

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ**ЦЕНТРАЛЬНО–СИММЕТРИЧНЫЕ РЕШЕНИЯ
В ОТО И РТГ И НАБЛЮДАЕМЫЕ ЭФФЕКТЫ***А.В. Генк*

Рассматривается точное статическое центрально-симметричное вакуумное решение уравнений РТГ, содержащее 2-ю константу C_2 , которая зависит от структуры центрального тела и его радиуса. Известный в ОТО гармонический интервал Фока является лишь асимптотикой этого точного решения при $r \rightarrow \infty$ и не может описывать внешнее поле реального неточечного источника. Показывается, что все наблюдаемые эффекты для частиц и света явным образом зависят от этой константы C_2 , которая, следовательно, может быть определена из данных эксперимента как в сильном, так и в слабом поле.

С о д е р ж а н и е

1. Введение	50
2. Радиальное движение частиц	52
3. Координатное преобразование метрик	53
4. Отклонение света и эффект запаздывания сигнала	54
5. Смещение перигентра	56
Литература	58

1. Введение

В рамках ОТО считается общепринятым, что внешнее центрально-симметричное решение всегда статично и с точностью до преобразования координат совпадает с решением Шварцшильда. В релятивистской теории гравитации (РТГ) [1, 3] ситуация в случае центральной симметрии оказывается гораздо сложнее даже для статических решений. Система уравнений РТГ для безмассового поля в пустоте имеет вид [1]:

$$R_{\mu\nu} = 0, \quad (1)$$

$$\mathcal{D}_\mu (\sqrt{-g}g^{\mu\nu}) = 0, \quad (2)$$

где \mathcal{D}_μ — ковариантная производная по метрике Минковского $\gamma_{\mu\nu}$; $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор Римана пространства. Именно наличие уравнения (2) в произвольной системе координат пространства Минковского (ПМ) отличает систему (1), (2) от уравнений ОТО (1). В декартовых координатах ПМ уравнение (2) в силу перехода $\mathcal{D}_\mu \rightarrow \partial_\mu$ принимает вид известных условий гармоничности Фока [2], которым в ОТО придается смысл координатных условий. В РТГ же (2) есть дополнительное

полевое уравнение. В данной работе мы будем рассматривать только статический случай.

Статическое решение системы (1), (2) для центральной симметрии имеет вид [3]:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{\rho}\right) dt^2 - \frac{1}{(1 - 2m/\rho)(dr/d\rho)^2} dr^2 - \rho^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2), \quad (3)$$

где функция $\rho(r)$ задается неявно — через обратную функцию $r(\rho)$:

$$r(\rho) = C_1(\rho - m) + C_2 \left[\frac{m/\rho - 1}{2m/\rho} \ln(1 - 2m/\rho) - 1 \right]. \quad (4)$$

Обратим внимание на появление в решении (3), (4) 2-ой константы C_2 . Это имеет в рамках РТГ принципиальное значение. Константа C_2 в (4) имеет размерность длины: $C_2 \equiv -Km = -\bar{K}r_s$ (r_s — радиус тела). Если в (4) положить $C_1 = 1$ (из асимптотических условий) и $C_2 = 0$, то (3), (4) переходит в известный гармонический интервал Фока [2]:

$$ds^2 = \frac{r-m}{r+m} dt^2 - \frac{r+m}{r-m} dr^2 - (r+m)^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2). \quad (5)$$

Интересно отметить, что вопрос о 2-ой константе в (4) давно возник и в рамках ОТО [4, 5] при построении гармонического интервала (поскольку (4) есть общее решение уравнения 2-го порядка, следующего из (2)), но почти всегда, следуя Фоку [2], необоснованно полагают $C_2 = 0$. Однако, по крайней мере в случае $C_2 < 0$, соответствие координат $r > 0$ и ρ будет взаимно однозначным (рис. 1), а метри-

