

ГРАВИТАЦИОННОЕ ЛИНЗИРОВАНИЕ СТРУННОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРОЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОГО ПОЛЯ

*М. Шариф**, *С. Ифтихар** ****

*Математический факультет, Университет Пенджаба
Лахор-54590, Пакистан*

Поступила в редакцию 13 декабря 2016 г.

(Перевод с английского)

STRONG FIELD GRAVITATIONAL LENSING BY A STRINGY CHARGED BLACK HOLE

M. Sharif, S. Iftikhar

Исследуется гравитационное линзирование магнитной струнной черной дырой в приближении сильного поля на примере сверхмассивной черной дыры в центре галактики NGC4486B. Проведены численные расчеты угла отклонения света, на основании которых получены степень увеличения, радиус эйнштейновских колец и наблюдаемые для релятивистских изображений. Кроме того, исследовано временное запаздывание между релятивистскими изображениями для случаев, когда они находятся как по одну, так и по разные стороны линзы. Оказалось, что важную роль в сильном гравитационном линзировании играет зарядовый параметр.

DOI: 10.7868/S0044451017060050

1. ВВЕДЕНИЕ

Гравитационное линзирование представляет собой важное направление общей теории относительности, связанное с отклонением света в окрестности массивного объекта за счет его гравитационного поля. Световые траектории, по которым распространяется электромагнитное излучение звезд, галактик и некоторых других источников, отклоняются от исходных. Это явление, следующее из уравнений движения для фотонов, можно использовать для получения информации об удаленных звездах, галактиках и других компактных объектах. Гравитационное линзирование бывает трех типов: слабое, сильное и микролинзирование. Слабое линзирование связа-

но с малыми искажениями изображений, при этом отклонение света, приходящего от удаленных галактик, обусловлено влиянием крупномасштабной структуры Вселенной. В этом случае наблюдаемые эффекты представляют собой искажения изображений общего вида, которые можно детектировать статистически, путем усреднения по многим изображениям. Сильное линзирование имеет место, когда линзой является очень массивный объект (например, галактика, кластер галактик, черные дыры), при этом, кроме множества изображений, возникают изображения фоновых источников в виде гигантских арок или колец.

В пределе сильного поля пространство-время деформируется, так что в окрестности линзы лучи света двигаются вдоль нескольких траекторий и отклоняются обратно к наблюдателю. Другим важным типом сильного линзирования является микролинзирование. В этом случае линза (например, планеты, звезды) является достаточно массивной, чтобы создать много изображений источника (на-

* E-mail: msharif.math@pu.edu.pk

** E-mail: sehrish3iftikhar@gmail.com

*** On leave from Department of Mathematics, Lahore College for Women University, Lahore-54000, Pakistan

пример, звезды). Угловое расстояние между изображениями настолько мало, что отдельное изображение трудно детектировать и много микроизображений видны как одно макроизображение [1]. В окрестностях сколлапсировавших объектов, таких как черная дыра или нейтронная звезда, гравитационное поле очень сильно. Исследование свойств астрофизических систем, включающих подобные объекты, в пределе сильного поля представляет большой интерес. Аккреционное вещество черных дыр и нейтронных звезд испускает излучение, возникающее вследствие сильных гравитационных полей на расстоянии нескольких гравитационных радиусов ($r_g = GM/c^2$). Поэтому движение аккреционного вещества является еще одной мотивацией для исследования гравитации в сильных полях [2].

В работе [3] было показано, что гравитационное линзирование в пределе слабого поля может быть очень полезно для изучения свойств звезд и галактик. Однако в последнее десятилетие гораздо больше внимания уделяется исследованию гравитационного линзирования в пределе сильного поля (тестирование свойств линзирования вблизи фотонной сферы). В работе [4] изучалось гравитационное линзирование шварцшильдовской черной дырой в сильном поле и была найдена последовательность релятивистских изображений по обе стороны оптической оси, что обусловлено сильным отклонением света вблизи фотонной сферы. Авторы работы [5] исследовали точность уравнения тонкой линзы для случая сильного поля, даже когда свет совершает множество оборотов вокруг линзы, прежде чем достичь наблюдателя. В работе [6] изучалось гравитационное линзирование сферически-симметричными черными дырами в пределе сильного поля. В этой работе угол отклонения был продолжен вблизи фотонной сферы и было отмечено, что данный метод применим для любой сферически-симметричной черной дыры.

В работе [7] исследовалось сильное гравитационное линзирование некоммутативной черной дырой. Оказалось, что по сравнению с черной дырой Рейсснера–Нордстрема (РН) влияние параметра некоммутативности аналогично влиянию заряда. Исследование сильного гравитационного линзирования двух типов фантомных черных дыр показало, что имеет место значительное влияние фантомного скалярного и электромагнитного полей [8]. В работе [9] было показано, что сильное гравитационное линзирование можно использовать для того, чтобы отличать черные дыры от голых сингулярностей. В работе [10] регулярные черные дыры

Бардина рассматривались как гравитационные линзы, а результаты сравнивались с результатами для черных дыр Шварцшильда. В работе [11] проведено исследование сильного гравитационного линзирования заряженной сплюснутой черной дырой Калудцы–Клейна–Геделя и приведены оценки наблюдаемых для дополнительного измерения, различных значений заряда и параметров Геделя. В результате исследования свойств линзирования пространства-времени Тангерлини было показано [12], что в сильном поле отображения мало влияют на итоговую траекторию света. Как было показано в работе [13], при гравитационном линзировании в пределе слабого поля влиянием параметра несингулярности можно пренебречь, тогда как в пределе сильного поля его влияние значительно. Многие астрофизические пространственно-временные объекты, такие как фермионные звезды [14], голые сингулярности [15], кротовые норы [16], магнитные черные дыры [17] и черные дыры с альтернативной гравитацией [18], можно рассматривать как гравитационные линзы.

