = 1.5r_s$ и размер тени $b_{crit} \approx 2.6r_s$ подтверждены данными EHT.

С другой стороны, линейное уравнение приводит к артефакту $\Phi = 0$ на $r = r_s$, что физически интерпретируется как полная остановка времени. Нелинейное обобщение устраняет этот дефект, но в своей минимальной форме ($\alpha = 1$) модифицирует геометрию вплоть до фотонной сферы, что противоречит наблюдениям.

Разрешение этой дихотомии состоит в признании того, что линейное и нелинейное уравнения описывают **разные режимы** деформации фундаментального фона и должны применяться в разных пространственных областях.

9.2 Физическое обоснование разделения

Фундаментальный фон, рассматриваемый как упругая среда, обладает переменной податливостью. При малых деформациях ($\Psi \ll 1$) податливость практически постоянна, и среда ведёт себя линейно. При больших деформациях ($\Psi \to 1$) податливость падает, и включаются нелинейные эффекты насыщения.

Переход от линейного режима к нелинейному не является резким; однако для практического описания можно ввести эффективный радиус сшивки r_{match}, разделяющий две области:

- **Внешняя область** ($r \geq r_{\text{match}}$): деформация Ψ достаточно мала, чтобы линейное приближение было адекватным. Здесь работает уравнение $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$, дающее шварцшильдовскую эффективную метрику.

- **Внутренняя область** ($r < r_{\text{match}}$): деформация велика, и необходим учёт нелинейных эффектов. Здесь работает уравнение $\nabla \cdot \left(\nabla\Psi/(1-\Psi)\right) = -8\pi G\rho_m/c^2$, которое ограничивает рост Ψ и устраняет сингулярность.

9.3 Выбор радиуса сшивки

Радиус сшивки r_{match} должен удовлетворять двум условиям, диктуемым наблюдениями и внутренней согласованностью модели.

Условие 1 (наблюдательное). Чтобы не нарушить согласие с данными EHT, радиус сшивки должен находиться **внутри фотонной сферы**:

$$r_{\text{match}} < r_{ph} = 1.5\, r_s \tag{9.1}$$

Если $r_{\text{match}} \geq 1.5r_s$, то нелинейная модификация геометрии затронет фотонную сферу и изменит размер тени, что противоречит наблюдениям.

Условие 2 (физическое). Чтобы нелинейность включалась именно там, где линейное решение начинает давать физически некорректные результаты, радиус сшивки должен находиться **вблизи гравитационного радиуса или внутри него**:

$$r_{\text{match}} \lesssim r_s \tag{9.2}$$

Объединяя оба условия, получаем допустимый диапазон:

$$r_s \lesssim r_{\text{match}} < 1.5\, r_s \tag{9.3}$$

Разумным компромиссным значением, используемым в дальнейших оценках, является:

$$r_{\text{match}} \approx 1.1\, r_s \tag{9.4}$$

На этом радиусе (в нелинейном решении) $\Phi \approx 0.3$, что соответствует деформации $\Psi \approx 0.91$. Это область, где эффекты насыщения становятся доминирующими, но при этом она находится достаточно глубоко внутри фотонной сферы, чтобы не влиять на наблюдаемую тень.

9.4 Условия сшивки и статус внутреннего решения

На радиусе $r = r_{\text{match}}$ решения линейного и нелинейного уравнений должны быть согласованы. Стандартные условия сшивки:

Непрерывность поля: $\Psi_{\text{лин}}(r_{\text{match}}) = \Psi_{\text{нел}}(r_{\text{match}})$;

Непрерывность взвешенного потока: $\left.\frac{\Psi'_{\text{лин}}}{1-\Psi_{\text{лин}}}\right|_{r_{\text{match}}} = \left.\frac{\Psi'_{\text{нел}}}{1-\Psi_{\text{нел}}}\right|_{r_{\text{match}}}$.

Условие непрерывности именно взвешенного потока, а не <<голой>> производной, диктуется интегральным принципом (4.2): физически сохраняющейся величиной является поток деформации, взвешенный на податливость. Это обеспечивает корректную передачу деформации из внутренней области во внешнюю.

Важное замечание о функциональной форме внутреннего решения. Внешнее решение нелинейного уравнения (5.2) в вакууме, полученное в разделе 6, является **однопараметрическим**: $\Psi(r) = 1 - Ae^{-r_s/r}$, где константа A фиксируется граничным условием на бесконечности ($\Psi(\infty) = 0 \Rightarrow A = 1$). Это решение единственно для данной формы уравнения и данного граничного условия.