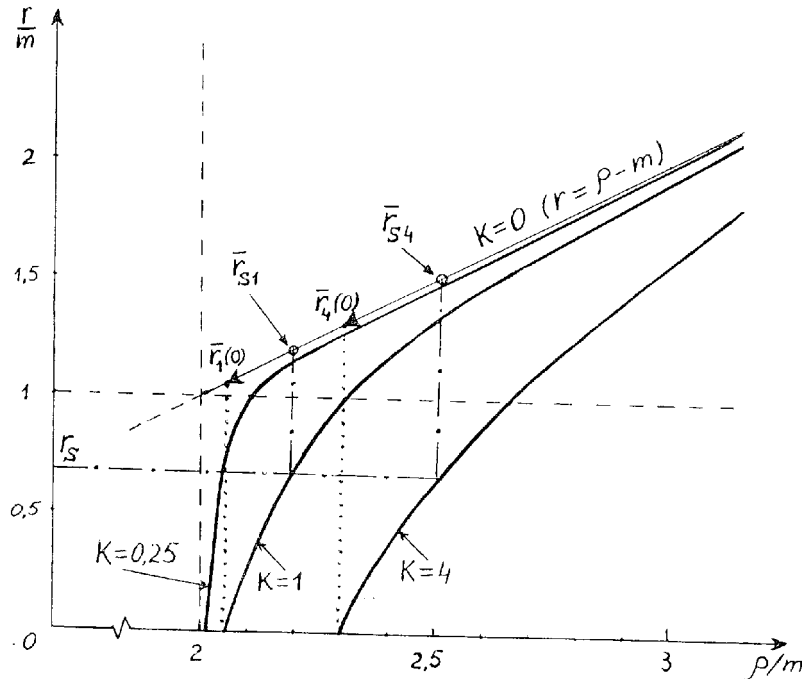


Рис. 1. Зависимость радиальной координаты ПМ (в РТГ) или «гармонической» радиальной координаты (в ОТО) от Шварцшильдовского радиуса ρ для ряда значений константы $C_2 = -Km$ в (4).

ка (3) будет определена при любых $r > 0$ (в отличие от интервала Фока (5), который теряет смысл при $r = m$). Т. о. никаких строгих обоснований требования $C_2 = 0$ нет, и мы обязаны рассматривать общее решение (3), (4) с $C_2 \neq 0$. Константа C_2

может быть определена сшивкой с внутренним решением. Такая сшивка в рамках ОТО для тела из идеальной жидкости постоянной плотности проводилась в [5] и действительно приводила к $C_2 < 0$ и $\bar{K} = 12/35$. В [6] из численных расчетов для сверхплотных звезд также получено $C_2 < 0$ и $K = 0.35 \div 0.45$ (в зависимости от модели). Важно отметить, что величина K при фиксированных m и r_s зависит от распределения плотности внутри тела, а через (4) она определяет и внешнюю метрику (3).

Возникает естественный вопрос — проявляется ли константа $C_2 = -Km$ в (4) в каких-либо эффектах, а именно: в свойствах сильного поля или в наблюдаемых эффектах в слабом поле, и если да, то насколько существенно? В принципиальном плане ответ достаточно очевиден — метрические тензоры (3) и (5) заданы в *одних и тех же* (в идеологии РТГ) сферических координатах ПМ с $\gamma_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2 \vartheta)$, т. е. при некоторой фиксированной арифметизации пространства или (в идеологии ОТО) в *одних и тех же* «гармонических» координатах. Поскольку эти тензоры отличаются друг от друга, то, следовательно, согласно теореме Вейля–Лоренца–Петрова [7], метрики (3), (5) должны вести к разным предсказаниям движению пробных тел и света, т. е. константа K должна проявляться в свойствах поля и наблюдаемых эффектах. Этот вопрос подробно рассматривался нами в работах [8–10]. Здесь мы обсудим полученные в них результаты, опуская детали вычислений.