Теория струн является важным кандидатом для объединения четырех фундаментальных сил, кроме того, она внесла существенный вклад в физику черных дыр [19]. В работе [20] изучались статические сферически-симметричные решения в четырехмерной теории струн и было показано, что в приближении слабого поля эти решения не приводят к струнным эффектам. Решения для вращающейся заряженной черной дыры в теории гетеротических струн [21] в экспериментах типа эксперимента Саньяка [22] не дают существенного струнного эффекта. Авторы работы [23] исследовали гравитационную энергию заряженной струнной черной дыры и обнаружили, что полная энергия положительна и ограничена внутренней областью черной дыры, что отличается от результата для черной дыры РН, где полная гравитационная энергия делится между внутренней и внешней областями. Взаимосвязь между струнами и черными дырами описывается соотношением между энтропией на горизонте черной дыры и струнными состояниями [24]. В работе [25] изучались энергетические условия для заряженных струнных черных дыр, а также голые сингулярности. В работе [26] рассматривался энергетический рескейлинг для струнных черных дыр с использованием подхода приближенной симметрии. Таким образом, представляло бы интерес исследовать роль струн в сильном поле. Результатом сильного гравитационного линзирования может быть случай, когда компактный объект, такой как черная дыра или ней-

тронная звезда, действует как гравитационная линза. Авторы работы [27] исследовали гравитационное линзирование заряженной черной дырой в теории гетеротических струн (черная дыра Гиббонса – Мадеды – Гарфинкла – Горовица – Строминджера) и показали, что струны не вносят существенного вклада в поведение наблюдаемых при сильном линзировании. Имеется целый ряд интересных работ, посвященных оптическим свойствам заряженных черных дыр [28].

В настоящей работе исследуется гравитационное линзирование сферически-симметричной заряженной струнной черной дырой в пределе сильного поля. Работа построена следующим образом. В разд. 2 мы вводим метрику для струнной заряженной черной дыры и находим угол отклонения, следуя подходу работы [6]. В разд. 3 приведены результаты для степени увеличения, радиусов эйнштейновских колец и наблюдаемых для релятивистских изображений, полученных для случая сверхмассивной галактической черной дыры. В разд. 4 мы определяем временную задержку между релятивистскими изображениями. Последний раздел содержит результаты и заключение.

2. УГОЛ ОТКЛОНЕНИЯ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

В последние несколько лет изучение струнных черных дыр привлекает значительное внимание. Это связано с тем, что теория струн является многообещающим кандидатом для описания квантовой гравитации [29]. Общая теория относительности похожа на эффективную низкоэнергетическую теорию с некоторыми новыми полями материи, такими как дилатон и аксион [30]. Впервые такие решения были исследованы в работе [31]. Рассмотрим статическую сферически-симметричную струнную магнитную заряженную черную дыру, которая задается уравнением [32]

$$ds^2 = -f(r) dt^2 + g(r) dr^2 + h(r)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1)$$

где

$$f(r) = \frac{1 - 2M/r}{1 - Q^2/Mr}, \quad (2)$$

$$g(r) = \left[\left(1 - \frac{2M}{r}\right) \left(1 - \frac{Q^2}{Mr}\right) \right]^{-1}, \quad h(r) = r^2.$$

Горизонт событий можно вычислить, решая уравнение $g^{11} = 0$, что дает

$$r_{\pm} = \frac{(2M^2 + Q^2) \pm \sqrt{(2M^2 + Q^2)^2 - 4M^2 Q^2}}{2M},$$

откуда шварцшильдовский радиус получается в пределе $Q \rightarrow 0$. Внешний горизонт определяется как

$$r_+ = 2M,$$

а внутренний — как

$$r_- = \frac{Q^2}{M},$$

так что $r_+ > r_-$. При

$$Q^2 = 2M^2$$

имеем

$$r_+ = r_- \equiv 2M,$$

что приводит к экстремальной заряженной черной дыре. Оба горизонта существуют, пока $2M^2 < Q^2$, так что голая сингулярность не может быть получена при $r = 0$, что отличается от случая черной дыры РН.

В работе [6] предложен полезный подход к рассмотрению гравитационного линзирования в пределе сильного поля для случая сферически-симметричных асимптотически плоских черных дыр. Утверждается, что этот подход является универсальным и применим для черных дыр в рамках любой теории гравитации в предположении, что световой луч следует по геодезической. Хотя струнные черные дыры физически отличаются от черных дыр общей теории относительности, этот подход применим вследствие сферической симметрии черной дыры (1) и того, что она является асимптотически плоской. Таким образом, следуя подходу работы [6], можно вычислить угол отклонения для (1) в сильном поле, если взять фотонную сферу (расстояние от горизонта событий, на котором траектория светового луча искривляется до круговой орбиты, например, для невращающихся черных дыр это происходит на расстоянии, равном 1.5 шварцшильдовских радиусов) за исходную точку. Коэффициенты в уравнении (1) в терминах шварцшильдовского радиуса можно записать как

$$f(x) = \frac{x - 1}{x - \xi}, \quad (3)$$

$$g(x) = \frac{x^2}{(x - 1)(x - \xi)}, \quad h(x) = x^2,$$

где

$$x = \frac{r}{2M}, \quad \xi = \frac{Q^2}{2M^2}.$$

Радиус фотонной сферы x_{ps} равен наибольшему положительному корню следующего уравнения [39]:

$$\frac{f'(x)}{f(x)} = \frac{h'(x)}{h(x)}. \quad (4)$$

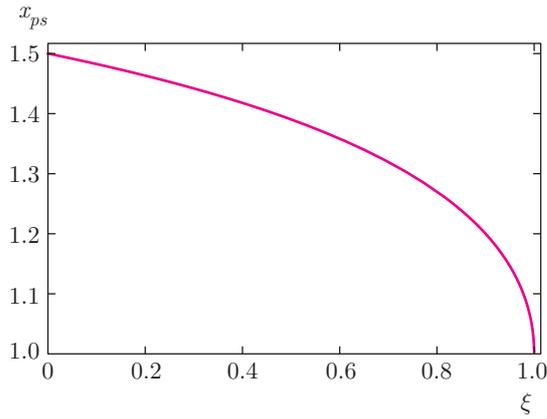


Рис. 1. Зависимость радиуса фотонной сферы от ξ

Отсюда получаем

$$x_{ps} = \frac{1}{4} \left(\sqrt{\xi^2 - 10\xi + 9} + \xi + 3 \right), \quad (5)$$

что совпадает с результатом, полученным в работе [27]. Поведение x_{ps} изображено на рис. 1. Из рисунка видно, что величина радиуса фотонной сферы больше при $\xi < 1$.