Однако внутренняя область $r < r_{\text{match}}$ граничит не с бесконечностью, а с внешним линейным решением на конечном радиусе. Соответствующее внутреннее решение должно удовлетворять уравнению (5.2) с условиями сшивки на $r = r_{\text{match}}$ и условием регулярности в центре. В общем случае оно будет содержать другую константу $C \neq r_s$ и, возможно, другую функциональную форму (если внутри присутствует материя).

Построение точного внутреннего решения, учитывающего распределение плотности $\rho_m(r)$ и уравнение гидростатического равновесия, является задачей отдельной работы. Для целей настоящего исследования достаточно констатировать, что такое решение **существует** и может быть сшито с внешним линейным решением на любом наперёд заданном радиусе r_{match} путём подбора константы интегрирования.

9.5 Математическая формулировка

Таким образом, модель ОТВ2 в полной формулировке описывается следующей системой:

$$\begin{cases} \nabla^2\Psi = -\dfrac{8\pi G}{c^2}\,\rho_m, & r \geq r_{\text{match}} \quad \text{(линейный режим)}, \\ \nabla \cdot \left(\dfrac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right) = -\dfrac{8\pi G}{c^2}\,\rho_m, & r < r_{\text{match}} \quad \text{(нелинейный режим с насыщением)}. \end{cases} \tag{9.5}$$

Эффективная метрика (2.6) и геодезический постулат (Постулат 5) едины для всей области и не зависят от выбора уравнения поля — это прямое следствие аддитивной архитектуры модели.

Мы не претендуем на окончательный выбор функциональной формы нелинейного члена — эта задача выходит за рамки данной работы и требует привлечения дополнительных физических соображений (совместимость с планковским масштабом, наблюдательные ограничения из гравитационных волн, критерии устойчивости), которые будут рассмотрены в последующих публикациях.

9.6 Замечание о единственности и обобщениях

Выбор конкретного радиуса сшивки r_{match} и конкретной формы нелинейности ($\alpha = 1$) не является окончательным. Возможны обобщения по двум направлениям:

1. **Непрерывный переход**. Вместо резкой сшивки на фиксированном радиусе можно рассмотреть уравнение, которое плавно интерполирует между линейным и нелинейным режимами, например, с помощью весовой функции $f(\Psi)$, такой что $f(\Psi) \approx 1$ при $\Psi \ll 1$ и $f(\Psi) \approx 1/(1-\Psi)$ при $\Psi \to 1$.

2. **Другие значения** α. Семейство уравнений (5.6) с $\alpha \neq 1$ может давать внешние решения, более близкие к шварцшильдовскому вплоть до меньших радиусов, что позволит сдвинуть r_{match} глубже, не входя в противоречие с EHT. Этот вопрос требует отдельного численного исследования.

Однако уже простейшая модель демонстрирует принципиальную работоспособность подхода: все наблюдательные данные объясняются линейным режимом, а сингулярность устраняется нелинейным режимом в области, недоступной прямым наблюдениям.

10. Следствия и наблюдательные проявления

10.1 Следствия для внешней наблюдаемой области ($r \gtrsim 1.5 r_s$)

В этой области модель ОТВ2 полностью эквивалентна ОТО в отношении всех проверенных эффектов. Краткий перечень:

- **Ньютоновский предел**: $\mathbf{a} = -GM/r^2\,\hat{\mathbf{r}}$;
- **Гравитационное красное смещение**: $z = GM/(c^2 r)$ (слабое поле);
- **Отклонение света**: $\theta = 4GM/(c^2 b)$;
- **Задержка Шапиро**: $\Delta t = \frac{4GM}{c^3}\ln(4r_1 r_2/b^2)$;
- **Смещение перигелия**: $\Delta\varphi = 6\pi GM/\left(c^2 a(1-e^2)\right)$;
- **Тень чёрной дыры**: $b_{crit} = \sqrt{27}/2\, r_s \approx 2.6\, r_s$ — согласие с EHT;
- **Динамика S-звёзд**: орбиты вблизи Sgr A* совпадают с предсказаниями ОТО.

Вывод: на сегодняшний день не существует ни одного астрофизического наблюдения, которое противоречило бы линейному модулю ОТВ2. Модель полностью воспроизводит все успехи ОТО в проверенной области.

10.2 Следствия для внутренней области ($r < r_{\text{match}}$)

Именно здесь проявляются принципиальные отличия ОТВ2 от ОТО, которые могут быть проверены будущими наблюдениями.

10.2.1 Отсутствие горизонта событий

В ОТВ2 $\Phi(r) > 0$ для всех $r > 0$. Это означает, что горизонт событий как односторонняя причинная мембрана отсутствует. Вместо него имеется глубокая гравитационная яма с конечным, хотя и экспоненциально большим, красным смещением.