2. Радиальное движение частиц

Рассмотрим сначала радиальное движение в случае сильного поля [8]. Известно, что некоторые качественные выводы о характере сферического коллапса делаются уже на основании анализа картины падения пробных частиц [1]. Для метрики Фока (5) скорость $(dr/dt)_\Phi$ падающих частиц (в координатах t, r удаленного наблюдателя) при $r \rightarrow m$ обращается в нуль, т. е. падение на сферу $r = m$ для удаленного наблюдателя происходит бесконечно долго (отсюда следует вывод об асимптотическом «застывании» коллапсирующего тела). Локальный наблюдатель, однако, зафиксирует, что «физическая» скорость $(dl/d\tau)_\Phi$ частицы при $r \rightarrow m$ стремится к скорости света, а падение происходит за конечное собственное время.

В метрике (3), (4) с $K \neq 0$ эти выводы кардинально меняются: скорость dr/dt в ПМ нигде в нуль не обращается (вплоть до $r \rightarrow 0$), а следовательно, падение точечного тела до любого сколь угодно малого радиуса r ПМ занимает конечное время удаленного наблюдателя. Для локального наблюдателя скорость $dl/d\tau$ всегда меньше скорости света для любых r и K .

Силовое воздействие поля на частицу наглядно характеризуется величиной начального ускорения частицы (когда она покоится) как функции начального радиуса падения r_0 . В метрике Фока (5) это ускорение растет до бесконечности при $r_0 \rightarrow m$ (отсюда — известный вывод о непреодолимости сил тяготения вблизи гравитационного радиуса), в то время как в метрике (3), (4) с $K \neq 0$ оно оказывается ограниченным при любых r_0 вплоть до $r_0 \rightarrow 0$. В рамках РТГ отсюда следует важный вывод о невозможности образования истинной сингулярности в ПМ. Можно строго показать [8], что плотность энергии, а с ней и давление внутри тела, создающего метрику (3), (4), неограниченно нарастают с уменьшением радиуса r_s в ПМ, в то время как гравитационные силы остаются всегда ограниченными (см. выше). Следовательно, неограниченное сжатие тела $r_s \rightarrow 0$ оказывается в принципе невозможным: внутреннее давление всегда превысит гравитационное притяжение при достаточно малом r_s .

Время распространения световых сигналов, посылаемых с падающей частицы до исходной точки r_0 , оказывается в метрике (3), (4) конечным при всех $r \rightarrow 0$, в то время как в метрике Фока (5) оно стремится к бесконечности при $r \rightarrow m$. Частота же света при $r \rightarrow 0$ хоть и уменьшается, но отнюдь не до нуля (как было в метрике (5) при $r \rightarrow m$). Например, при $K = 1$ и $r \rightarrow 0$ предельное значение красного смещения будет $(\omega/\omega_0) \approx 0.15$. Следовательно, не происходит никакого экспоненциального уменьшения яркости падающего объекта (известный вывод о «почернении» при коллапсе в ОТО). Таким образом, внешние проявления сильного поля с метрикой (3), (4) не имеют ничего общего с классической «черной дырой» в ОТО.

3. Координатное преобразование метрик

Существует ли *координатное* преобразование, переводящее метрику (3), (4) в метрику Фока (5)? Легко видеть, что такое преобразование есть. Если записать (4) в виде

$$r(\rho) \equiv C_1 r_1(\rho) + C_2 r_2(\rho), \quad (6)$$

то искомое преобразование имеет, очевидно, вид:

$$\bar{r}(r) \equiv r(\rho) - C_2 r_2(\rho) = C_1 r_1(\rho) = \rho(r) - m. \quad (7)$$

В новых координатах (\bar{r}, t) метрика (3) принимает вид (5) с тем, однако, принципиально важным отличием, что вместо r в (5) будет стоять \bar{r} из (7). Координата \bar{r} — отнюдь не радиальная координата в сферических координатах ПМ (в РТГ) — и отнюдь не «гармоническая» координата (в ОТО). Это некоторая новая координата, сложным образом зависящая в силу (7) от C_2 , т. е. от структуры центрального тела. Иначе говоря, каждому значению C_2 в (4) соответствует свое преобразование (7), приводящее (3) к форме (5).

