

ТЕНИ И КРУГОВЫЕ ФОТОННЫЕ ОРБИТЫ: РАССМОТРЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СЛУЧАЕВ ОБОБЩЕНИЙ ЧЕРНЫХ ДЫР КЕРРА–НЬЮМЕНА

*А. Ф. Захаров*¹

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В нашей работе 2005 г. было предсказано, что тень в окрестности черной дыры в Галактическом центре может быть восстановлена по результатам наблюдений глобальной системы РСДБ, оперирующей в миллиметровом или субмиллиметровом диапазоне. Это предсказание стало реальностью в 2022 г., когда тени в окрестности черных дыр в Галактическом центре и центре галактики М87 (в 2019 г.) были восстановлены по данным наблюдений коллаборации Телескопа горизонта событий (Event Horizon Telescope), и эти результаты привели к появлению большого количества теоретических работ, в которых рассматривались ограничения как на альтернативные модели галактических центров, так и на альтернативные теории гравитации. Для черных дыр Шварцшильда, Керра, Райсснера–Нордстрема прицельные параметры, соответствующие круговым фотонным орбитам, определяют форму и размер тени, однако, как показано в данной статье, в случаях некоторых метрик возможно существование круговых фотонных орбит при том, что тени для этих метрик не образуются. В ряде недавних работ (в том числе в одной из работ, опубликованных в журнале «Письма в ЭЧАЯ»), бездоказательно утверждается для альтернативных моделей галактических центров, что параметры, соответствующие круговым фотонным орбитам, определяют форму и размер тени.

In our paper published in 2005, it was predicted that the shadow of the Galactic Center black hole could be reconstructed from observations by the global VLBI system operating in the millimeter or submillimeter range. This prediction became reality in 2022, when the shadows of the Galactic Center black holes and the center of M87 (in 2019) were reconstructed from observations by the Event Horizon Telescope collaboration, and these results led to a large number of theoretical papers that consider constraints on both alternative models of Galactic Centers and alternative theories of gravity. For Schwarzschild, Kerr, Reissner–Nordstrom black holes, the impact parameters corresponding to circular photon orbits determine the shape and size of the shadow, but as shown in the current paper, in the case of some metrics, the existence of circular photon orbits is possible, although shadows for these metrics are not formed. A number of recent papers (including one of the articles published in the journal “PEPAN Letters”) have asserted without proof that the parameters corresponding to circular photon orbits determine the shape and size of the shadow.

PACS: 04.70.Bw

¹E-mail: alex.fed.zakharov@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Общая теория относительности (ОТО), предложенная в 1915 г. А. Эйнштейном, по-прежнему является наилучшей теорией гравитации, несмотря на то, что было рассмотрено множество альтернативных теорий, причем многие из них предложены в последние годы. Первоначально предсказания ОТО были проверены в пределе слабого гравитационного поля, однако в последнее время появились возможности для проверки ОТО в сильных гравитационных полях. обстоятельное обсуждение экспериментальной проверки эффектов ОТО в окрестности астрофизических черных дыр приведено в обзоре [1].

В 1973 г. Джеймс Бардин обсудил мысленный эксперимент, в котором предполагается, что за черной дырой находится светящийся экран [2]. В этом случае наблюдатель увидит небольшое темное пятно (тень) на фоне экрана. Долгое время эта модель не имела приложения к астрофизическим черным дырам, поскольку в астрономии нет яркого экрана за черной дырой, а также долгое время преимущественно рассматривались черные дыры звездной массы в нашей Галактике, для которых размер тени примерно в миллион раз меньше размера тени в Галактическом центре (ГЦ). Кроме того, вызвали вопросы о возможности отличить тень от тусклого астрономического объекта. Используя оценки ожидаемых параметров создаваемых в ближайшем будущем интерферометров и обновленные примерно 20 лет назад и оказавшиеся довольно точными оценки массы черной дыры в ГЦ, авторы работы [3] предсказали возможность реконструировать тень в Галактическом центре с помощью наземного или Земля–космос интерферометра, действующего в миллиметровом или субмиллиметровом диапазоне (в этой работе, в частности, впервые для решения таких задач упоминались также возможности интерферометра «Миллиметрон»). Это предсказание, сделанное в работе [3], в точности сбылось в мае 2022 г., когда коллаборация Телескопа горизонта событий (Event Horizon Telescope (ЕНТ)) представила результаты реконструкции тени нашего Галактического центра (тень сверхмассивной черной дыры в М87 была реконструирована в 2019 г.). Факт предсказания возможности обнаружения тени в ГЦ является известным для экспертов в теории гравитации и астрономов, так, в частности, в недавней работе известных индийских и японских специалистов в теории гравитации [4] отмечается, что идея восстановления тени черной дыры в центре Галактики с помощью глобальных интерферометров, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн, первоначально была высказана в работе [3]. Эти реконструкции были основаны на наблюдениях ЕНТ, проведенных в 2017 г., тем самым анализ данных наблюдений для М87* проводился более 2 лет, а для Sgr A* более 5 лет. Для метрики Райсснера–Нордстрема в работе [5] получены аналитические выражения для размера тени как функции заряда, а позже эти результаты были обобщены на случай приливного заряда [6, 7]. Мы обсуждаем возможности оценки параметров альтернативных теорий гравитации с помощью оценок размера теней, выполненных коллаборацией ЕНТ. В частности, на основе этих наблюдений можно оценить приливный заряд в М87* [8]. Мы также обсудили возможности использования наземно-космического интерферометра «Миллиметрон» для реконструкций теней в М87* и Sgr A*. В недавних исследованиях [9] обсуждается образование тени в случаях, когда в галактических центрах «квантовые» черные дыры заменяют общепринятые черные дыры Керра.

1. ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Метрика Керра–Ньюмена в координатах Бойера–Линдквиста и естественных единицах ($G = c = 1$) может быть записана в виде

$$ds^2 = -\frac{\Delta}{\rho^2} (dt - a \sin^2 \theta d\phi)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} [(r^2 + a^2)d\phi - a dt]^2 + \frac{\rho^2}{\Delta} (dr)^2 + \rho^2 (d\theta)^2, \quad (1)$$

$$\Delta = r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2, \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (2)$$

где M — масса черной дыры; $a = S/M$ (S — момент количества движения черной дыры); Q — ее заряд (см., например, [10]). Как было показано Б.Картером [11], уравнения геодезических сводятся к интегрированию следующих уравнений:

$$\rho^4 \left(\frac{d\theta}{d\lambda} \right)^2 = \Theta(\theta), \quad (3)$$

$$\rho^4 \left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 = R(r), \quad (4)$$

$$\rho^2 \frac{d\phi}{d\lambda} = - \left(aE - \frac{L_z}{\sin^2 \theta} \right) + \frac{a}{\Delta} P(r), \quad (5)$$

$$\rho^2 \frac{dt}{d\lambda} = -a(aE \sin^2 \theta - L_z) + \frac{(r^2 + a^2)}{\Delta} P(r), \quad (6)$$

где

$$\Theta(\theta) = Q - \cos^2 \theta [a^2(\mu^2 - E^2) + L_z^2 / \sin^2 \theta], \quad (7)$$

$$P(r) = E(r^2 + a^2) - L_z a - eQr, \quad (8)$$

$$R(r) = P^2(r) - \Delta[\mu^2 r^2 + (L_z - aE)^2 + Q]. \quad (9)$$

Константы E , μ , L_z , e и Q связаны с частицей, E — ее энергия, μ — масса, L_z — момент импульса, e — заряд, Q — константа Картера разделения переменных, а именно

$$Q = p_\theta^2 + \cos^2 \theta [a^2(\mu^2 - E^2) + L_z^2 / \sin^2 \theta]. \quad (10)$$

Рассмотрим соответствующие уравнения для изотропных геодезических ($\mu = 0$). В этом случае, аналогично Чандрасекару [12], получаем для метрики Керра, т.е. вращающейся черной дыры (причем этот случай считается наиболее общим, поскольку наличие существенного электрического заряда в астрофизических черных дырах обычно считается маловероятным):

$$\frac{M^2}{E^2} (\hat{r}^2 + \hat{a}^2 \cos^2 \theta)^2 \left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 = \hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}), \quad (11)$$

где

$$\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}) = \hat{r}^4 + [\hat{a}^2 - \xi^2 - \eta] \hat{r}^2 + 2[(\hat{a} - \xi)^2 + \eta] \hat{r} - \hat{a}^2 \eta, \quad (12)$$

где $\eta = Q/(M^2 E^2)$ и $\xi = L_z/(ME)$ — константы Чандрасекара, $\hat{r} = r/M$.

2. ПРОСТЕЙШИЙ ПРИМЕР

Рассмотрим формирование тени для простейшей модели черной дыры Шварцшильда. В этом случае уравнение (12) имеет вид

$$\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}) = \hat{r}^4 - L^2 \hat{r}^2 + 2L^2 \hat{r}, \quad (13)$$

где $L^2 = \xi^2 + \eta$. Соотношение (13) может быть также получено непосредственно из выражения для метрики Шварцшильда, а не редукцией из метрики Керра. Из соотношений (11), (13) ясно: чтобы движение было возможным при заданном значении r_* , необходимо $\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}_*) \geq 0$, причем однократный корень многочлена соответствует точкам поворота геодезической, где производная меняет знак, а двукратный корень соответствует неустойчивой круговой орбите. Нетрудно видеть, что, если мы рассмотрим движение фотона от бесконечности к черной дыре Шварцшильда, получим критическое значение прицельного параметра $L_{\text{crit}} = 3\sqrt{3}$, которое соответствует неустойчивой круговой орбите, на которую навивается орбита фотона, движущегося от бесконечности. Если аналогично Дж.Бардину [2] мы рассмотрим экран на бесконечности за черной дырой Шварцшильда, то из-за захвата фотонов со значениями прицельного параметра $L < L_{\text{crit}}$ достаточно удаленный наблюдатель может увидеть темное пятно с радиусом L_{crit} (длина выражается в единицах массы черной дыры), т. е. возникает тень от черной дыры указанного размера (в случае черной дыры Шварцшильда форма тени — круг). Если прицельный параметр $L > L_{\text{crit}}$, то этот фотон может быть детектирован наблюдателем. Графики многочленов при различных значениях параметра представлены на рис. 3. Как отмечено выше, фотоны с прицельными параметрами меньше критического захватываются черной дырой, что справедливо для черной дыры Шварцшильда и известно достаточно давно [10], однако для других метрик, используемых для описания, это утверждение может быть неверно, как показано ниже для случая голой сингулярности Райсснера–Нордстрема¹.