Угол отклонения для фотона (приходящего из бесконечности) вычисляется как функция расстояния минимального сближения x_0 [40]:

$$\alpha(x_0) = I(x_0) - \pi, \quad (6)$$

где

$$I(x_0) = \int_{x_0}^{\infty} \frac{2\sqrt{g(x)} dx}{\sqrt{h(x)} \sqrt{\frac{f(x)h(x)}{f(x_0)h(x_0)} - 1}}. \quad (7)$$

Следуя подходу работы [6], определим новую переменную

$$z = \frac{f(x) - f(x_0)}{1 - f(x_0)}. \quad (8)$$

Тогда уравнение (7) примет вид

$$I(x_0) = \int_0^1 R(z, x_0) k(z, x_0) dz, \quad (9)$$

где

$$R(z, x_0) = 2 \frac{\sqrt{f(x)g(x)}}{f'(x)h(x)} (1 - f(x_0)) \sqrt{h(x_0)} = 2 \frac{x_0(x - \xi)}{x(\xi - 1)(\xi - x_0)}, \quad (10)$$

$$k(z, x_0) = \frac{1}{\sqrt{f(x_0) - [(1 - f(x_0))z + f(x_0)] \frac{h(x_0)}{h(x)}}} = \left[\frac{(x_0 - 1)}{(x_0 - \xi)} - \left\{ \left(1 - \frac{x_0 - 1}{x_0 - \xi} \right) z + \frac{x_0 - 1}{x_0 - \xi} \right\} \frac{x_0^2}{x^2} \right]^{-1/2},$$

при этом функции без нижнего индекса «0» вычисляются следующим образом:

$$x = [1 - f(x_0)z + f(x_0)] f(x_0)^{-1}.$$

Функция $R(z, x_0)$ является регулярной для всех значений z и x_0 , а функция $k(z, x_0)$ расходится при $z \rightarrow 0$. Поэтому нам необходимо разложить функцию, стоящую под знаком квадратного корня, до второго порядка по z . Используя аппроксимацию ряда Тейлора, получаем

$$k_0(z, x_0) = \frac{1}{\sqrt{\zeta(x_0)z + \eta(x_0)z^2}},$$

где

$$\zeta(x_0) = \frac{1 - f(x_0)}{f'(x_0)h(x_0)} [f(x_0)h'(x_0) - f'(x_0)h(x_0)] = \frac{-\xi(x_0 - 2) + x_0(2x_0 - 3)}{x_0(x_0 - \xi)},$$

$$\eta(x_0) = \frac{[1 - f(x_0)]^2}{2(f'(x_0))^3 h^2(x_0)} \times [2\{(f'(x_0))^2 h'(x_0)h(x_0) - f(x_0)f''(x_0)h(x_0)h'(x_0) + f(x_0)f'(x_0)(h(x_0)h''(x_0) - 2(h'(x_0))^2)\}] = \frac{(x - 3)(x - \xi)}{x^2}.$$

Здесь ζ принимает то же значение, что и в работе [27]. Используя приведенные выше уравнения, интеграл (7) можно разбить на части следующим образом:

$$I(x_0) = I_D(x_0) + I_R(x_0),$$

где

$$I_D(x_0) = \int_0^1 R(0, x_{ps}) k_0(z, x_0) dz,$$

$$I_R(x_0) = \int_0^1 \{R(z, x_0) k(z, x_0) - R(0, x_{ps}) k_0(z, x_0)\} dz.$$

Если ζ отлична от нуля ($x_0 \neq x_{ps}$), то расходимость по k_0 приближенно имеет вид $1/\sqrt{z}$, если же ζ равна нулю ($x_0 = x_{ps}$), то расходимость имеет вид $1/z$.

Таким образом, член I_D содержит расходимость, а член I_R является регулярным, поскольку расходимость вычитается [6]. Прицельный параметр u связан с x_0 законом сохранения момента импульса [41]:

$$u = \sqrt{\frac{h(x_0)}{f(x_0)}}.$$

В работе [6] показано, что для фотонов, движущихся вблизи фотонной сферы, угол отклонения расходится логарифмически, это можно описать как

$$\alpha(u) = -a_1 \ln\left(\frac{u}{u_{ps}} - 1\right) + a_2 + O(u - u_{ps}), \quad (11)$$

где

$$u_{ps} = \sqrt{\frac{x_{ps}^2(\xi - x_{ps})}{x_{ps} - 1}}$$

(аналогично [27]) — значение прицельного параметра при $x_0 = x_{ps}$, а

$$a_1 = \frac{R(0, x_{ps})}{2\sqrt{\eta(x_{ps})}} = \frac{x_{ps}}{\sqrt{(x_{ps} - 3)(x_{ps} - \xi)}},$$

$$a_2 = -\pi + a_{R,0} - \xi^2 1.66289 + a_1 \ln 2\gamma,$$

$$\gamma = \frac{\eta(x_{ps})}{f(x_{ps})} = \frac{(x_{ps} - 3)(x_{ps} - \xi)(1 - \xi)}{x_{ps}^2(x_{ps} - \xi)}.$$

Здесь $a_{R,0}$ соответствует черной дыре Шварцшильда. На рис. 2 представлены графики зависимости коэффициентов отклонения a_1 , a_2 и прицельного параметра u_{ps} от ξ . Видно, что с ростом ξ коэффициент a_1 убывает, а коэффициент a_2 — возрастает. При этом прицельный параметр u_{ps} также убывает.

