УДК 530.12:531.51

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

НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ ПОЛЯ С НАСЫЩЕНИЕМ В МОДЕЛИ ОТВ2: УСТРАНЕНИЕ ФОРМАЛЬНОЙ СИНГУЛЯРНОСТИ ГОРИЗОНТА И УПРУГАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПЕРЕМЕННОЙ Ψ

NONLINEAR FIELD EQUATION WITH SATURATION IN THE RTR2 MODEL: ELIMINATION OF THE FORMAL HORIZON SINGULARITY AND ELASTIC INTERPRETATION OF THE VARIABLE Ψ

Аннотация: В слабопольном секторе модели ОТВ2 (Относительный темп времени 2) [1] уравнение поля для переменной деформации $\Psi = 1 - \Phi^2$ имеет вид $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$ и формально приводит к $\Psi = 1$, $\Phi = 0$ на гравитационном радиусе. Это есть артефакт линеаризации, обозначающий выход за пределы применимости слабопольного приближения. В настоящей работе предложено нелинейное обобщение уравнения поля, основанное на интегральном принципе сохранения потока деформации в упругой среде с переменной податливостью. Выведено уравнение $\nabla \cdot (\nabla\Psi/(1-\Psi)) = -8\pi G\rho_m/c^2$; для точечного источника получено точное внешнее решение $\Psi = 1 - e^{-r_s/r}$, $\Phi = e^{-r_s/(2r)}$, при котором $\Phi > 0$ для всех $r > 0$. Сингулярность горизонта формально устраняется. Соответствующая эффективная метрика $g_{tt} = -e^{-r_s/r}$, $g_{rr} = e^{+r_s/r}$ совпадает с метрикой Йилмаза [4]; различие со шварцшильдовским решением возникает во втором порядке по r_s/r и лежит на границе точности тестов Солнечной системы. Подробно описан физический механизм передачи деформации как сохраняющегося стокового потока и явно очерчены границы применимости полученного результата.

Abstract: In the weak-field sector of the RTR2 (Relative Time Rate 2) model [1], the field equation for the deformation variable ($\Psi = 1 - \Phi^2$) has the form ($\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$) and formally yields ($\Psi = 1$), ($\Phi = 0$) at the gravitational radius. This is an artifact of linearization, indicating that the limits of applicability of the weak-field approximation have been exceeded. In the present work, a nonlinear generalization of the field equation is proposed, based on the integral principle of conservation of the deformation flux in an elastic medium with variable compliance. The equation ($\nabla \cdot \left(\nabla\Psi/(1-\Psi)\right) = -8\pi G\rho_m/c^2$) is derived; for a point source, the exact exterior solution ($\Psi = 1 - e^{-r_s/r}$), ($\Phi = e^{-r_s/(2r)}$) is obtained, for which ($\Phi > 0$) for all ($r > 0$). The horizon singularity is formally eliminated. The corresponding effective metric ($g_{tt} = -e^{-r_s/r}$), ($g_{rr} = e^{+r_s/r}$) coincides with the Yilmaz metric [4]; the difference from the Schwarzschild solution appears in the second order in (r_s/r) and lies at the limit of the accuracy of Solar System tests. The physical mechanism of deformation transfer as a conserved sink flux is described in detail, and the limits of applicability of the obtained result are explicitly outlined.

Ключевые слова: модель ОТВ2, скалярная гравитация, упругий фон, нелинейное уравнение поля, устранение горизонта, метрика Йилмаза, темп процессов.

Keywords: the RTR2 model, scalar gravity, elastic background, nonlinear field equation, horizon elimination, Yilmaz metric, process rate.

1. Введение

Настоящая работа продолжает исследование статического сектора модели ОТВ2, начатое в [1]. В работе [1] построен слабопольный модуль модели: минимальная система из четырёх постулатов (поле темпа процессов Φ, полевая переменная $\Psi = 1 - \Phi^2$, линейное уравнение поля и эффективная метрика $d\tilde{s}^2 = -\Phi^2 c^2 dt^2 + \Phi^{-2} dr^2 + r^2 d\Omega^2$), из которой выведены ньютоновский предел, гравитационное красное смещение, отклонение света, задержка Шапиро и смещение перигелия [3]. Показатель преломления $n_\Phi = 1/\Phi^2$ и ньютоновское ускорение $\mathbf{a} = -c^2 \nabla \ln\Phi$ являются *теоремами* в этой системе, а не независимыми постулатами.