3. ТЕНИ ЧЕРНЫХ ДЫР КЕРРА

Рассмотрим движение фотона от бесконечности к черной дыре Керра. В работе [14] рассмотрено множество значений констант движения фотонов (ξ, η) для трех различных типов движения, т. е. имеет место захват, рассеяние или асимптотическое приближение траектории фотона к поверхности с постоянным значением радиальной координаты Бойера–Линдквиста ($r = \text{const}$). В этой работе также приведена классификация неограниченных орбит с произвольной энергией на бесконечности. Классификация движения частиц, происходящего в ограниченной области радиальной координаты, приведена в работе [15].

¹Несмотря на продекларированный много лет назад Р. Пенроузом принцип космической цензуры, заключающийся в том, что в природе нет объектов, которые бы описывались метрикой, соответствующей голой сингулярности (см., например, статью [13]), в последние годы в теоретической астрофизике активно рассматриваются решения, содержащие голую сингулярность как в рамках стандартной ОТО, так и в рамках альтернативных теорий гравитации, однако убедительных наблюдательных или теоретических аргументов в пользу рассмотрения голых сингулярностей в тех случаях, когда рассматриваются астрофизические черные дыры, обычно не приводится.

Если ввести новую независимую переменную σ в соответствии с соотношением

$$\frac{d\lambda}{d\sigma} = \frac{M}{E}(\hat{r}^2 + \cos^2 \theta), \quad (14)$$

как это было сделано в работах [16, 17]¹, то

$$\left(\frac{d\hat{r}}{d\sigma}\right)^2 = \hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}), \quad (15)$$

где многочлен $\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r})$ определен в соотношении (12). В работе [14] показано, что множество значений параметров (ξ, η) , определяющих захват фотона черной дырой, соответствует отсутствию корней многочлена $\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r})$ при $\hat{r} > r_h$, где $\hat{r}_h = 1 + \sqrt{1 - \hat{a}^2}$ — внешний горизонт событий черной дыры Керра. В случае однократного корня многочлена, т.е. $\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}_t) = 0$ при $\hat{r}_t > \hat{r}_h$ и $\hat{r}_t$ — минимальном значении радиальной координаты, производная многочлена $\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}_t)$ в точке $\hat{r}_t$ меняет знак с минуса на плюс. В случае наличия двукратного корня многочлена, т.е. $\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}_{\text{ph}}) = (\partial \hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r}))/\partial \hat{r}|_{\hat{r}_t=\hat{r}_{\text{ph}}} = 0$ при $\hat{r}_{\text{ph}} > \hat{r}_h$, множество определяет функцию $\eta(\xi)$. В работе [14] показано, что функция $\eta(\xi) \geq 0$. Известно, что отрицательным значениям η соответствуют так называемые вихревые движения фотонов, когда фотоны движутся в области $\theta_{\min} < \theta < \theta_{\max}$ [20] и захватываются черной дырой Керра. Ниже мы не пишем символ $\wedge$.

Если мы рассмотрим движение фотонов от бесконечности, то фотоны с параметрами движения на плоскости (ξ, η)

$$A = \{(\xi, \eta(\xi))\}, \quad (16)$$

т.е., по сути дела, множество A определяется функцией $\eta(\xi)$, и при этих значениях параметров фотон асимптотически приближается к орбите с постоянным значением радиальной координаты $r = r_{\text{ph}}$. Множество

$$C = \{(\xi, \eta) | (\xi, \eta < \eta(\xi))\} \quad (17)$$

соответствует захвату фотона черной дырой и области тени, в то время как множество значений параметров

$$S = \{(\xi, \eta) | (\xi, \eta > \eta(\xi))\} \quad (18)$$

соответствует светлой области для удаленного наблюдателя. Области C и S , разделенные кривой $\eta(\xi)$, соответствующей множеству A , изображены на рис. 1 статьи [3] для значений спина $a = 1, a = 0,5, a = 0$, причем область значений параметров (η, ξ) , соответствующих захвату, указана серым цветом. Ясно, что для метрики Шварцшильда ($a = 0$) мы имеем $\eta(\xi) = 27 - \xi^2$, как можно также увидеть из указанного рисунка. В работе [14] показано, что максимальное значение функции $\eta(\xi)$, которое она принимает при $\xi = -2a$, равно 27, т.е. $\eta(-2a) = 27$.