Однако последовательный сторонник формализма ОТО может нам возразить: «Меня не интересуют Ваши рассуждения о происхождении и смысле координаты \bar{r} . Раз я получил метрику Фока (5), значит, это одно и то же, та же геометрия, и все эффекты будут теми же. А Вы в п. 2 доказываете обратное. Значит, у Вас ошибка». Но ошибки в п. 2 тем не менее нет. Ошибочно вышеприведенное возражение. Все дело в том, что (хотим мы того или нет) мы, имея конкретное выражение метрики (например (5)) в каких-то координатах \bar{r} обязаны ответить на вопрос: какова область определения координаты \bar{r} ? Иначе говоря, при преобразовании координат мы не имеем права забывать о соответствующем преобразовании граничных условий (областей изменения переменных). И как только мы ответим на этот вопрос, все сразу становится ясным, никаких парадоксов не возникает (см. рис. 1). Действительно, координатным преобразованием (7) мы можем перейти от любой кривой $K \neq 0$ (рис. 1) на прямую $K = 0$ (соответствующую метрике Фока (5)). Но при этом предельная точка $r = 0$ (которой соответствует набор точек $\rho_k(0)$ при разных K) перейдет не в точку $\bar{r} = m$ (т. е. $\rho = 2m$), а в набор точек

$$\bar{r}_k(0) = -C_2 r_2(0) = K m r_2[\rho_k(0)] = \rho_k(0) - m > m. \quad (8)$$

Т. о. у координаты \bar{r} принципиально появляется нижняя граница, причем она зависит от K и всегда больше m . Поэтому, вычисляя все эффекты в координатах (\bar{r}, t) , (это разумеется, можно делать!) мы получим те же результаты п. 2, что и в координатах (r, t) , т. е. не возникает никаких бесконечностей или занулений, поскольку точка $\bar{r} = m$ оказывается вообще вне области определения, она недостижима. Поэтому расчет, например, времени падения из точки $\bar{r} = \bar{r}_0$ до $\bar{r} = m$ по

часам удаленного наблюдателя просто бессмыслен. Аналогично (8) преобразуется и любая другая исходная координата r , например, координата поверхности реального центрального тела r_s (рис. 1):

$$\bar{r}_{(k)s} = r_s - C_2 r_2 [\rho_k(r_s)] = \rho_k(r_s) - m, \quad (9)$$

т. е. каждому K в (4) соответствует свое значение координаты поверхности тела \bar{r}_s на прямой $K = 0$ в координатах \bar{r} .

Каково же истинное соотношение между метриками (3) и (5)? Ясно, что метрика Фока (5) (а значит и классическое решение Швардшильда в координатах $\rho = r + m$) есть предельный случай, асимптотика точного решения (3) при $r \rightarrow \infty$, т. е. абстракция точечного источника. Любое же реальное статическое сферическое тело на любом конечном расстоянии создает внешнюю метрику (3), а не (5), и именно в метрике (3) необходимо рассчитывать все эффекты. Нерадиальные движения частиц и света в метрике (3), (4) обсуждаются ниже.

4. Отклонение света и эффект запаздывания сигнала

Движение света в (3) рассматривалось нами в [9]. Пусть r_0 — радиальная координата (в сферических координатах ПМ в РТГ или «гармонических» в ОТО) ближайшей к центральному телу точки траектории луча (перипентра). Тогда для угла отклонения луча можно получить выражение [9]:

$$\delta\phi(\alpha) = \frac{4}{\sqrt{2m(\psi_1 - \psi_2)}} F(\nu, q) - \pi, \quad (10)$$

где: $\psi \equiv 1/\rho$; $\alpha \equiv m\psi_0 \equiv m\psi(r_0)$; $\psi_{1,2} = 1/4m[(1 - 2\alpha) \pm \sqrt{(1 - 2\alpha)(1 + 6\alpha)}]$; $q = \sqrt{(\psi_0 - \psi_2)/(\psi_1 - \psi_2)}$; $\nu = \arcsin[\psi_0(\psi_1 - \psi_2)/\psi_1(\psi_0 - \psi_2)]^{1/2}$; $F(\nu, q)$ — неполный эллиптический интеграл 1-го рода. При $\alpha \rightarrow 1/3$ (т. е. $\rho \rightarrow 3m$) имеем $q \rightarrow 1$; $\nu \rightarrow \pi/2$, и интеграл $F(\nu, q)$ расходится, т. е. $\delta\phi \rightarrow \infty$. Нас интересует в итоге не $\delta\phi(\alpha)$, а зависимость угла отклонения от радиальной координаты перипентра траектории $\delta\phi(r_0)$. Из (4) имеем:

$$\frac{r_0}{m} \equiv \frac{1}{\alpha_0} = \left(\frac{1}{\alpha} - 1\right) - K \left[\frac{\alpha - 1}{2\alpha} \ln(1 - 2\alpha) - 1\right]. \quad (11)$$

Искомая зависимость $\delta\phi(r_0, K)$ получается из (10) подстановкой обратной к (11) функции $\alpha = \alpha(r_0, K)$, которая, однако, не выражается в конечном аналитическом виде. В результате расчета зависимость $\delta\phi(\alpha)$ «расщепляется» на семейство кривых $\delta\phi(r_0, K)$, представленных на рис. 2. Он наглядно показывает, что в сильном поле угол отклонения луча уже весьма сильно зависит от константы K в (4), особенно при $r_0/m \leq 2$. Асимптоты кривых $\delta\phi(r_0, K)$ на рис. 2. представляют собой поверхности $r = R_k$, на которые луч многократно наматывается, прежде чем уйдет снова на бесконечность:

$$R_k = [2 - (\ln 3 - 1)K]m. \quad (12)$$

Очевидно, что вблизи асимптоты (12) даже небольшое изменение K (например, в результате изменения структуры тела) дает многократное изменение величины $\delta\phi$ при фиксированном r_0 (например, для луча, касающегося поверхности тела $r_s \approx \approx 2m$). Вне всяких сомнений, такой эффект в сильном поле легко можно было бы зафиксировать.

В слабом поле ($\alpha \ll 1$) из (10) можно получить следующее разложение $\delta\phi$ [9]:

$$\delta\phi = 4\alpha + 4\alpha^2(15\pi/16 - 1) + \alpha^3(122/3 - 15\pi/2) + \dots \quad (13)$$

Разлагая в ряд (11) и находя далее обратную функцию $\alpha(r_0, K)$, в итоге получим ($\alpha_0 \equiv m/r_0$):

$$\delta\phi \cong 4\alpha_0 + 4\alpha_0^2(15\pi/16 - 2) + \alpha_0^3(158/3 - 15\pi) + 4/3\overline{K}(r_s/r_0)\alpha_0^3. \quad (14)$$

Т. о. коэффициент \overline{K} зависящий от структуры тела, входит в $\delta\phi$ в 3-ем порядке по α_0 . Конечно, в условиях Солнечной системы эффект 3-го порядка крайне мал, но важно, что зависимость от K в принципе существует и дается (14).