Слабопольная модель [1] имеет одно структурное ограничение: уравнение $\nabla^2\Psi = -8\pi G\rho_m/c^2$ формально даёт $\Psi \to 1$ при $r \to r_s$, что выходит за границы линейного приближения. В настоящей работе строится нелинейное обобщение, устраняющее это ограничение. Используется тот же фундаментальный объект Φ, та же связь $\Psi = 1 - \Phi^2$ и та же эффективная метрика, что и в [1]; модифицируется *только* уравнение поля. Это согласуется с принципом аддитивной архитектуры модели: каждый сектор может уточняться независимо.

2. Физический смысл переменных Φ и Ψ

2.1. Поле Φ как фундаментальный упругий фон

Поле $\Phi(\mathbf{r}) > 0$ задаёт локальный темп физических процессов [2]. В отсутствие массы $\Phi_0 = 1$; масса не порождает поле, а локально подавляет его, выступая дефектом фундаментального фона [2]. В настоящей работе Φ трактуется как *упругая среда*: оно сопротивляется деформации и передаёт возмущение от области расположения массы вовне.

2.2. Переменная Ψ как мера деформации

Вспомогательная переменная $\Psi = 1 - \Phi^2$ количественно характеризует локальную деформацию фона: $\Psi = 0$ при $\Phi = 1$ (фон не возмущён), $\Psi \to 1$ при $\Phi \to 0$ (предельная деформация). В слабом поле, как показано в [1, формула (4.1)],

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

где φ_N — ньютоновский потенциал.

2.3. Аддитивная архитектура

Архитектура модели — иерархическая цепочка:

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

Согласно [1], нижние уровни (темп процессов, оптический показатель, эффективная метрика) *выводятся* из Φ и не требуют отдельных постулатов. Настоящая работа уточняет *верхний* уровень — связь $\rho_m \to \Psi$, — не затрагивая нижние.

3. Слабопольная сингулярность как граница применимости линейной теории

Линейное уравнение слабопольной модели [1, формула (3.1)]:

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

для точечной массы даёт $\Psi(r) = r_s/r$, откуда $\Psi = 1$, $\Phi = 0$ на $r = r_s$. В работе [1] этот эффект явно классифицирован как *артефакт линеаризации*: линейное уравнение в вакууме ($\nabla^2\Psi = 0$) не содержит механизма, ограничивающего рост Ψ, и потому неприменимо при $\Psi \to 1$.

Содержательный вопрос — какова *физическая* структура поля в этом режиме — выходит за рамки линейной модели и решается ниже введением нелинейности.

4. Модифицированное уравнение поля

4.1. Интегральный принцип

Масса локально подавляет Φ, создавая первичную деформацию; упругий фон передаёт её наружу. В линейной теории сохраняющимся потоком в вакууме является $\oint \nabla\Psi \cdot d\mathbf{S}$. В среде с переменной податливостью эффективный поток должен учитывать локальную жёсткость, которая растёт при приближении к предельной деформации $\Psi \to 1$. Простейший выбор: податливость пропорциональна $(1-\Psi)=\Phi^2$, и сохраняющимся в вакууме является взвешенный поток

$$\oint_S \frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\cdot d\mathbf{S} = \text{const}. \tag{4.1}$$

Это — основной физический постулат настоящей работы. Выбор именно $(1-\Psi)^1$ (а не $(1-\Psi)^\alpha$ с произвольным α) — *минимальная* гипотеза; вопрос её уникальности обсуждается в разделе 8.

4.2. Дифференциальная форма

По теореме Гаусса (4.1) эквивалентно

$$\nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right) = 0 \qquad \text{(вакуум)}. \tag{4.2}$$

В присутствии источника масса выступает *стоком* потока деформации с интенсивностью, пропорциональной ρ_m. Коэффициент пропорциональности фиксируется требованием совпадения с линейным уравнением [1] в слабопольном пределе $\Psi \ll 1$:

$$\nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right) = -\frac{8\pi G}{c^2}\rho_m. \tag{4.3}$$

4.3. Знак: масса как сток

Градиент $\nabla\Psi$ и вектор $\nabla\Psi/(1-\Psi)$ направлены к источнику; поток через охватывающую массу поверхность *втекает* внутрь и имеет отрицательную дивергенцию. Уравнение (4.3) утверждает, что эта отрицательная дивергенция пропорциональна ρ_m — формальное выражение представления «масса есть сток деформации».