¹Позднее аналогичную замену переменных сделал Я. Мино в работе [18], хотя некоторым авторам известно, что ранее подобная замена была сделана, в частности, в работе [17], как это указано в диссертации Е. Хакманн [19]. Это введение переменной, аналогичной используемой нами σ , в работах многих авторов называется *временем Мино*, что можно видеть из работ Хакманн и ее соавторов, цитируемых в указанной диссертации.

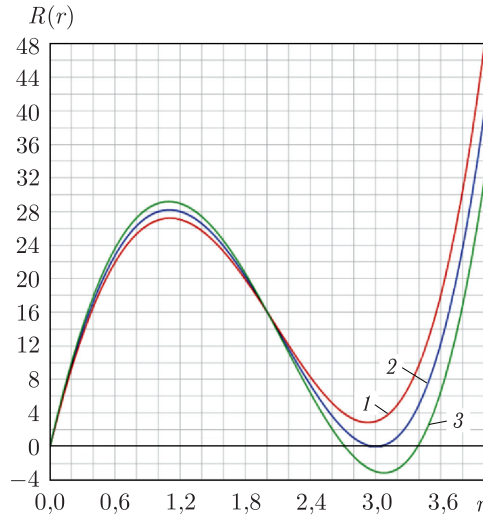


Рис. 1 (цветной в электронной версии). График многочлена $\hat{R}_{\text{ph}}(\hat{r})$ при разных значениях параметра L^2 . Так, критическое значение $L^2 = 27$ соответствует синей кривой (2) (это значение прицельного параметра является двукратным корнем этого многочлена), $L^2 = 26$ соответствует красной кривой (1) (в этом случае фотон захватывается черной дырой), $L^2 = 28$ соответствует зеленой кривой (3) (в этом случае фотон после приближения к черной дыре вновь уходит на бесконечность)

Если мы рассмотрим функцию $\hat{\eta}(\xi) = \eta(-\xi)$ (для всех значений ξ , для которых функция $\eta(-\xi) \geq 0$). Введем небесные координаты [12]

$$\alpha = \xi \operatorname{cosec} \theta_0, \quad \beta = \pm(\hat{\eta} + a^2 \cos^2 \theta_0 - \xi^2 \cos^2 \theta_0 / \sin^2 \theta_0)^{1/2}. \quad (19)$$

Для экваториального положения наблюдателя имеем

$$(\alpha, \pm\beta) = (\xi, \hat{\eta}^{1/2}(\xi)) \quad (20)$$

максимальное абсолютное значение координаты β равно $3\sqrt{3}$ и соответствующее значение $\xi = 2a$, где a — спин черной дыры (см. также рис. 2 из статьи [3]).

4. ТЕНИ ДЛЯ ЧЕРНЫХ ДЫР РАЙССНЕРА–НОРДСТРЕМА

Аналитическое выражение для сечения захвата фотона черной дырой Райсснера–Нордстрема было найдено 35 лет назад [21] (копия страницы этого препринта приведена на рис. 2), и впоследствии эти соотношения были приведены в работах [22, 23]. Позднее эквивалентные соотношения были переоткрыты в работах других авторов. В работе [5] эти соотношения были использованы для оценки заряда по размеру тени для черной дыры в Галактическом центре, т. е. указано, что подобная задача может быть решена, что и было сделано коллаборацией ЕНТ после 5 лет обработки наблюдательных данных, полученных в апреле 2017 г., и был оценен электрический заряд

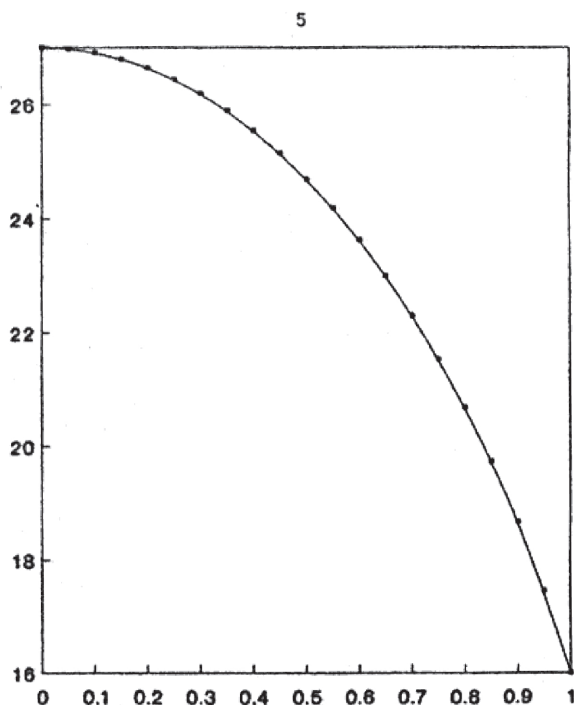


Рис. 1. Зависимость сечения захвата фотона от заряда черной дыры, причем сечение захвата измеряется в единицах $26 M^2$, а заряд черной дыры в единицах M , где M — масса черной дыры.

Рис. 2. Копия страницы препринта [21], где дан график аналитической зависимости сечения захвата фотона от заряда черной дыры Райсснера–Нордстрема Q , соответствующей соотношению (23)

для черной дыры в Галактическом центре [24]. Вскоре в работе [25] это было использовано для оценки размера тени, приливного заряда и заряда Казакова–Солодухина, обсуждаемого в работе [26], для черной дыры в Галактическом центре.