3. СТЕПЕНЬ УВЕЛИЧЕНИЯ, ЭЙНШТЕЙНОВСКИЕ КОЛЬЦА И НАБЛЮДАЕМЫЕ

В данном разделе мы рассмотрим степень увеличения, эйнштейновские кольца и наблюдаемые для релятивистских изображений в пределе сильного поля. Уравнение гравитационной линзы описывает соотношение между геометрией (положениями источника, наблюдателя и линзы в заданной системе координат) и положениями изображения на небе наблюдателя. Оно имеет вид [4]

$$\text{tg } \beta = \text{tg } \theta - \frac{D_{ls}}{D_{os}} [\text{tg}(\alpha - \theta) + \text{tg } \theta].$$

Базовая геометрия линзы показана на рис. 3, который аналогичен рисункам из работ [4, 9]. Линия, соединяющая наблюдателя o и линзу l , называется

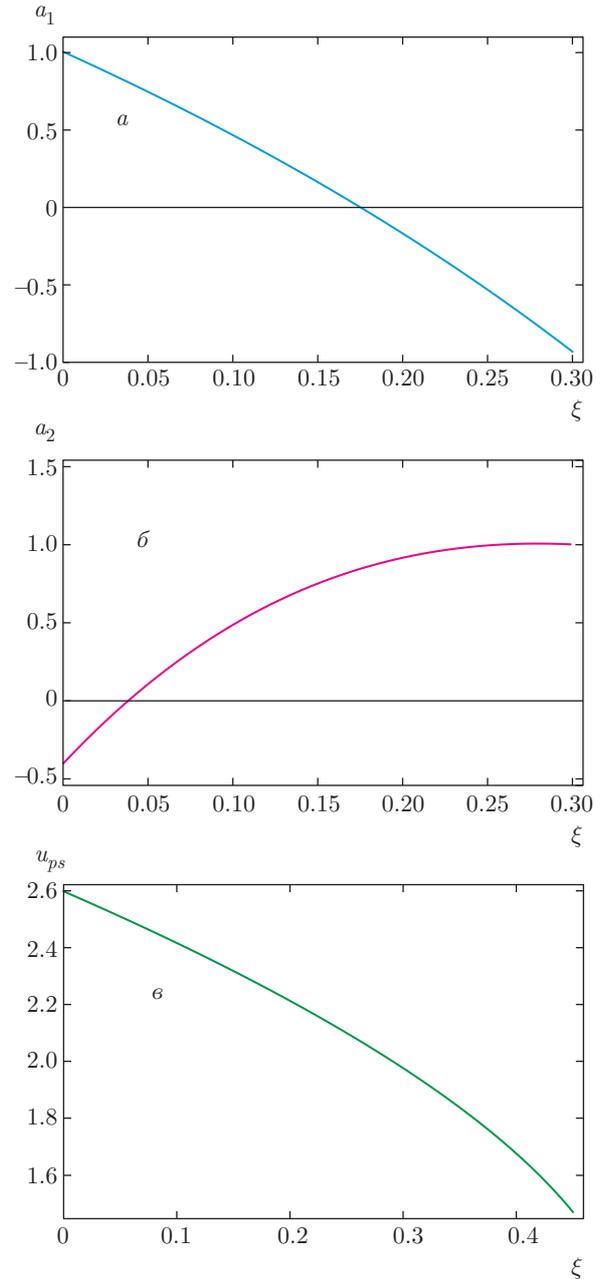


Рис. 2. Графики зависимости коэффициентов отклонения a_1 , a_2 и прицельного параметра u_{ps} от ξ

оптической осью линзы. Углы β и θ соответствуют положениям источника s и его изображения относительно оптической оси, u — прицельный параметр. Расстояния (измеряемые от оптической оси) между наблюдателем и источником, наблюдателем и линзой, а также линзой и источником, обозначены, соответственно, D_{os} , D_{ol} и D_{ls} . Эффекты линзирования важны, когда объекты лежат практически на одной прямой, что получается при малых значениях β и θ .

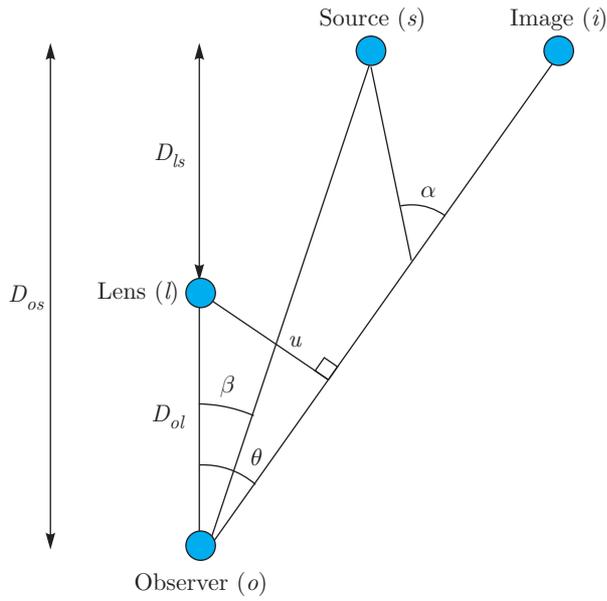


Рис. 3. Базовая геометрия линз

При $\beta \neq 0$ получаются два бесконечных множества релятивистских изображений. Угол отклонения для первого множества (релятивистских изображений) равен

$$\alpha = \Delta\alpha_n + 2n\pi, \quad n \in \mathbb{N},$$

где

$$0 < \Delta\alpha_n \ll 1.$$

В данном приближении уравнение линзы можно записать как [42]

$$\beta = \theta - \frac{D_{ls}}{D_{os}} \Delta\alpha_n. \quad (12)$$

Если значение угла β положительно, то это уравнение описывает изображения, расположенные по ту же сторону, что и источник. Изображения, расположенные по другую сторону, можно получить, решая данное уравнение для значения угла $-\beta$. Угол отклонения можно выразить в терминах угловой координаты изображения θ и расстояния D_{ol} между наблюдателем и линзой. В соответствии с геометрией линзы, имеем [6]

$$\alpha(\theta) = -a_1 \ln \left(\frac{D_{ol}\theta}{u_{ps}} - 1 \right) + a_2. \quad (13)$$

Бесконечная последовательность эйнштейновских колец с угловыми радиусами определяется как

$$\theta_n^E = \left(1 - \frac{\varsigma_n D_{os}}{D_{ls}} \right) \theta_n^0,$$

где

$$\varsigma_n = \frac{u_{ps}}{a_1 D_{ol}} \exp \left(\frac{a_2 - 2n\pi}{a_1} \right),$$

$$\theta_n^0 = \frac{u_{ps}}{D_{ol}} \left[1 + \exp \left(\frac{a_2 - 2n\pi}{a_1} \right) \right].$$

Степень увеличения n -го релятивистского изображения определяется как отношение телесных углов между образом и источником:

$$\mu_n = \left| \frac{\sin \beta}{\sin \theta_n} \frac{d\beta}{d\theta_n} \right|^{-1}. \quad (14)$$