4.4. Слабопольный предел: согласие с [1]

При $\Psi \ll 1$:

$$\nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\right) \approx \nabla^2\Psi,$$

и уравнение (4.3) переходит в линейное уравнение работы [1]. Поэтому все результаты слабопольного модуля автоматически воспроизводятся в первом порядке по r_s/r.

5. Точное внешнее решение

5.1. Вывод

Для статического сферически-симметричного вакуума (4.2) даёт

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{\Psi'}{1-\Psi}\right) = 0 \;\Rightarrow\; r^2\frac{\Psi'}{1-\Psi} = -C, \quad C>0,$$

где знак фиксируется условием $\Psi'(r)<0$ (деформация убывает от источника). Разделение переменных и интегрирование с граничным условием $\Psi(\infty)=0$ даёт

$$\Psi(r) = 1 - e^{-C/r}.$$

Слабопольный предел $\Psi \simeq C/r$ при сравнении с $\Psi \simeq r_s/r$ фиксирует $C = r_s$. Окончательно:

$$\Psi(r) = 1 - exp\left(-\frac{r_s}{r}\right), \quad \Phi(r) = exp\left(-\frac{r_s}{2r}\right). \tag{5.1}$$

5.2. Эффективная метрика

Подстановка (5.1) в эффективную метрику работы [1] даёт

$$d\tilde{s}^{\,2} = -e^{-r_s/r}c^2dt^2 + e^{+r_s/r}dr^2 + r^2d\Omega^2. \tag{5.2}$$

По форме (5.2) совпадает с *метрикой Йилмаза* [4, 5], предложенной в скалярных моделях гравитации с экспоненциальным потенциалом. Совпадение функциональной формы не означает совпадения концепций: в подходе Йилмаза экспонента вводится феноменологически из лагранжиана, тогда как в настоящей работе она получается из интегрального принципа сохранения потока деформации (4.1).

5.3. Свойства

$\Psi(r) < 1$ при любом конечном $r > 0$; $\Phi(r) > 0$ всюду вне центра.

Поверхность $r = r_s$ не является особой: $\Psi(r_s) = 1 - e^{-1} \approx 0{,}632$, $\Phi(r_s) = e^{-1/2} \approx 0{,}607$.

Метрика (5.2) регулярна для всех $r > 0$; коэффициент $g_{rr} = e^{+r_s/r}$ конечен.

Предельное состояние $\Psi = 1$ достигается только в формальном пределе $r \to 0$ для точечного источника.

5.4. Сравнение со шварцшильдовским решением

Разложение нелинейного решения:

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

Шварцшильдовское решение $\Phi^2_{\text{Шв}} = 1 - r_s/r$ [3] совпадает с нелинейным в первом порядке по r_s/r. Различие во втором порядке оценивается следующим образом:

Объект	r_s/R	Поправка 2-го порядка
Солнце	$\sim 4 \times 10^{-6}$	$\sim 10^{-11}$
Белый карлик	$\sim 2 \times 10^{-4}$	$\sim 10^{-8}$
Нейтронная звезда	$0{,}2 \div 0{,}6$	$0{,}02 \div 0{,}2$

Замечание. В Солнечной системе различие с ОТО подавлено множителем 10^{-6} относительно ведущего шварцшильдовского члена и лежит на границе точности современных тестов [7]; в этом режиме все классические тесты [1] сохраняются в пределах наблюдательной точности. *Однако для нейтронных звёзд* различие уже значительно ($\sim 10\%$ и более), и линейное приближение здесь явно неприменимо. Для тестов сильного поля (тень EHT, слияния BH–BH, динамика S-звёзд) необходимо использовать (5.1)–(5.2), а не линейное решение [8].

6. Механизм передачи и ослабления деформации

Точное решение позволяет описать механизм работы поля как упругой среды: поле передаёт фиксированный «поток деформации» на всё больший объём, вследствие чего деформация в фиксированном объёме ослабевает.

Дифференцируя (5.1):

$$\Psi'(r) = -\frac{r_s}{r^2}\,e^{-r_s/r}, \qquad \frac{\Psi'(r)}{1-\Psi(r)} = -\frac{r_s}{r^2}.$$

Поток через сферу радиуса r:

$$\oint_S \frac{\nabla\Psi}{1-\Psi}\cdot d\mathbf{S} = 4\pi r^2 \cdot \left(-\frac{r_s}{r^2}\right) = -4\pi r_s = \text{const}, \tag{6.1}$$

не зависит от радиуса. Знак «минус» означает, что поток втекает внутрь — формальное выражение того, что масса есть сток деформации фундаментального фона. Интенсивность стока $|4\pi r_s|$ полностью определяется массой источника.