Напомним выражение для метрики Райсснера–Нордстрема в естественных единицах ($G = c = 1$):

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} \right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (21)$$

где M — масса черной дыры и Q — ее заряд. Константы E и L связаны с фотоном, а именно E — это его энергия, L — момент импульса фотона. Если ввести нормализованные расстояние, прицельный параметр и заряд, то получим $\hat{r} = r/M$, $\xi = L/(ME)$, $\hat{Q} = Q/M$. Если ввести величины $l = \xi^2$, $q = \hat{Q}^2$, то, как нетрудно видеть из соотношения (12), уравнение для изотропных геодезических в метрике Райсснера–Нордстрема

будет иметь вид

$$\left(\frac{dr}{d\sigma}\right)^2 = r^4 - lr^2 + 2lr - ql, \quad (22)$$

и критическое значение прицельного параметра, соответствующее кратному корню правой части уравнения (22), определит квадрат радиуса тени черной дыры:

$$l_{\text{кр}} = \frac{(8q^2 - 36q + 27) + \sqrt{D}}{2(1 - q)}, \quad (23)$$

где $D = -512(q - 9/8)^3$. В случае приливного заряда [6, 7] (или скалярно-тензорной теории типа Хорндески [27, 28]) величина q может быть отрицательной.

5. ПРИМЕР КРУГОВЫХ ФОТОННЫХ ОРБИТ ПРИ ОТСУТСТВИИ ТЕНЕЙ ДЛЯ ГОЛЫХ СИНГУЛЯРНОСТЕЙ РАЙССНЕРА–НОРДСТРЕМА

Можно заметить, что при значениях спина $q \leq 1$ черные дыры имеют тени, в то время как при $1 < q \leq 9/8$ теней нет, но есть круговые фотонные орбиты, а при $q > 9/8$ нет ни круговых фотонных орбит, ни теней. Таким образом, имеет место структурная неустойчивость в смысле обсуждаемой в работах Пуанкаре–Понтрягина–Андропова–Аносова и других авторов. О необходимости исследования структурной устойчивости во многих своих работах писали, например, Р. Том и В. И. Арнольд (см. [29–32] и ссылки в них). В случае обсуждения наличия теней черной дыры Райсснера–Нордстрема имеет место структурная неустойчивость в окрестности значения $q = 1$, поскольку при как угодно малом изменении параметров качественно меняются свойства системы (в нашем случае это наличие теней в окрестности черных дыр), ведь при значениях предельного заряда $q = 1 - \epsilon$ имеются тени, в то время как при $q = 1 + \epsilon$ тени исчезают, т. е. тени исчезают при сверхкритических значениях заряда, так же как и горизонт черной дыры Райсснера–Нордстрема.

Правая часть уравнения (22) приведена для некоторых значений параметров на рис. 3. Так, красная кривая (1) описывает случай экстремальной метрики Райсснера–Нордстрема ($q = 1$) и соответствует предельному значению квадрата прицельного параметра $\xi = 16$ ($L = 4$) (в этом случае фотон, движущийся от бесконечности к голой сингулярности, асимптотически приближается к предельной фотонной круговой орбите), светло-фиолетовая кривая (2) соответствует сверхэкстремальной метрике Райсснера–Нордстрема ($q = 1,0625$) и критическому значению квадрата прицельного параметра, соответствующему неустойчивой круговой фотонной орбите $\xi = 14,922$ (в этом случае фотон, движущийся от бесконечности к голой сингулярности, асимптотически приближается к предельной фотонной круговой орбите). Синяя линия (3) соответствует сверхэкстремальной метрике Райсснера–Нордстрема ($q = 1,0625$) — значению квадрата прицельного параметра, большему критического значения прицельного параметра $\xi = 16$ (в этом случае после приближения к голой сингулярности фотон удаляется от нее, причем, как видно из рисунка, точка поворота — примерно при $r \approx 2,3$), зеленая линия (4) соответствует сверхэкстремальной метрике Райсснера–Нордстрема ($q = 1,0625$) — значению прицельного параметра, меньшему критического

