

ОСОБЕННОСТИ МИКРОЛИНЗИРОВАНИЯ НА НЕКОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТАХ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

*В. А. Сирота**

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 сентября 1999 г.

Развивается теория микролинзирования на небарионных телах. Исследуются особенности линзирования на некомпактных прозрачных объектах с сингулярным распределением плотности, выясняются условия появления дополнительных максимумов на кривой блеска и их характеристики. Изучается влияние компактного барионного ядра на кривую блеска.

PACS: 95.35.+d, 98.35.-a

1. ВВЕДЕНИЕ

Гравитационное линзирование, т. е. отклонение лучей света массивным телом, впервые наблюдалось при покрытии Солнцем звезд во время солнечного затмения в 1919 г. Затем оно было обнаружено при наблюдении квазаров, линзирующими объектами в этом случае были галактики. При микролинзировании, т. е. в случае, когда гравитационная линза — объект звездной массы, разрешить отдельные изображения не удастся. Однако из-за фокусирующего действия линзы происходит заметное и даже значительное увеличение блеска источника света. Если относительные скорости линзирующего объекта и источника достаточно велики, например, если они находятся в гало нашей Галактики, то изменение блеска со временем можно обнаружить в наблюдениях.

Наблюдения гравитационного микролинзирования звезд Большого и Малого Магеллановых облаков объектами, находящимися в гало Галактики, были предложены Пачинским в 1986 г. [?] и проводятся с 1993 г. [2–6]. Они стали новым шагом в изучении темной материи. Эти наблюдения выявили в гало нашей Галактики наличие значительного количества невидимых объектов массами $(0.05–1)M_{\odot}$. Согласно наблюдательной статистике они составляют значительную часть (возможно, больше 50%) от полной массы гало.

Поскольку вероятность линзирования данной звезды в заданный момент времени очень мала

($\sim 10^{-7}$), проведение наблюдений требует одновременного слежения за большим количеством звезд в течение длительного времени. При этом кандидаты в события микролинзирования выделяются из всего объема данных целым рядом критериев, в числе которых — ахроматичность и отсутствие повторяемости.

Помимо наблюдений Магеллановых облаков, проводятся наблюдения микролинзирования в направлении Галактического центра [7–9]. В этой области вероятность микролинзирования на порядок больше, и к настоящему времени открыто уже более 300 событий. Помимо исследований центра Галактики, это направление используется для тестирования новой техники и методик, в том числе для изучения «экзотических» случаев микролинзирования, в которых наблюдаемая кривая блеска сильно отличается от «стандартной», соответствующей точечным линзе и источнику. Такие отклонения (см. подробное описание в [?, ?]) возникают, например, в случае двойной линзы [?, ?], двойного источника или источника, угловой размер которого сравним с характерным параметром микролинзирования [?].

Первоначально предполагалось [?, ?], что объекты, обнаруженные при наблюдении микролинзирования в гало — это коричневые, красные и белые карлики, нейтронные звезды или планеты типа Юпитера, состоящие из обычного барионного вещества. Однако большое количество обнаруженных объектов может привести в этом случае к противоречию с гипотезой о небарионной природе темной материи, что, в свою очередь, вызывает значительные

*E-mail: singlim@td.lpi.ru

трудности с точки зрения космологических теорий; неясно, как объяснить происхождение этих звезд или планет в рамках теорий эволюции галактик; теория нуклеосинтеза сталкивается с необходимостью объяснения очень высокой первичной металличности. Кроме того, данные наблюдений [?, ?] свидетельствуют, что массы большинства линзирующих объектов достаточно велики $(0.5-1)M_{\odot}$, и гипотезы «Юпитеров» и коричневых карликов становятся неудовлетворительными. Микролинзами в этом случае должны быть тусклые звезды, а при такой интерпретации появляются трудности в согласовании данных микролинзирования с прямыми оптически-ми наблюдениями на телескопе Хаббл [?].