Если эти углы малы, это уравнение можно записать как [10]

$$\mu_n = \frac{1}{\beta} \left[\theta_n^0 + \frac{\varsigma_n D_{os}}{D_{ls}} (\beta - \theta_n^0) \right] \frac{\varsigma_n D_{os}}{D_{ls}}.$$

Первый порядок приближения по $\varsigma_n D_{os}/D_{ls}$ дает

$$\mu_n = \frac{1}{\beta} \frac{\theta_n^0 \varsigma_n D_{os}}{D_{ls}}.$$

Первым изображением является самое внешнее изображение, с угловой координатой θ_1 , а оставшиеся изображения задаются как

$$\theta_\infty = \frac{u_{ps}}{D_{ol}},$$

где θ_∞ — асимптотическое значение угловой координаты для множества релятивистских изображений в пределе $n \rightarrow \infty$. В простом случае, когда как отдельное изображение разрешается только изображение с θ_1 , угловое расстояние между первым изображением и остальными равно

$$S = \theta_1 - \theta_\infty,$$

при этом отношение потока от первого изображения и суммы потоков от остальных изображений равно

$$r = \frac{\mu_1}{\sum_{n=2}^{\infty} \mu_n}.$$

Для случая расположения изображений вдоль одной прямой в пределе сильного поля наблюдаемые можно записать как

$$S = \theta_\infty \exp \left(\frac{a_2 - 2\pi}{a_1} \right), \quad r = \exp \left(\frac{2\pi}{a_1} \right).$$

Считается, что в центральных областях галактик имеется большое количество информации как об их формировании, так и об их эволюции [33]. Существование сверхмассивных черных дыр как в нашей,

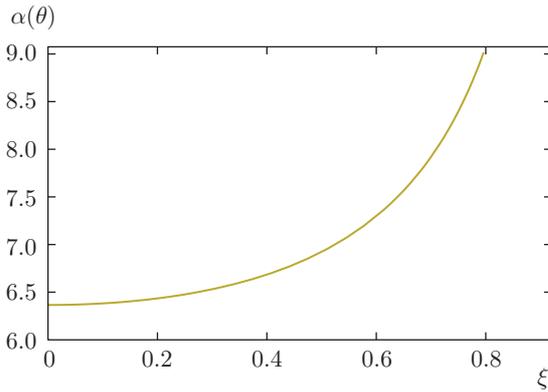


Рис. 4. Зависимость от ξ угла отклонения $\alpha(\theta)$, вычисленного при $u = u_{ps} + 0.003$

так и в других галактиках обусловлено ядерной динамикой звезд [34]. Поэтому гравитационное линзирование сверхмассивными черными дырами, расположенными в центрах галактик, привлекает внимание исследователей. Было проведено много исследований, посвященных гравитационному линзированию черной дырой, расположенной в центре Млечного Пути (некоторые из них обсуждались во Введении), в результате этих исследований мы получаем важную информацию. Тем не менее, моделирование сверхмассивных черных дыр, играющих роль линзы, в других галактиках, отличных от Млечного Пути, также важно для будущих наблюдений. Рассмотрим сверхмассивную черную дыру в центре галактики NGC4486B (эллиптическая карликовая галактика со слабой светимостью, которая является спутником галактики M87 [35]) с массой $5.7 \cdot 10^8 M_{\odot}$, находящуюся на расстоянии $D_{ol} = 15.3$ Мпк [36] от Земли. Для простоты предположим, что линза помещена посередине между источником и наблюдателем, т. е. $D_{ls}/D_{os} = 1/2$ [4].

Зависимость угла отклонения $\alpha(\theta)$ от ξ представлена на рис. 4, из которого видно, что угол отклонения возрастает с ростом ξ . Зависимости наблюдаемых от ξ показаны на рис. 5 и 6, где величины измеряются в микро-арк-секундах, а r — конвертированная величина ($r_{mag} = 2.5 \log r$). На рис. 5 представлены зависимости от ξ радиуса эйнштейновских колец θ^E и степень увеличения изображения μ_n для $n = 1$ и $n = 2$ (первое и второе изображения). Из этих рисунков видно, что угловой размер эйнштейновских колец уменьшается с ростом ξ . Аналогичная картина наблюдается для степени увеличения изображения, как для μ_1 , так и для μ_2 . Зависимости от ξ наблюдаемых S , θ_{∞} и r_{mag} представлены на рис. 6. Как видно из рисунка, с ростом ξ величина S возрастает, а величины θ_{∞} и r_{mag} убывают.

4. ВРЕМЕННОЕ ЗАПАЗДЫВАНИЕ МЕЖДУ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ИЗОБРАЖЕНИЯМИ

При формировании множественных изображений времена, необходимые свету, чтобы пройти по разным траекториям, соответствующим различным изображениям, как правило, неодинаковы. Поэтому если источник в системе линзы описывается изменениями светимости, то эти изменения можно отразить в изображениях с помощью относительной временной фазы, зависящей от геометрии линзы. Временное различие в появлении характерных изменений между множественными изображениями называется временным запаздыванием. Подобные временные запаздывания имеют большое значение, поскольку они являются единственными размерными наблюдаемыми. В космологическом контексте, измеряя временное запаздывание, можно определить масштаб космологического расстояния и, таким образом, параметр Хаббла [37].

Временное запаздывание из-за различных траекторий фотонов между m -м и n -м релятивистскими изображениями, находящимися по одну сторону линзы, равно [38]

$$\Delta T_{n,m}^s = u_{ps} \left[2\pi(n-m) + 2\sqrt{2} \left\{ \exp\left(\frac{a_2 - 2m\pi}{2a_1}\right) - \exp\left(\frac{a_2 - 2n\pi}{2a_1}\right) \right\} \pm \frac{\sqrt{2}D_{os}\beta}{a_1 D_{ls}} \times \left(\exp\left(\frac{a_2 - 2m\pi}{2a_1}\right) - \exp\left(\frac{a_2 - 2n\pi}{2a_1}\right) \right) \right],$$

здесь знаки «плюс» или «минус» соответствуют случаям, когда оба изображения находятся по ту же или по другую сторону от линзы, что и источник, соответственно. Для изображений, находящихся по разные стороны от линзы, имеем

$$\Delta T_{n,m}^o = u_{ps} \left[2\pi(n-m) + 2\sqrt{2} \left\{ \exp\left(\frac{a_2 - 2m\pi}{2a_1}\right) - \exp\left(\frac{a_2 - 2n\pi}{2a_1}\right) \right\} + \frac{\sqrt{2}D_{os}\beta}{a_1 D_{ls}} \times \left(\exp\left(\frac{a_2 - 2m\pi}{2a_1}\right) - \exp\left(\frac{a_2 - 2n\pi}{2a_1}\right) \right) - \frac{2D_{os}\beta}{D_{ls}} \right].$$

Число витков n соответствует изображению, находящемуся по ту же сторону от линзы, что и источник, а m — изображению, находящемуся по другую сторону.