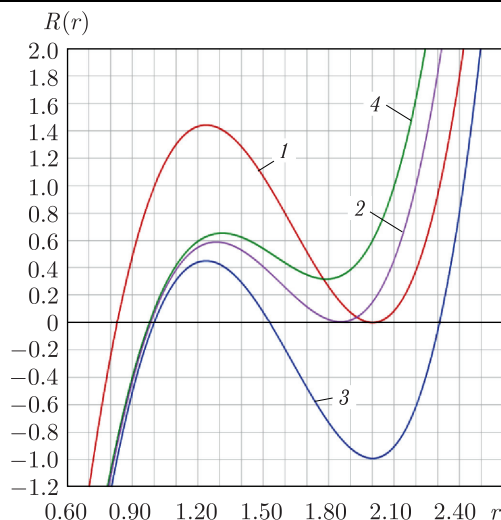


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Красная кривая (1) соответствует случаю экстремальной метрики Райсснера–Нордстрема ($q = 1$) и предельному значению прицельного параметра $\xi = 16$ ($L = 4$), светло-фиолетовая кривая (2) соответствует сверхэкстремальной метрике Райсснера–Нордстрема ($q = 1,0625$) и критическому значению квадрата прицельного параметра, соответствующему неустойчивой круговой фотонной орбите $\xi = 14,922$, синяя линия (3) соответствует сверхэкстремальной метрике Райсснера–Нордстрема ($q = 1,0625$) — значению квадрата прицельного параметра, большему критического значения прицельного параметра $\xi = 16$, зеленая линия (4) соответствует сверхэкстремальной метрике Райсснера–Нордстрема ($q = 1,0625$) — значению прицельного параметра, меньшему критического значения квадрата прицельного параметра $\xi = 14,5$

значения квадрата прицельного параметра $\xi = 14,5$ (в этом случае после приближения к голой сингулярности фотон удаляется от нее, причем, как видно из рисунка, точка поворота — примерно при $r \approx 1$). Таким образом, тени для сверхэкстремальной метрики Райсснера–Нордстрема ($q = 1,0625$) не образуются (как и для других значений параметра $1 < q < 9/8$). Для $q > 1$ в окрестности голой сингулярности нет ни фотонных круговых орбит, ни теней.

Однако приведенный выше пример не позволяет утверждать, что черные дыры имеют тени, а голые сингулярности не имеют, поскольку авторы работы [33] показали, что в окрестности голых сингулярностей могут быть тени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следуя Дж. Уилеру и С. Чандрасекару, естественно считать, что наиболее общее решение типа черной дыры для астрофизических приложений определяется метрикой Керра–Ньюмена, а различные их обобщения или альтернативы, по крайней мере пока, имеют главным образом значение для теоретических исследований и вряд ли займут доминирующее положение для интерпретации наблюдательных данных в ближайшем будущем. Как было отмечено ранее для черных дыр Шварцшильда, Керра, Райсснера–

Нордстрема, прицельные параметры, соответствующие круговым фотонным орбитам, действительно разделяют области захвата фотонов и их рассеяние (т. е. прицельные параметры, определяющие круговые неустойчивые фотонные орбиты, определяют и тени для соответствующих метрик).

Известно, что дифракционный предел интерферометра ЕНТ, использующего длину волны 1,3 мм, составляет примерно 25 угловых микросекунд. Интерферометр следующего поколения (New Generation Event Horizon Telescope (ngЕНТ))¹ будет использовать длину волны 0,87 мм, т. е. примерно в полтора раза меньше, что, соответственно, позволит улучшить угловое разрешение, однако в этом случае, как показано в работе [3], даже с интерферометром ngЕНТ весьма проблематично удастся оценить спин черной дыры для М87* и Sgr A*, предполагая, что для этих объектов можно будет использовать модель черной дыры Керра.

В последнее время в ряде работ (см., например, [34]) рассматриваются метрики, которые предлагаются для замены метрики Керра для астрономических объектов с компактным распределением массы, в частности, для галактических центров. Для этих метрик бездоказательно утверждается, что прицельные параметры для неустойчивых фотонных орбит определяют форму и размеры тени, хотя, как показано выше, наличие неустойчивых фотонных орбит не означает наличие теней. Тем самым наличие в теории неустойчивых фотонных орбит не означает, что в наблюдениях могут быть обнаружены тени, соответствующие рассматриваемым метрикам даже с чисто теоретической точки зрения, когда рассматривается уединенная голая сингулярность (или «квантовая» черная дыра) при отсутствии окружающего вещества в виде пыли, газа, плазмы, звезд и, возможно, темного вещества, как это обычно бывает в центрах галактик, наблюдение теней в которых обычно обсуждается в литературе. В галактических центрах наличие дополнительного гравитационного потенциала, вызванного пространственными распределениями массы вне черной дыры, и отсутствие «стандартной модели» — модели аккреции на черную дыру — делает вопрос оценки параметров возмущения стандартной черной дыры Керра–Ньюмена вследствие рассмотрения альтернативных моделей или теорий весьма затруднительным, несмотря на ожидаемый (хотя, к сожалению, и довольно медленный) прогресс наблюдательных возможностей интерферометров типа ngЕНТ. Работа [34] была доложена на XXVII Международной конференции молодых ученых и специалистов (XXVII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, AYSS-2023), проведенной в 2023 г. в ОИЯИ, и впоследствии опубликована в журнале «Письма в ЭЧАЯ». Можно заметить, что на с. 13 (или на 11-м слайде презентации О.И. Зенина, находящейся на сайте конференции AYSS-2023²) и на с. 14 презентации О. Зенина³ на конференции Quarks-2024 приведены изображения теней для метрики Керра и различных значений параметров спина a , совпадающие с рис. 2 из работы [35]. Однако сравнение этого рисунка с рис. 2 из статьи [3] показывает, что указанные рисунки в большой степени совпадают и отличаются только тем, что в [35] приведены значения спина $a = 0; 0,3; 0,5; 0,9; 0,98$, а в [3] $a = 0; 0,5; 1$, т. е. отличия в этих рисунках весьма

¹<https://www.ngeht.org/>

²<https://indico.jinr.ru/event/3792/contributions/23361/attachments/17336/29494/Зенин.pdf>

³<https://indico.quarks.ru/event/2024/contributions/908/attachments/891/1082/Zenin.pdf>

незначительны, а обсуждаются одни и те же свойства зависимости формы тени от спина при расположении наблюдателя в экваториальной плоскости.