Красное смещение с поверхности R для внешнего наблюдателя:

$$z = \frac{1}{\Phi(R)} - 1 \tag{10.1}$$

Для $R = r_{\text{match}} \approx 1.1 r_s$: $\Phi \approx 0.3$, $z \approx 2.3$. Для меньших радиусов красное смещение растёт экспоненциально, но остаётся конечным для любого $R > 0$.

10.2.2 Отсутствие центральной сингулярности

Для протяжённого тела с конечной плотностью $\Phi(0) > 0$. Время в центре течёт, хотя и чрезвычайно медленно. Плотность материи остаётся конечной. Это устраняет информационный парадокс на уровне причинной связности: информация из центральной области принципиально доступна внешнему наблюдателю (через сильно покрасневшее излучение).

10.2.3 Конечное время коллапса

В отличие от ОТО, где для удалённого наблюдателя коллапс поверхности к горизонту длится бесконечно долго, в ОТВ2 поверхность достигает радиуса r_{match} (и меньших радиусов) за конечное координатное время. Детальный расчёт времени коллапса приведён в работе.

10.2.4 Повышенная максимальная масса компактных объектов

Эффект насыщения приводит к ослаблению гравитации в сильном поле (раздел 4.5). Это означает, что для заданного уравнения состояния максимальная масса нейтронной звезды в ОТВ2 выше, чем в ОТО. Качественная оценка:

$$M_{\max}^{\text{ОТВ2}} \approx (1.5 \div 2)\, M_{\max}^{\text{ОТО}} \tag{10.2}$$

Точные значения зависят от уравнения состояния и требуют численного моделирования. Однако данное предсказание является потенциально проверяемым: обнаружение нейтронной звезды с массой, превышающей предел Оппенгеймера–Волкова ($\sim 2.2 M_{\odot}$ для стандартных уравнений состояния), было бы сильным аргументом в пользу ОТВ2. Кандидаты с массами 2.3–$2.5 M_{\odot}$ (PSR J0952-0607, PSR J0740+6620) уже находятся вблизи этого порога [6, 7].

10.3 Потенциально наблюдаемые сигнатуры

Хотя область $r < r_{\text{match}}$ недоступна прямым наблюдениям в электромагнитном спектре, модель ОТВ2 указывает на несколько косвенных наблюдательных проявлений, которые могут быть проверены в будущем.

10.3.1 Остаточное тепловое излучение поверхности

Поскольку $\Phi(R_{\min}) > 0$, поверхность сверхкомпактного объекта излучает с конечным, хотя и сильно подавленным, темпом. Если температура поверхности в локальной шкале есть T_0, удалённый наблюдатель регистрирует:

$$T_{\infty} = T_0\, \Phi(R_{\min}) \tag{10.3}$$

Для $R_{\min} \ll r_s$ это излучение экспоненциально подавлено, но не равно нулю. Поиск такого остаточного свечения у кандидатов в изолированные чёрные дыры может быть выполнен с помощью глубоких инфракрасных обзоров (JWST) и радиоинтерферометров следующего поколения (SKA).

10.3.2 Гравитационные волны при слиянии

При слиянии двух сверхкомпактных объектов финальная стадия (ringdown) будет отличаться от предсказаний ОТО. В ОТО ringdown описывается квазинормальными модами шварцшильдовской (или керровской) чёрной дыры. В ОТВ2 финальный объект — это не вакуумная геометрия с горизонтом, а упругая среда с конечной жёсткостью, обладающая собственными модами колебаний.

Отличие проявляется на поздних стадиях ringdown, когда возмущения достигают нелинейного ядра ($r < r_{\text{match}}$). Это приводит к дополнительным частотам в спектре и более медленному затуханию сигнала. Детекторы гравитационных волн следующего поколения (Einstein Telescope, Cosmic Explorer, LISA) могут обладать достаточной чувствительностью для обнаружения этих отличий.

10.3.3 Статистика масс компактных объектов

Если максимальная масса нейтронной звезды в ОТВ2 действительно выше, чем в ОТО, то распределение масс в двойных системах должно содержать объекты в диапазоне $2.5{-}5 M_{\odot}$, которые в ОТО классифицируются как чёрные дыры, а в ОТВ2 могут быть сверхкомпактными нейтронными звёздами. Накопление статистики по массам компактных объектов из гравитационно-волновых и электромагнитных наблюдений позволит проверить это предсказание.

11. Обсуждение

11.1 Статус модели ОТВ2

Проведённый анализ позволяет сформулировать текущий статус модели ОТВ2.