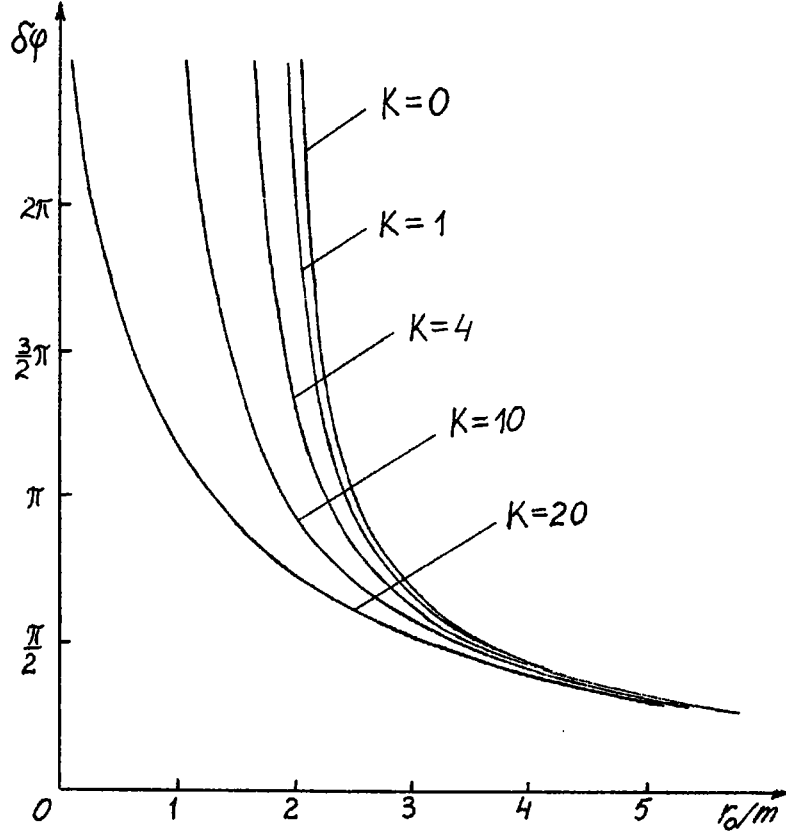


Рис. 2. Зависимость угла отклонения луча от радиальной координаты перигея траектории r_0 для ряда значений константы K в (11).

Рассмотрение эффекта запаздывания радиосигнала при локации Меркурия с Земли в метрике (3) дает для времени распространения сигнала от r_e, ε_e (Земля) до r_μ, ε_μ (Меркурий) выражение, содержащее K уже во 2-м порядке малости [9]:

$$t(e, \mu) \cong r_e \sin \varepsilon_e + r_\mu \sin \varepsilon_\mu + m \ln \frac{(1 + \sin \varepsilon_e)(1 + \sin \varepsilon_\mu)}{(1 - \sin \varepsilon_e)(1 - \sin \varepsilon_\mu)} + m^2 \left[S(e, \mu) + \frac{1}{3}\overline{K}r_s \left(\frac{\sin \varepsilon_e}{r_e^2} + \frac{\sin \varepsilon_\mu}{r_\mu^2} \right) \right], \quad (15)$$

где $S(e, \mu)$ — некоторая известная функция координат $r_{e,\mu}, \varepsilon_{e,\mu}$. Коэффициент \overline{K} входит в (15) неустраняемым образом, т. е. в каких бы переменных не описывать эффект (r или ρ), зависимость от K все равно будет — явная в (15) или неявная (подобно выражению (13) для $\delta\phi$), в силу зависимости (4) ρ от r и K при заданном r .

В (15) можно перейти от координат $r_{e,\mu}$ к наблюдаемым величинам — физическому расстоянию $l_{e,\mu}$ до поверхности тела в метрике (3) и гравитационному сдвигу

частоты:

$$l_{e,\mu} \cong r_{e,\mu} - r_s + m \ln \frac{r_{e,\mu}}{r_s} + m^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_{e,\mu}} \right) - \frac{1}{3} \bar{K} r_s \left(\frac{1}{r_s^2} - \frac{1}{r_{e,\mu}^2} \right) \right\}, \quad (16)$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{e,\mu}} \cong m \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_{e,\mu}} \right) - m^2 \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_{e,\mu}} \right)^2.$$

Легко видеть, что при переходе в (15) к переменным (16) зависимость от \bar{K} во 2-м порядке сохраняется. Не исключено, что в будущем удастся проводить измерения в Солнечной системе с такой точностью. Это позволило бы экспериментально определить коэффициент \bar{K} для Солнца, т. е. изучать его структуру по эффектам во внешнем поле (что с точки зрения стандартной ОТО и решения Шварцшильда кажется невозможным).