В недавней публикации в журнале «Nature» [36] рассмотрены многочисленные примеры заказного покупного авторства, плагиата и другие случаи нарушения публикационной этики. В частности, в этой публикации детально обсужден подобный случай повторного воспроизведения рисунков статьи другими авторами и отмечено, что статья с повторным воспроизведением опубликованного ранее рисунка была отозвана редколлегией журнала «Proteomics» вследствие «существенного неаттрибутированного совпадения рисунков». Как отмечено выше, имеет место существенное неаттрибутированное совпадение рисунка из работы [35] и аналогичного рисунка из указанной презентации О. Зенина, с одной стороны, и рис. 2 из статьи [3] — с другой, однако редакции отечественных журналов обычно более толерантны при рассмотрении подобных случаев (см., например, обсуждение этого вопроса в комментарии [9]).

Обсуждение затронутых в статье вопросов проведено также в недавних работах [37–42].

Благодарности. Автор благодарит Р. Шейха (R. Shaikh) за полезное обсуждение вопроса о возникновении теней в окрестности голых сингулярностей.

Финансирование. Работа поддержана текущим институциональным финансированием. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство этим конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Genzel R., Eisenhauer F., Gillessen S.* Experimental Studies of Black Holes: Status and Future Prospects // *Astron. Astrophys. Rev.* 2024. V. 32, No. 1. ID. 3; arXiv:2404.03522.
2. *Bardeen J.* Timelike and Null Geodesics in the Kerr Metric // *Black Holes (Les Astres Occlus)* / Ed. by S. De Witt, C. De Witt-Morette. New York: Gordon & Breach, 1973. P. 215–239.
3. *Zakharov A. F., Nucita A. A., De Paolis F., Ingrosso G.* Measuring the Black Hole Parameters in the Galactic Center with RADIOASTRON // *New Astron.* 2005. V. 10, No. 6. P. 479–489; arXiv:astro-ph/0411511.
4. *Bambhaniya P., Joshi A. B., Dey D. et al.* Relativistic Orbits of S2 Star in the Presence of Scalar Field // *Eur. Phys. J. C.* 2024. V. 84. ID. 124.
5. *Zakharov A. F., De Paolis F., Ingrosso G., Nucita A. A.* Direct Measurements of Black Hole Charge with Future Astrometrical Missions // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 442. P. 795–799; arXiv:astro-ph/0505286.
6. *Zakharov A. F., Nucita A. A., De Paolis F., Ingrosso G.* Shadows as a Tool to Evaluate Black Hole Parameters and a Dimension of Spacetime // *New Astron. Rev.* 2012. V. 56, No. 2–3. P. 64–73.
7. *Zakharov A. F.* Constraints on a Charge in the Reissner–Nordström Metric for the Black Hole at the Galactic Center // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90, No. 6. ID. 062007; arXiv:1411.5911 [gr-qc].
8. *Zakharov A. F.* Constraints on a Tidal Charge of the Supermassive Black Hole in M87* with the EHT Observations in April 2017 // *Universe.* 2022. V. 8, No. 3. ID. 141; arXiv:2108.01533.