На рис. 7 показаны зависимости от ξ временного запаздывания (в секундах) между первым и вторым изображениями, находящимися как по одну, так и по другую сторону от черной дыры. Как видно из

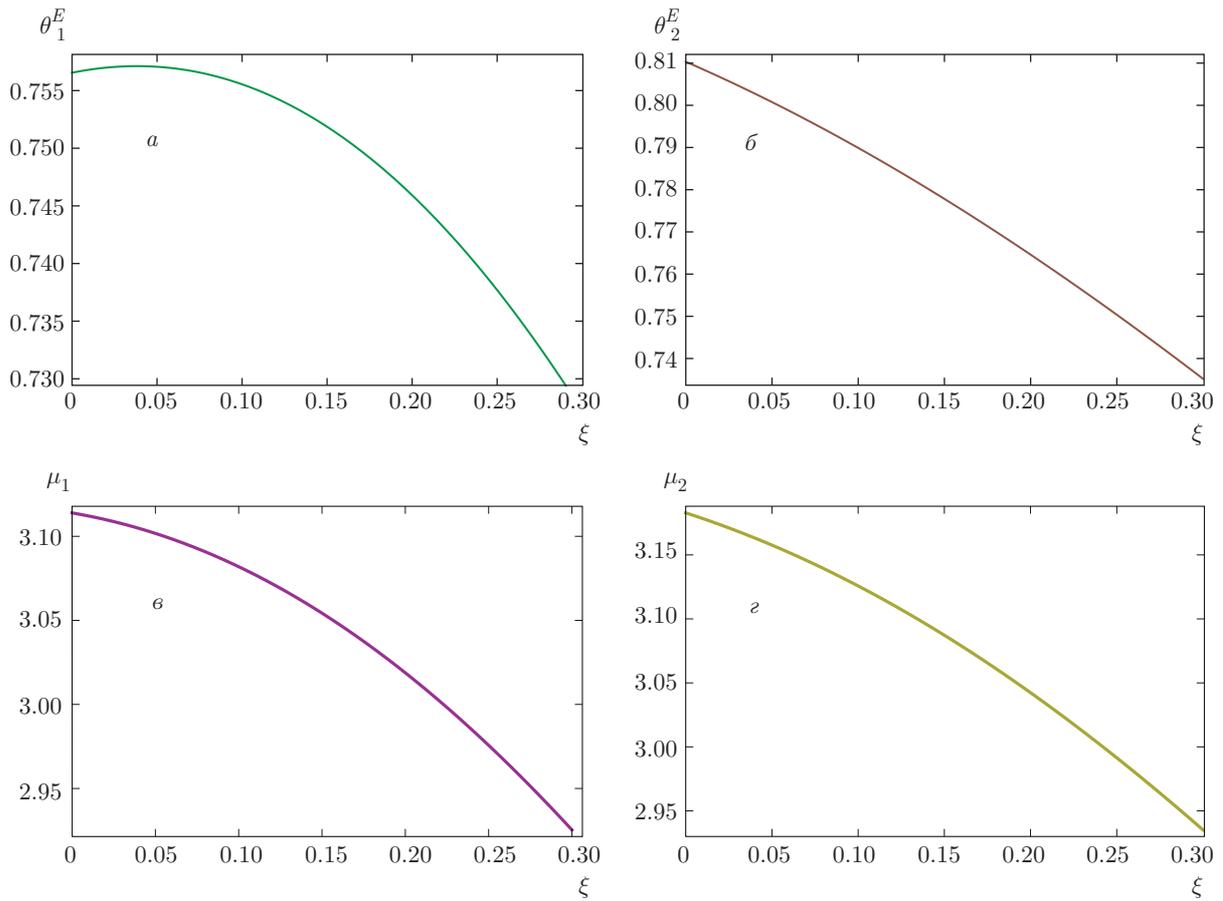


Рис. 5. Зависимости от ξ углового размера эйнштейновских колец (а, в) и степени увеличения изображения (б, г) для первого и второго изображений

рисунка, в первом случае (изображения находятся по одну сторону от черной дыры), временное запаздывание между изображениями убывает с ростом ξ . Во втором случае (изображения находятся по разные стороны от черной дыры), картина аналогична наблюдающейся в первом случае.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При гравитационном линзировании происходит отклонение света различными астрофизическими объектами, при этом сильное линзирование позволяет выяснить природу черных дыр. В настоящей работе изучались эффекты гравитационного линзирования сферически-симметричной струнной магнитной черной дырой в пределе сильного поля. Был рассмотрен пример сверхмассивной черной дыры в центре галактики NGC4486B. Следуя подходу из работы [6], мы вычислили угол отклонения и представили полученные результаты в виде графиков. Ана-

лиз показал, что угол отклонения возрастает с ростом ξ . Оказалось, что при малых значениях ξ изображения являются более яркими, при этом с ростом ξ их яркость ослабевает, а радиус эйнштейновских колец — убывает. Из зависимости S от ξ видно, что чем больше ξ , тем сильнее разнесены изображения, тогда как величины θ_∞ и r_{mag} с ростом ξ убывают.