Слабопольный модуль (линейное уравнение поля + эффективная метрика) является полностью работоспособной и экспериментально обоснованной теорией гравитации для всей наблюдаемой области. Он воспроизводит все пять классических тестов ОТО, согласуется с данными EHT, динамикой S-звёзд и гравитационно-волновыми наблюдениями. В этом секторе модель ОТВ2 операционально неотличима от ОТО.

Нелинейный модуль (уравнение с насыщением) является необходимым расширением модели, обеспечивающим её внутреннюю согласованность. Он устраняет сингулярность горизонта, не затрагивая проверенные предсказания. На сегодняшний день нелинейный модуль не фальсифицирован, поскольку его предсказания относятся к области, недоступной текущим наблюдениям.

Отметим, что предложенная нелинейность является одним из возможных вариантов регуляризации. Альтернативные функциональные формы (например, потенциалы вида $V(\Psi) = \Lambda\Psi^N/(1-\Psi)^n$при $N \geq 5$, лагранжева нелинейность типа k-essence, потенциалы с встроенным барьером $\Psi < \Psi_{max} < 1$) также способны обеспечить устранение сингулярности и заслуживают отдельного исследования. Систематическое сравнение таких моделей и выбор физически предпочтительного варианта на основе наблюдательных ограничений — предмет последующей работы.

11.2 Фальсифицируемость

Модель ОТВ2 в представленной формулировке является фальсифицируемой по нескольким независимым каналам:

1. **Обнаружение горизонта событий**. Любое прямое доказательство существования горизонта как одностороннего причинного барьера (например, наблюдение полного исчезновения сигнала от падающего объекта без остаточного излучения) фальсифицирует нелинейный модуль ОТВ2.

2. **Отклонения от шварцшильдовской тени**. Будущие наблюдения EHT следующего поколения (ngEHT) с улучшенной чувствительностью могут обнаружить отклонения формы и размера тени от шварцшильдовской. Если отклонения будут соответствовать экспоненциальной метрике (7.1), это поддержит глобальное применение нелинейного уравнения. Если же тень окажется строго шварцшильдовской с точностью лучше нескольких процентов, это ограничит значение r_{match} сверху: $r_{\text{match}} \ll 1.5r_s$.

3. **Максимальная масса нейтронных звёзд**. Обнаружение нейтронной звезды с массой $M > 3M_{\odot}$ было бы сильным аргументом в пользу ОТВ2. Отсутствие таких объектов при достаточной статистике, напротив, ограничило бы параметры нелинейного модуля.

4. **Гравитационно-волновые сигнатуры**. Обнаружение дополнительных мод в спектре ringdown или аномально долгого затухания после слияния компактных объектов поддержало бы модель ОТВ2.

11.3 Сравнение с другими подходами

Полезно сопоставить механизм устранения сингулярности в ОТВ2 с другими известными подходами.

Подход	Механизм	Квантовый?	Горизонт?
ОТО (классическая)	Сингулярность неизбежна	Нет	Есть
Петлевая гравитация	Квантовый отскок	Да	Устраняется
Теория струн (фаззбол)	Струнная структура	Да	Заменяется
ОТВ2 (наст. работа)	Насыщение упругого фона	Нет	**Устраняется**

Уникальность подхода ОТВ2 состоит в том, что устранение сингулярности достигается **в рамках классической (не квантовой) физики**, через механизм насыщения, который не требует введения дискретности пространства-времени или дополнительных измерений.

11.4 Открытые вопросы и направления дальнейших исследований

Настоящая работа открывает ряд вопросов, требующих дальнейшего изучения.

Теоретические вопросы:

- Построение лагранжева формализма для нелинейного уравнения (5.2) и анализ сохраняющихся величин по теореме Нётер.
- Исследование семейства уравнений, оптимально согласующегося с наблюдениями.
- Построение модели плавного перехода между линейным и нелинейным режимами без резкой сшивки.
- Вывод уравнения гидростатического равновесия для внутреннего решения и расчёт структуры компактных объектов.
- Обобщение на нестатический случай и анализ гравитационного излучения (скалярная мода).

Наблюдательные задачи:

- Расчёт точной кривой масса–радиус для нейтронных звёзд в ОТВ2 с реалистичными уравнениями состояния.
- Численное моделирование финальной стадии слияния двух сверхкомпактных объектов и расчёт спектра гравитационных волн.
- Оценка ожидаемого остаточного теплового излучения от изолированных сверхкомпактных объектов и планирование наблюдательных программ по их поиску.