Физическая интерпретация:

1. Вблизи источника Ψ велика, но объём, на котором распределена деформация, мал.
2. По мере удаления от источника тот же поток $|4\pi r_s|$ распределяется на площадь $4\pi r^2$.
3. Плотность потока $|\Psi'/(1-\Psi)| = r_s/r^2$ убывает как обратный квадрат расстояния — естественное происхождение закона обратных квадратов.
4. Множитель $1/(1-\Psi)$ в (4.3) обеспечивает, что при экстремальной деформации ($\Psi \to 1$) среда оказывает бесконечное сопротивление, предотвращая формальную сингулярность.

7. Следствия для компактных объектов

7.1. Отсутствие горизонта в этой формулировке

Поскольку $\Phi(r) = e^{-r_s/(2r)} > 0$ при всех $r > 0$, коэффициент $g_{tt} = -\Phi^2$ никогда не обращается в ноль, и поверхность $r = r_s$ не является горизонтом событий. Подчеркнём: это следствие *выбранного* вида нелинейности (4.3); вопрос о том, является ли такой выбор единственно возможным, остаётся открытым (см. раздел 8).

7.2. Регулярность метрики

Коэффициент $g_{rr} = e^{+r_s/r}$ конечен для всех $r > 0$. Никакие компоненты метрики не расходятся вне центра.,

7.3. Конечное время пересечения

Падающий наблюдатель достигает центральной области за конечное собственное время. Подробный анализ радиальных геодезических в метрике (5.2) — предмет отдельной работы.

7.4. Сохранение информации

Поскольку темп времени никогда не останавливается, информация, падающая на сверхкомпактный объект, в принципе доступна внешнему наблюдателю — за конечное (но космологически большое при сильном красном смещении) время.

7.5. Предельная деформация как недостижимое состояние

Состояние $\Psi = 1$, $\Phi = 0$ (полная остановка времени) является *предельным и недостижимым* для любой конечной плотности массы. Раскрывая дивергенцию в (4.3):

$$\nabla^2\Psi + \frac{|\nabla\Psi|^2}{1-\Psi} = -\frac{8\pi G}{c^2}\rho_m\,(1-\Psi). \tag{7.1}$$

Правая часть подавлена множителем $(1-\Psi)$: при $\Psi \to 1$ эффективность массы как источника стремится к нулю, тогда как член самовоздействия $|\nabla\Psi|^2/(1-\Psi)$ неограниченно растёт. Достижение $\Psi = 1$ в конечной области требовало бы бесконечной плотности массы. Время может замедляться сколь угодно сильно, но никогда не останавливается полностью при конечных ρ_m.

8. Обсуждение

8.1. Об интегральном принципе и лагранжевом формализме

Использованный здесь интегральный принцип сохранения потока (4.1) непосредственно воплощает физическую картину «масса есть сток деформации», автоматически фиксирует знак уравнения и не требует угадывания вида лагранжиана. Это не означает, что лагранжев формализм избыточен: он необходим для последовательного построения тензора энергии-импульса поля, формулировки законов сохранения по теореме Нётер и обобщения на динамику. Построение действия, из которого вариационно получается (4.3), и связанный с ним нётеровский анализ — задача отдельной работы.

8.2. Уникальность выбора нелинейности

Множитель $(1-\Psi)^1$ в (4.1) — минимальная гипотеза. Допустимо рассмотрение более общего семейства уравнений

$$\nabla\cdot\left(\frac{\nabla\Psi}{(1-\Psi)^{\alpha}}\right)=-\frac{8\pi G}{c^2}\rho_m,\qquad \alpha>0,$$

которое имеет тот же слабопольный предел при любом α, но даёт различные внешние решения. Различие проявляется во втором порядке по r_s/r и в принципе различимо в точных тестах сильного поля. Случай $\alpha=1$, рассмотренный в настоящей работе, выделяется простотой решения (чистая экспонента) и интерпретацией $(1-\Psi)$ как податливости среды; вопрос его физической уникальности требует дополнительных аргументов.