В связи с этим в [?] была высказана гипотеза, что при микролинзировании в гало наблюдаются не планеты типа Юпитера и холодные звезды, а объекты мелкомасштабной иерархической структуры темной материи, состоящие из небарионного вещества. Вопрос о том, каковы массы, размеры и структура таких объектов, время их жизни и распределение в гало Галактики, подробно разобран в [?]. Показано, что при определенных условиях на спектр начальных флуктуаций их массы лежат в диапазоне

$$M_x \sim (0.01 - 1) M_{\odot}, \quad (1)$$

соответствующем наблюдаемым при микролинзировании объектам. Однако размеры этих объектов при массах (??) оказываются порядка

$$R_x \sim (10^{13} - 10^{15}) \text{ см}. \quad (2)$$

Эта величина на несколько порядков превышает размеры барионных тел той же массы (хотя она, с другой стороны, много меньше размеров холодных газовых облаков). Поэтому такие небарионные объекты называются также некомпактными [?, ?].

Этот факт важен, в частности, потому, что величина (??) совпадает по порядку с радиусом Эйнштейна — характерным параметром микролинзирования. Поэтому некомпактные объекты нельзя считать точечными микролинзами, необходимо учитывать их конечные размеры и распределение плотности. Метрика гравитационной линзы при этом отличается от шварцшильдовской. Теория гравитационного микролинзирования на некомпактных объектах была построена в работах [?, ?]. Ее сопоставление с результатами наблюдений [?, ?, ?] показывает, что некомпактные объекты — кандидаты в микролинзы — оказываются по крайней мере в некоторых случаях предпочтительнее компактных. Однако никакого однозначного заключения на основе обсуждавшихся наблюдательных данных установить нельзя. Таким образом, вопрос о барионной или небарионной природе объектов, наблюдаемых при

микролинзировании, тесно связанный с вопросом, являются ли микролинзы компактными или некомпактными объектами, нуждается в дальнейшем исследовании. Представляет интерес также и развитие теории с целью выявления новых возможных проявлений некомпактности.

В частности, в работе [?] указывается на возможность так называемого трехлучевого микролинзирования в случае, когда линзирующий объект является прозрачным. Возникающие при этом каустические поверхности приводят к появлению на кривых блеска дополнительных пиков. В связи с этим возникает вопрос: можно ли использовать эти данные для выявления некомпактных объектов? Можно ли интерпретировать наличие или отсутствие пиков как свидетельство небарионной природы линзирующего тела? Для ответа на этот вопрос необходим анализ условий появления дополнительных пиков, достаточно реалистично учитывающий свойства небарионных объектов. Этот анализ и является предметом данной работы.

Вид кривой блеска, как и положение каустических поверхностей, зависит от распределения массы в гравитационной линзе. В [?] рассматривается объект с постоянной плотностью, что невозможно для связанного гравитационными силами тела из небарионной темной материи. Действительно, как показано в [?, ?, ?], распределение плотности имеет в центре сингулярность и подчиняется скейлинговому закону

$$\rho(r) \propto r^{-\alpha}, \quad \alpha \approx 1.8. \quad (3)$$

Важную роль может играть также присутствие в небарионном объекте небольшой доли барионного вещества. Высвечивая свою энергию, оно в ходе формирования объекта постепенно оседает в центр, образуя компактное барионное ядро [?].

В настоящей работе рассматриваются условия появления и форма дополнительных пиков на кривой блеска в случае некомпактного прозрачного линзирующего объекта с сингулярным распределением плотности (??). Анализируется влияние компактного ядра на кривую линзирования.

В разд. 2 излагаются общие принципы гравитационного линзирования. В разд. 3 рассматривается подробно случай точечной линзы. В разд. 4 строится теория микролинзирования в случае протяженной (некомпактной) сферически-симметричной гравитационной линзы с заданным распределением плотности. В разд. 5 проводится сопоставление кривых блеска, создаваемых точечными и некомпактными линзами; разрабатывается методика такого сравнения, выявляются области, где различие кривых блеска наиболее велико. В разд. 6 исследуется

влияние компактного барионного ядра на кривую линзирования некомпактного объекта.

2. ТРАЕКТОРИЯ ЛУЧА СВЕТА В СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

В сферически-симметричном гравитационном поле метрика может быть записана в виде

$$ds^2 = e^{\nu(t,r)} c^2 dt^2 - e^{\lambda(t,r)} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (4)$$