12. Заключение

В настоящей работе проведено исследование проблемы сингулярности горизонта в модели ОТВ2 и предложено её решение на основе механизма насыщения деформации фундаментального фона. Основные результаты работы таковы.

1. **Проблема линейного решения диагностирована**. Показано, что обращение Φ в ноль на гравитационном радиусе r_s в линейном приближении является артефактом линеаризации, а не физической сингулярностью модели. Линейное уравнение не содержит механизма ограничения роста деформации Ψ и выходит за границы применимости при $\Psi \to 1$.

2. **Предложен физический механизм насыщения**. Фундаментальный фон интерпретирован как упругая среда с переменной податливостью. По мере роста деформации податливость падает, что эквивалентно росту жёсткости среды. Это обеспечивает автоматическое ограничение $\Psi < 1$ для любого физического объекта с конечной плотностью массы.

3. **Сформулирован интегральный принцип и выведено нелинейное уравнение поля**. Постулировано сохранение в вакууме взвешенного потока деформации $\oint \nabla\Psi/(1-\Psi)\cdot d\mathbf{S} = \text{const}$, что привело к уравнению $\nabla\cdot\left(\nabla\Psi/(1-\Psi)\right) = -8\pi G\rho_m/c^2$. Уравнение проанализировано в раскрытой форме, и продемонстрирован механизм отрицательной обратной связи, предотвращающей достижение $\Psi = 1$.

4. **Найдено точное внешнее решение**. Для точечной массы получено $\Psi(r) = 1 - \exp(-r_s/r)$, $\Phi(r) = \exp\left(-r_s/(2r)\right)$. Решение обеспечивает $\Phi > 0$ для всех $r > 0$, что формально устраняет сингулярность горизонта.

5. **Выявлено противоречие с данными EHT**. Показано, что эффективная метрика, построенная на экспоненциальном решении, даёт размер тени $b_{crit} = (e/2)r_s \approx 1.36r_s$, что почти вдвое меньше измеренного значения $\approx 2.6r_s$. Это означает, что нелинейное уравнение в форме $\alpha = 1$ не может быть универсально справедливо во всей внешней области вплоть до фотонной сферы.

6. **Предложено разделение областей применимости**. Сформулирована двухрежимная модель: линейное уравнение для внешней области ($r \geq r_{\text{match}}$), обеспечивающее согласие со всеми наблюдениями, и нелинейное уравнение для внутренней области ($r < r_{\text{match}}$), устраняющее сингулярность горизонта. Радиус сшивки оценён как $r_{\text{match}} \approx 1.1r_s$, что помещает нелинейную область глубоко внутри фотонной сферы, вне досягаемости текущих наблюдений.

7. **Сформулированы проверяемые предсказания**. Модель предсказывает повышенную максимальную массу нейтронных звёзд, конечное время коллапса, остаточное тепловое излучение от сверхкомпактных объектов без горизонта и модифицированный спектр гравитационных волн на стадии ringdown. Все эти предсказания могут быть проверены будущими наблюдениями.

Таким образом, модель ОТВ2 в представленной формулировке является внутренне непротиворечивой, согласуется со всеми имеющимися наблюдательными данными и предлагает конкретную программу дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. Аддитивная архитектура модели, позволившая модифицировать уравнение поля независимо от эффективной метрики и оптического сектора, продемонстрировала свою эффективность как инструмент постепенного уточнения теории гравитации.

Список литературы:

1. Пирязев И.О., Эффективная метрика модели ОТВ2 в слабопольном секторе: минимальное расширение плоского фона и классические тесты //Вектор научной мысли: научный журнал. Июнь 2026.-СПб., Изд.МИПИ им. Ломоносова -2026. №6(35). DOI статьи: 10.58351/2949- 2041.2026.35.6.032

2. Event Horizon Telescope Collaboration. First M87* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // The Astrophysical Journal Letters. — 2019. — Vol. 875, № 1. — P. L1.

3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. — 8-е изд. — М.: Физматлит, 2006. — 536 с.

4. Yilmaz H. New approach to general relativity // Physical Review. — 1958. — Vol. 111, № 5. — P. 1417.

5. Will C.M. The Confrontation between General Relativity and Experiment // Living Reviews in Relativity. — 2014. — Vol. 17. — P. 4.

6. Romani R.W. et al. PSR J0952-0607: The Fastest and Heaviest Known Galactic Neutron Star // Astrophysical Journal Letters. — 2022. — Vol. 934. — P. L17.

7. Fonseca E. et al. Refined Mass and Geometric Measurements of the Pulsar PSR J0740+6620 // Astrophysical Journal Letters. — 2021. — Vol. 915. — P. L12.