8.3. Связь с метрикой Йилмаза

Эффективная метрика (5.2) функционально совпадает с метрикой Йилмаза [4, 5], получаемой в скалярной теории гравитации с экспоненциальным лагранжианом. К этому семейству относится накопленная критика [6] и обсуждение PPN-параметров. В частности, для (5.2) PPN-параметр $\gamma=1$, что согласуется с тестом Кассини [7]; параметр β требует отдельного вычисления и сопоставления с тестом лунного дальнометрирования [8]. Эти расчёты выходят за рамки настоящей работы и составляют предмет дальнейшего исследования.

8.4. Минимальность модификации

Предложенная модификация сохраняет всю структуру слабопольного модуля [1]:

- та же переменная деформации $\Psi=1-\Phi^2$;
- та же связь $\Phi=\sqrt{1-\Psi}$;
- та же эффективная метрика $d\tilde{s}^2=-\Phi^2c^2dt^2+\Phi^{-2}dr^2+r^2d\Omega^2$;
- то же ньютоновское ускорение $\mathbf{a}=-c^2\nabla\ln\Phi$ и тот же показатель преломления $n_\Phi=1/\Phi^2$ — как теоремы из [1].

Изменяется *только* уравнение поля. Это соответствует аддитивной архитектуре модели.

9. Ограничения настоящей работы

Явно перечислим, что *не* сделано:

1. Рассмотрен только статический сферически-симметричный случай; общий нестатический случай требует волнового обобщения (4.3).
2. Не построено внутреннее решение для протяжённых тел; уравнение гидростатического равновесия в эффективной метрике (5.2) — отдельная задача.
3. Не построен лагранжев формализм для (4.3); тензор энергии-импульса поля и сохраняющиеся величины по теореме Нётер не выведены.
4. Уникальность выбора $\alpha=1$ в (4.1) не доказана; различие с другими нелинейными обобщениями оставлено для будущих исследований.
5. PPN-параметр β для метрики (5.2) явно не вычислен и не сопоставлен с ограничениями лунного дальнометрирования и анализа эфемерид Солнечной системы.
6. Перспективы (квантовый предел, связь $\Phi_{\min}$ с планковской длиной, космологическая эволюция глобального $\Phi(t)$) обозначены, но не разработаны.

10. Заключение

В настоящей работе:

1. Прояснён статус формальной сингулярности линейного уравнения слабопольной модели [1]: точка $\Psi=1$ на $r=r_s$ есть артефакт линеаризации, а не физическая сингулярность теории.

2. Сформулирован физический постулат: в вакууме сохраняется поток деформации, взвешенный на податливость среды (4.1).

3. Получено модифицированное уравнение поля (4.3) с физически прозрачным знаком (масса как сток).

4. Найдено точное внешнее решение $\Psi(r) = 1 - e^{-r_s/r}$, $\Phi(r) = e^{-r_s/(2r)}$, для которого $\Phi > 0$ при всех $r > 0$; формальная сингулярность горизонта в этой формулировке не возникает.

5. Соответствующая эффективная метрика (5.2) функционально совпадает с метрикой Йилмаза [4]; различие со шварцшильдовским решением проявляется во втором порядке по r_s/r и подавлено множителем 10^{-6} в Солнечной системе, но становится значительным для нейтронных звёзд и компактных объектов.

6. Описан механизм передачи деформации как сохраняющегося стокового потока с интенсивностью $|4\pi r_s|$, что даёт естественное происхождение закона обратных квадратов.

7. Все результаты слабопольного модуля [1] сохраняются в первом порядке по r_s/r без изменений.

Аддитивная архитектура модели сохраняется: модифицирован *только* верхний уровень (связь $\rho_m \to \Psi$), нижние уровни (темп процессов, оптика, эффективная метрика) наследуются из [1] без изменений. Дальнейшее развитие — динамика поля, внутренние решения, лагранжев формализм, явный PPN-анализ — составляет предмет последующих работ.

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. 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 статьи: 10.58351/2949-2041.2026.34.5.028

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

4. Yilmaz H. New approach to general relativity // Phys. Rev. — 1958. — Vol. 111. — P. 1417–1426.

5. Yilmaz H. Toward a field theory of gravitation // Nuovo Cimento B. — 1992. — Vol. 107. — P. 941–960.

6. Misner C. W. Yilmaz cancels Newton // arXiv:gr-qc/9504050. — 1995.

7. 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.

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