где $\nu(t, r)$ и $\lambda(t, r)$ — произвольные функции [?, ?]. В случае «пылевидной» материи с давлением, равным нулю, тензор энергии-импульса имеет вид

$$T^{\mu\nu} = \rho(x)u^\mu u^\nu,$$

где u^μ — 4-скорость, а $\rho(x)$ — плотность. Будем считать гравитационное поле слабым, так что $4\pi G\rho = \Delta\Phi$, где $\Phi(r)$ — гравитационный потенциал, и пренебрежем движением вещества, $u^\mu = (1, \mathbf{0})$. Тогда из условия диагональности тензора $T^{\mu\nu}$ (а значит, и тензора Эйнштейна) следует $\dot{\lambda} \equiv 0$. Заменой переменной t можно добиться и $\dot{\nu} \equiv 0$, т. е. стационарной метрики. Остальные компоненты уравнений Эйнштейна дают три уравнения для функций ν, λ :

$$\frac{1}{r^2} - e^{-\lambda} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{\lambda'}{r} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} T_0^0 = e^\nu \frac{2}{c^2} \Delta\Phi,$$

$$\frac{1}{r^2} - e^{-\lambda} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\nu'}{r} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} T_1^1 = 0,$$

$$-\frac{1}{2} e^{-\lambda} \left(\nu'' + \frac{\nu'^2}{2} + \frac{\nu' - \lambda'}{r} - \frac{\nu'\lambda'}{2} \right) = \frac{8\pi G}{c^2} T_2^2 = \frac{8\pi G}{c^2} T_3^3 = 0.$$

Решая эти уравнения с точностью до первого порядка по ν, λ и учитывая, что

$$\Delta\Phi = \Phi'' + \frac{2}{r}\Phi',$$

получим

$$\nu = \frac{2}{c^2} \Phi(r), \quad \lambda = \frac{2}{c^2} r\Phi'(r). \quad (5)$$

Заметим, что заменой переменной r можно привести метрику к изотропному виду:

$$ds^2 = e^\nu c^2 dt^2 - e^{\tilde{\lambda}} (d\tilde{r}^2 + \tilde{r}^2 d\theta^2 + \tilde{r}^2 \sin^2 \theta d\phi^2),$$

где в первом порядке по $\nu, \tilde{\lambda}$ из (??) следует

$$\nu = -\tilde{\lambda} = \frac{2}{c^2} \Phi(r).$$

Уравнение траектории светового луча в пространстве с метрикой (??) имеет вид [?, ?]

$$\left(\frac{du}{d\phi} \right)^2 + u^2 e^{-\lambda} - \frac{1}{R^2} e^{-\nu-\lambda} = 0, \quad u = r^{-1}. \quad (6)$$

Здесь R — прицельный параметр луча, угол ϕ отсчитывается в плоскости луча¹.

В нулевом приближении по ν, λ решением уравнения (??) является прямая

$$u^{(0)} = \frac{1}{R} \cos(\phi - \phi_0). \quad (7)$$

Первая поправка дает

$$u^{(1)} = \frac{1}{2R} \times \left\{ \int^\phi \left(\frac{\nu+\lambda}{\sin^2(\phi' - \phi_0)} - \frac{\lambda \cos^2(\phi' - \phi_0)}{\sin^2(\phi' - \phi_0)} \right) d\phi' + C_1 \right\} \times \sin(\phi - \phi_0), \quad (8)$$

причем интеграл берется по прямой (??). Вычисление угла между асимптотами ($u = 0$) дает полное отклонение луча²:

$$\Theta(R) = \int_0^{\pi/2} (\lambda(r) + r\nu'(r)) d\phi', \quad (9)$$

$$r(\phi') = R / \cos \phi'.$$

С учетом (??) это выражение можно записать через потенциал Φ :

$$\Theta(R) = \frac{4}{c^2} \int_0^{\pi/2} r\Phi'(r) d\phi', \quad r(\phi') = R / \cos \phi'. \quad (10)$$

Итак, мы нашли зависимость $\Theta(R)$ угла отклонения луча от прицельного параметра в заданном потенциале.

Обратимся теперь к картине взаимного расположения наблюдателя, линзы и источника света (рис. 1).

¹ Строго говоря, параметр R в уравнении (??) отличается от величины минимального сближения R_0 на величину порядка ν : $R_0 = R e^{\nu(R_0)/2}$.

² Заметим, что отклонение луча можно вычислить и непосредственно из уравнения (??), проинтегрировав его и взяв первое приближение по Φ . При этом, указывая пределы интегрирования, нужно учитывать сказанное в первой сноске.