9. Захаров А. Ф. Комментарий к статье С. О. Алексеева и др. «Нелокальные гравитационные теории и изображения теней черных дыр» (ЖЭТФ. 2024. Т. 165, № 508) // ЖЭТФ. 2025. Т. 167, № 2. С. 1–4; arXiv:2410.11898.
10. Misner C., Thorne K. S., Wheeler J. A. Gravitation. San Francisco: W. H. Freeman and Comp., 1973.
11. Carter B. Global Structure of the Kerr Family of Gravitational Fields // Phys. Rev. 1968. V. 174, No. 5. P. 1559–1571.
12. Chandrasekhar S. Mathematical Theory of Black Holes. Oxford: Clarendon Press, 1983.
13. Penrose R. Singularities and Time-Asymmetry // General Relativity: An Einstein Centenary Survey / Ed. by S. W. Hawking, W. Israel. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1979. P. 581–638.
14. Zakharov A. F. Types of Unbound Geodesics in the Kerr Metric // Sov. Phys. JETP. 1986. V. 64, No. 1. P. 1–3.
15. Zakharov A. F. Classification of Finite Particle Motion in the Kerr Metric // Sov. Phys. JETP. 1989. V. 68, No. 2. P. 217–220.
16. Захаров А. Ф. Орбиты фотонов и ультрарелятивистских частиц в гравитационном поле вращающихся черных дыр // Астрон. журн. 1991. Т. 68, вып. 1. С. 58–64.
17. Zakharov A. F. On the Hotspot near a Kerr Black Hole: Monte Carlo Simulations // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1994. V. 269. P. 283–288.
18. Mino Y. Perturbative Approach to an Orbital Evolution around a Supermassive Black Hole // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. ID. 084027.
19. Hackmann E. Probing General Relativity in the Strong Gravity Regime. Habilitation Thesis. Dem Fachbereich Physik und Elektrotechnik der Universität Bremen zur Habilitation für das Lehr- und Forschungsgebiet, Theoretische Physik vorgelegte wissenschaftliche Arbeit. Bremen Univ., 2019. P. 23; <https://www.evahackmann.org/research/>.
20. Yakovlev D. G. Trajectories and the Radiation Emitted by Particles Falling into a Rotating Black Hole // Sov. Phys. JETP. 1975. V. 41, No. 2. P. 179–182.
21. Захаров А. Ф. О сечении захвата фотонов или ультрарелятивистских незаряженных частиц черной дырой Райсснера–Нордстрема. Препринт ИТЭФ 182-89. М., 1989. С. 1–6.
22. Zakharov A. F. Capture Cross Sections for a Charged Reissner–Nordström Black-Hole — Photons, Ultrarelativistic Uncharged Particles and Slow Uncharged Particles // Sov. Astron. 1991. V. 35, No. 2. P. 147–150.
23. Zakharov A. F. Particle Capture Cross Sections for a Reissner–Nordström Black Hole // Class. Quant. Grav. 1994. V. 11, No. 4. P. 1027–1033.
24. Akiyama K., Alberdi A., Alef W. et al. (Event Horizon Telescope Collab.). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results: I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way // Astrophys. J. Lett. 2022. V. 930. L12.
25. Zakharov A. F. The Galactic Center and M87*: Observations and Interpretations // Phys. Part. Nucl. Lett. 2023. V. 20, No. 3. P. 538–543.
26. Kazakov D. I., Solodukhin S. N. On the Quantum Deformation of the Schwarzschild Solution // Phys. Lett. B. 1994. V. 429, No. 1. P. 153–176.
27. Babichev E., Charmousis C., Lehébel A. Asymptotically Flat Black Holes in Horndeski Theory and Beyond // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2017. V. 1704, No. 4. ID. 027; arXiv:1702.01938.
28. Zakharov A. F. Constraints on Tidal Charge of the Supermassive Black Hole at the Galactic Center with Trajectories of Bright Stars // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78, No. 8. ID. 689; arXiv:1804.10374.

29. *Thom R.* Structural Stability and Morphogenesis: An Outline of a General Theory of Models. Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2018.
30. *Thom R.* Structural Stability, Catastrophe Theory, and Applied Mathematics // *SIAM Rev.* 1977. V. 19, No. 2. P. 189–201.
31. *Арнольд В. И.* Теория катастроф. М.: Наука, 1990.
32. *Арнольд В. И., Авец А.* Эргодические проблемы классической механики. Ижевск: Ред. журн. «Регулярная и классическая динамика», 1999.
33. *Shaikh R., Kocherlakota P., Narayan R., Joshi P. S.* Shadows of Spherically Symmetric Black Holes and Naked Singularities // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 482, No. 1. P. 52–64; arXiv:1802.08060.
34. *Zenin O. I., Alexeyev S. O., Nemtinova A. V., Baiderin A. A.* Extended Gravity and Black Hole Shadows: Rotation Accounting // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2024. V. 21, No. 3. P. 581–583.
35. *Алексеев С. О., Байдерин А. А., Немтинова А. В., Зенин О. И.* Нелокальные гравитационные теории и изображения теней черных дыр // *ЖЭТФ.* 2024. Т. 165, № 4. С. 508–515.
36. *Garisto D.* Publishing Nightmare: A Researcher's Quest to Keep His Own Work from Being Plagiarized // *Nature.* 2024. V. 633. P. 260–262.
37. *Zakharov A. F.* Trajectories of Bright Stars and Shadows around Supermassive Black Holes as Tests of Gravity Theories // *Phys. Part. Nucl.* 2023. V. 54, No. 5. P. 889–895.
38. *Zakharov A. F.* Neutron Stars and Black Holes as Natural Laboratories of Fundamental Physics // *Phys. Part. Nucl.* 2024. V. 55, No. 4. P. 716–724.
39. *Zakharov A. F.* Astrophysical Tests of General Relativity // *Ibid.* No. 6. P. 1413–1419.
40. *Zakharov A. F.* Black Hole Shadows as New Tests of General Relativity // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2024. V. 79, Suppl. 1. P. S331–S339.
41. *Zakharov A. F.* Shadows near Supermassive Black Holes: From a Theoretical Concept to GR Test // *Intern. J. Mod. Phys. D.* 2024. V. 33. ID. 2340004; <https://doi.org/10.1142/S0218271823400047>; arXiv:2308.01301.
42. *Zakharov A. F.* Shadows of Galactic Centers: From Supermassive Black Holes to Naked Singularities and Wormholes // *Phys. Part. Nucl.* 2025. V. 56, No. 2. P. 140–145.

Получено 16 октября 2024 г.