5. Смещение перицентра

Движение частиц в метрике (3) рассматривалось нами в [10]. Пусть r_- и r_+ — перицентр и апоцентр траектории частицы. Тогда для угла смещения (прецессии) перицентра за один «истинный» оборот (между двумя последовательными прохождениями перицентра) можно получить выражение:

$$\delta\phi = \frac{4}{\sqrt{2m(\psi_0 - \psi_+)}} F\left(\frac{\pi}{2}, q\right) - 2\pi, \quad (17)$$

где $\psi_{\pm} = \psi(r_{\pm}) = 1/\rho(r_{\pm})$; $2m\psi_0 = 1 - 2m\psi_+ - 2m\psi_-$; $q = \left(\frac{\psi_- - \psi_+}{\psi_0 - \psi_+}\right)^{1/2}$; $F(\pi/2, q)$ — полный эллиптический интеграл 1-го рода. Если ввести параметр вытянутости траектории $u \equiv r_+/r_-$, то при фиксированном u угол прецессии (17) будет функцией только радиальной координаты перицентра r_- . Из (4) имеем:

$$\frac{1}{\beta_{\pm}} = \left(\frac{1}{\alpha_{\pm}} - 1 \right) - K \left[\frac{\alpha_{\pm} - 1}{2\alpha_{\pm}} \ln(1 - 2\alpha_{\pm}) - 1 \right], \quad (18)$$

где $\alpha_{\pm} = m\psi_{\pm}$; $\beta_{\pm} = m/r_{\pm}$. Выражения (18) неявно определяют функцию $\alpha_- (\beta_-, K)$ и $\alpha_+ (\beta_+, u, K)$, зависящую и от параметра K . Именно поэтому угол прецессии также будет зависеть от K . Результаты расчета $\delta\phi$ из (17), (18) для $K = 0; 4; 10$ и $u = 1.5; 2; 4$ представлены на рис. 3. Он наглядно показывает весьма существенную зависимость угла прецессии от коэффициента K в (4) в сильном поле. Значение угла $\delta\phi > 2\pi$ означает, что частица за один «истинный» оборот совершает несколько азимутальных, двигаясь между r_- и r_+ по спирали, а не по эллипсу. Положение вертикальных асимптот кривых на рис. 3, т. е. поверхностей «намотки» траекторий, зависит и от U , и от K . Как и в случае отклонения света (рис. 2), вблизи асимптот небольшое изменение K приводит к многократному изменению $\delta\phi$, т. е. числа азимутальных оборотов тела. Но число оборотов — это скалярная величина, не зависящая от выбора конкретных координат (r, ρ , и т. д.), используемых наблюдателем. Поэтому этот эффект носит абсолютный характер, и показывает неустранимую зависимость от коэффициента K в (4). По классификации работы [11, гл. 3, § 3] здесь мы имеем дело с «чистым» экспериментом, результат которого выражается 4-скаляром — только такие эффекты и помогают избавиться от координатных «парадоксов».

Еще более эффектный результат получится, если в момент изменения K (точнее — уменьшения K при коллапсе тела) пробное тело окажется на расстоянии меньшим, чем новое значение радиуса намотки траектории (при уменьшении K

этот радиус увеличивается — рис. 3). В этом случае частица уже не сможет выйти из-под предельного радиуса и вернуться к r_+ — она с неизбежностью упадет на центр! Ясно, что говорить о том, что каким-то переходом к другим координатам (п. 3) такой эффект можно «устранить» — просто нелепо. Отметим, что