Кроме того, на примере сверхмассивной черной дыры было исследовано временное запаздывание между релятивистскими изображениями. Были рассмотрены два случая, когда изображения (первое и второе) находятся по одну сторону от линзы и когда изображения находятся по разные стороны от линзы. Такое запаздывание между изображениями сначала велико, а затем, с ростом ξ , становится небольшим. Был сделан вывод, что зарядовый параметр сферически-симметричной струнной черной дыры оказывает значительное влияние на распространение света в пределе сильного поля. Необходимо также отметить, что помимо аналитических ре-

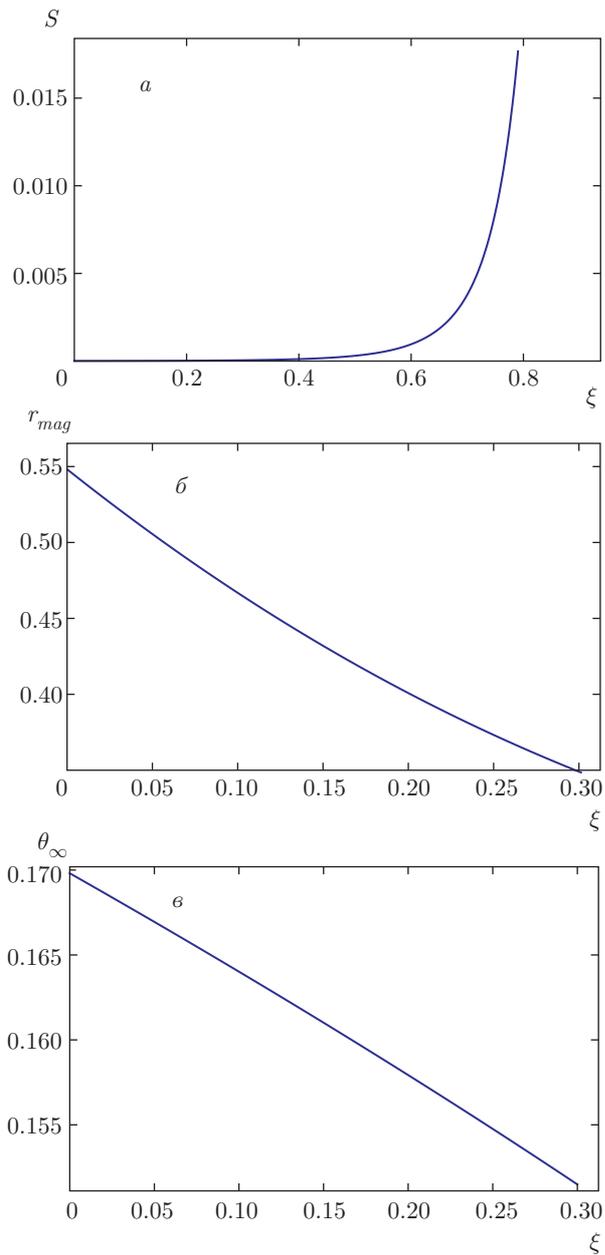


Рис. 6. Зависимости наблюдаемых от ξ

зультатов, анализ релятивистских изображений играет важную роль в астрофизике при проверке полученных экспериментальных данных. Предполагается, что приборы, используемые для наблюдений, такие как Телескоп Горизонта Событий [43] (представляющий собой очень длинный интерферометр и позволяющий объединить существующие и будущие миллиметровые/субмиллиметровые приборы в высокочувствительный телескоп с высоким угловым разрешением) и прибор GRAVITY [44] (объединяющий четыре световых потока для прибора второго

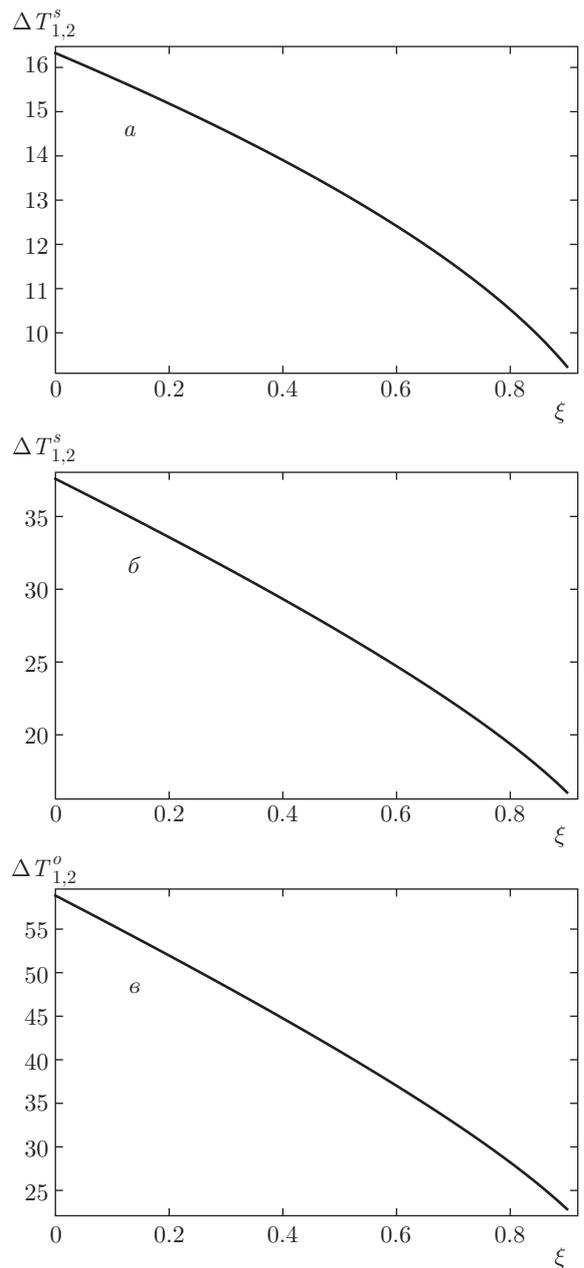


Рис. 7. Зависимости от ξ временного запаздывания для случаев, когда изображения находятся по одну сторону от линзы: a — изображения находятся по ту же сторону, что и источник, b — изображения и источник находятся по разные стороны от линзы. v — Зависимости от ξ временного запаздывания для случая, когда изображения находятся по разные стороны от линзы

поколения — интерферометра Очень Большой Телескоп, VLT), будут использованы для проведения экспериментов в режиме сильной гравитации, а кроме того, будущие наблюдения с помощью этих приборов позволят получать информацию о сверхмас-