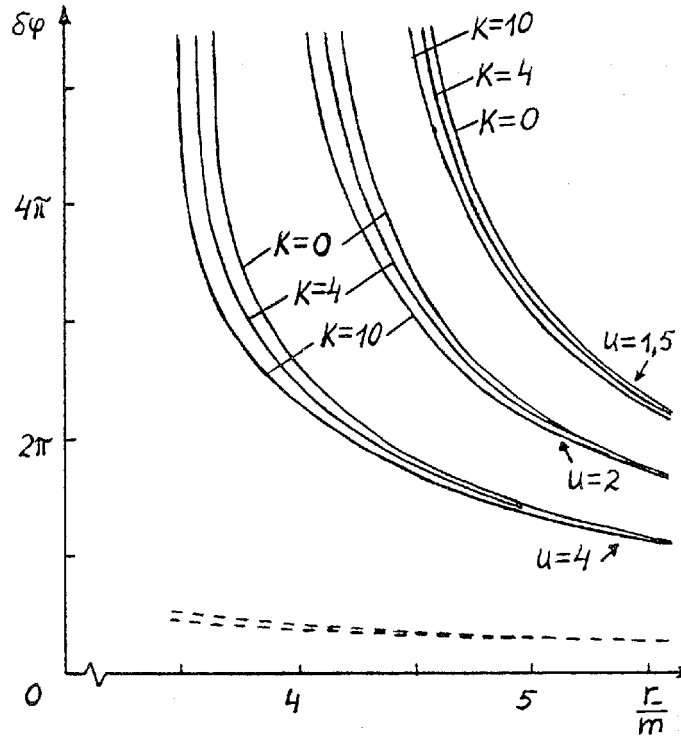


Рис. 3. Зависимость угла смещения перигея траектории от его радиальной координаты r_+ для ряда значений константы K в (4) и параметра вытянутости орбиты $u = r_+/r_-$. Пунктир — угол отклонения луча (рис. 2).

аналогичный эффект существует и в случае движения света (п. 4, рис. 2). Он проявлялся бы для удаленного наблюдателя как внезапное исчезновение изображения звезды при $r_0 \sim 2m$ в случае уменьшения K .

В слабом поле разложение (17) дает:

$$\delta\phi \cong \frac{6\pi m}{p} \left\{ 1 + \frac{m}{p} (7/2 - 3e^2/4) + \frac{m^2}{p^2} (29/2 - 13e^2/4) - \frac{m^2}{3p^2} \bar{K} \left(\frac{r_s}{p} \right) (1 + 6e^2 + e^4) \right\}, \quad (19)$$

где e — эксцентриситет, p — фокальный параметр орбиты. Т. о. коэффициент \bar{K} входит в выражение угла прецессии в 3-ем порядке по m/r , как и для отклонения света (14). В условиях Солнечной системы эффект ничтожно мал, но некоторые надежды на измерение эффекта 3-го порядка можно связывать с наблюдением радиопульсара PSR 1913 + 16 в двойной системе, где величина смещения перигея более чем на 4 порядка превышает его значение для Меркурия. Вычисление периода обращения частицы в метрике (3) показывает [10], что \bar{K} входит в выражение T уже во 2-ом порядке по m/r . Также, как при измерении запаздывания радиосигнала (п. 4), в будущем не исключена возможность определения \bar{K} для Солнца и по периоду обращения пробного тела.

В заключение отметим, что рассмотренные примеры на наш взгляд, однозначно подтверждают принципиальную важность учета коэффициента K в выражении

центрально-симметричной метрики как в рамках РТГ, так и в ОТО (при последовательном вычислении эффектов в гармонических координатах). Величина K по крайней мере в принципе, может быть экспериментально определена как по движению света, так и частиц в метрике (3). Автор благодарит К.В. Анисовича за обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лозунов А.А., Мествиришвили М.А.* Релятивистская теория гравитации, М., Наука 1989.
2. *Фок В.А.* Теория пространства, времени и тяготения, М., ГИТТЛ, 1955.
3. *Генк А.В.* // ТМФ, 1989, Т. 79, С. 473–479. *Соколов С.Н.*, Препринт ИФВЭ, ОТФ, № 89–117. *Серпухов, ИФВЭ., 1989.*
4. *Асанов Р.А.* Препринт, № Р2 86–525. Дубна, ОИЯИ, 1986.
5. *Унт В.А.* // Известия вузов. Физика, 1961, 4, С. 3–8; препринт АН ЭССР, ОФА, № А–4, Таллин, 1987.
6. *Абякян Р.М.* // в сб. «Точные решения уравнений Эйнштейна и их физическая интерпретация», Тарту: Издательство тартурского университета, 1988, С. 22–23.
7. *Петров А.З.* Новые методы в ОТО, М., Наука, 1966.
8. *Генк А.В.* // ТМФ, 1991, Т. 87, № 1, С. 130–140.
9. *Генк А.В.* // ТМФ, 1991, Т. 86, № 1, С. 142–152.
10. *Генк А.В.* // ТМФ, 1991, Т. 88, № 1, С. 122–134.
11. *Анисович К.В.* Логические аспекты, принципы и методология СТО, Деп. ВИНТИ, № 8156–В87, М., ВИНТИ, 1987.