сивных черных дырах, расположенных в центрах галактик. Недавно было опубликовано несколько обзоров [45], посвященных наблюдению черных дыр, расположенных в центрах галактик, а также некоторым свойствам сильной гравитации. Для проверки того, существует ли во Вселенной струнная магнитная черная дыра, требуются высокое разрешение и точные наблюдения.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Schneider, C. S. Kochanek, and J. Wambsganss, *Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro*, Springer-Verlag (2006); T. Treu, P. J. Marshall, and D. Clowe, arXiv:1206.0791.
2. A. Maselli, et al., *Astrophys. J.* **801**, 115 (2015).
3. P. Schneider, J. Ehlers, and E. E. Falco, *Gravitational Lenses*, Springer (1992); R. D. Blandford and R. Narayan, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 311 (1992).
4. K. S. Virbhadra and G. F. R. Ellis, *Phys. Rev. D* **62**, 084003 (2000).
5. S. Frittelli, T. P. Kling, and E. T. Newman, *Phys. Rev. D* **61**, 064021 (2000).
6. V. Bozza, *Phys. Rev. D* **66**, 103001 (2002).
7. C. Ding, S. Kang, C. Y. Chen, S. Chen, and J. Jing, *Phys. Rev. D* **83**, 084005 (2011).
8. G. N. Gyulchev and I. Z. Stefanov, *Phys. Rev. D* **87**, 063005 (2013).
9. S. Sahu, M. Patil, D. Narasimha, and P. S. Joshi, *Phys. Rev. D* **86**, 063010 (2012).
10. E. F. Eiroa and C. M. Sendra, *Class. Quantum Grav.* **28**, 085008 (2011).
11. J. Sadeghia, J. Najib, and H. Vaeza, *Phys. Lett. B* **728**, 170 (2014).
12. N. Tsukamoto, T. Kitamura, K. Nakajima, and H. Asada, *Phys. Rev. D* **90**, 064043 (2014).
13. S. W. Wei, Y. X. Liu, and C. E. Fu, *Adv. High Energy Phys.* **2015**, 454217 (2015).
14. N. Bilic, I. Nikolic, and R. D. Viollier, *Astrophys. J.* **537**, 909 (2000).
15. G. Gyulchev and S. Yazadjiev, *AIP Conf. Proc.* **946**, 106 (2007).
16. K. K. Nandi, Y. Z. Zhang, and A. V. Zakharov, *Phys. Rev. D* **74**, 024020 (2006); K. Izumi, C. Hagiwara, K. Nakajima, T. Kitamura, and H. Asada, *Phys. Rev. D* **88**, 024049 (2013); P. K. F. Kuhfittig, *Eur. Phys. J. C* **74**, 2818 (2014).
17. R. A. Konoplya, *Phys. Lett. B* **644**, 219 (2007).
18. A. M. Nzioki, P. K. S. Dunsby, R. Goswami, and S. Carloni, *Phys. Rev. D* **83**, 024030 (2011); T. Kitamura, K. Nakajima, and H. Asada, *Phys. Rev. D* **87**, 027501 (2013).
19. C. T. Liu, N. G. Tyson, and R. Irion, *One Universe: At Home in the Cosmos*, Joseph Henry Press (1999); V. P. Erolov and A. Zelnikov, *Introduction to Black Hole Physics*, OUP Oxford (2011); R. R. Khuri et al., *The Universality of Physics: A Festschrift in Honor of Deng Feng Wang*, Springer Science and Business Media (2012).
20. J. D. Gegenberg, *Gen. Relativ. Gravit.* **21**, 155 (1989).
21. A. Sen, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1006 (1992).
22. A. Bhadra, T. B. Nayak, and K. K. Nandi, *Phys. Lett. A* **295**, 1 (2002).
23. K. S. Virbhadra and J. C. Parikh, *Phys. Lett. B* **317**, 312 (1993).
24. A. Strominger and C. Vafa, *Phys. Lett. B* **379**, 99 (1996); F. Larsen, *Phys. Rev. D* **56**, 1005 (1997).
25. S. Kar, *Class. Quantum Grav.* **16**, 101 (1999).
26. M. Sharif and S. Waheed, *Can. J. Phys.* **88**, 833 (2010).
27. A. Bhadra, *Phys. Rev. D* **67**, 103009 (2003).
28. P. V. P. Cunha et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 211102 (2015); J. Shipley and S. R. Dolan, *Class. Quantum Grav.* **33**, 175001 (2016).
29. J. Harvey et al., *String Theory and Quantum Gravity '92* World Scientific (1993).
30. S. A. Grece, *New Developments in String Theory Research*, Nova Publishers (2006).
31. G. W. Gibbons and K. Maeda, *Nucl. Phys. B* **298**, 741 (1988).
32. G. T. Horowitz, arXiv:hep-th/9210119v1.
33. J. D. Bowman, J. N. Hewitt, and J. R. Kiger, *Astrophys. J.* **617**, 81 (2004).
34. D. Richstone et al., *Nature* **395**, A14 (1998); J. Magorrian et al., *Astron. J.* **115**, 2285 (1998).

35. J. Kormendy et al., *Astrophys. J.* **482**, L139 (1997).
36. E. F. Eiroa and G. E. Romero, *Phys. Lett. B* **663**, 377 (2008).
37. V. Bozza and V. Mancini, *Gen. Relativ. Gravit.* **36**, 435 (2004).
38. E. F. Eiroa and C. M. Sendra, *Phys. Rev. D* **88**, 103007 (2013).
39. C. M. Claudel, K. S. Virbhadra, and G. F. R. Ellis, *J. Math. Phys.* **42**, 818 (2001).
40. S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, Wiley (1972); K. S. Virbhadra, D. Narasimha, and S. M. Chitre, *Astron. Astrophys.* **337**, 1 (1998).
41. K. S. Virbhadra and G. F. R. Ellis, *Phys. Rev. D* **65**, 103004 (2002).
42. V. Bozza, S. Capozziello, G. Iovane, and G. Scarpetta, *Gen. Relativ. Gravit.* **33**, 1535 (2001).
43. <http://www.eventhorizontelescope.org>.
44. <https://www.eso.org/public/teles-instr/vlt/vlt-instr/gravity/>.
45. S. Gillessen et al., *Proc. SPIE 7734, Optical and Infrared Interferometry II*, 77340Y (July 21, 2010); M. Morris, L. Meyer, and A. Ghez, *Res. Astron. Astrophys.* **12**, 995 (2012); A. Ricarte and J. Dexter, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **446**, 1973 (2015).