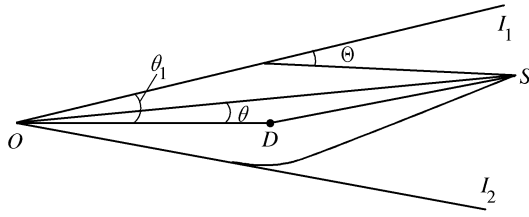


Рис. 1. Геометрия гравитационной линзы: взаимное расположение наблюдателя O , линзы D и источника S

Пусть θ — угол между направлениями от наблюдателя O на линзу D и источник света (звезду) S , L_D и L_S — расстояния до линзы и до звезды соответственно, $L_{SD} = L_S - L_D$. Из-за искривления световых лучей наблюдатель увидит в плоскости ODS вместо точечной звезды два изображения I_1 и I_2 . Обозначим через θ_1 угол между направлениями на линзу D и на изображение. Тогда из геометрических соображений (см. рис. 1 и, например, [?]) с учетом малости углов θ, θ_1 и Θ можно получить формулу

$$\theta_1 \pm \theta = \frac{L_{SD}}{L_S} \Theta(R), \quad R = \theta_1 L_D, \quad (11)$$

связывающую углы θ и θ_1 . Знак \pm взят для того, чтобы все углы были положительными.

3. МИКРОЛИНЗИРОВАНИЕ НА КОМПАКТНЫХ ТЕЛАХ

Рассмотрим гравитационное линзирование в том случае, когда линзирующий объект является компактным, т. е. когда его размер пренебрежимо мал. Потенциал, создаваемый объектом массы M , записывается при этом в виде

$$\Phi_s(r) = -\frac{GM}{r}. \quad (12)$$

Подставляя в (??) потенциал (??) и интегрируя, приходим к шварцшильдовскому значению $\Theta = \Theta_s(R)$:

$$\Theta_s(R) = \frac{4GM}{c^2 R}. \quad (13)$$

При подстановке шварцшильдовской функции (??) в (??) появляется безразмерная величина — угол θ_0 :

$$\theta_0^2 = \frac{4GM}{c^2} \frac{L_{SD}}{L_S L_D}, \quad (14)$$

или радиус Эйнштейна

$$R_E^2 = (L_D \theta_0)^2 = \frac{4GM}{c^2} \frac{L_{SD} L_D}{L_S}. \quad (15)$$

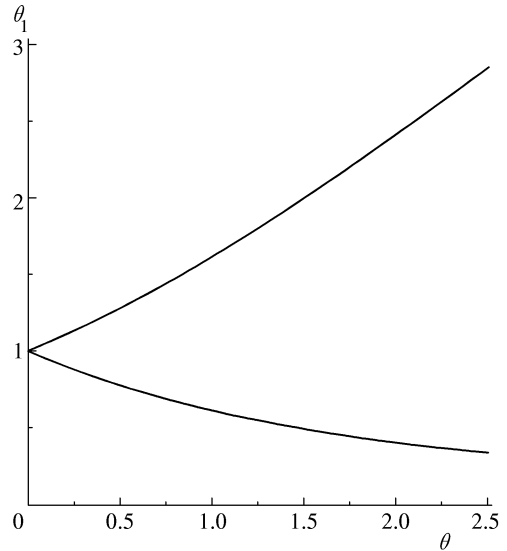


Рис. 2. Положение изображений $\theta_1(\theta)$ в случае точечной линзы. Углы нормированы на эйнштейновский угол θ_0 (14)

Само соотношение (??) в этом случае переходит в квадратное уравнение

$$\theta_1 (\theta_1 \pm \theta) = \theta_0^2, \quad (16)$$

которое всегда имеет два решения $\theta_1(\theta)$.

Радиус Эйнштейна дает характерный масштаб линзы. Линзирующий объект является компактным, если его размер r_b много меньше R_E . Для планет или звезд в масштабах гало Галактики это условие всегда хорошо выполнено.

Зависимость θ_1^\pm от угла θ представлена на рис. 2. Она отражает изменение углового положения изображений θ_1^\pm в зависимости от угла θ между направлениями от наблюдателя на линзу и на источник. При $\theta \rightarrow 0$ изображения сливаются. При $\theta \rightarrow \infty$ одно из изображений приближается к звезде, а другое — к линзе. (Как будет видно в дальнейшем, яркость второго изображения при этом стремится к нулю.)

В реальных условиях экспериментов по микролинзированию характерное расстояние до линзирующего объекта в гало Галактики составляет $L_D \sim 10$ кпк. При массе этого объекта $M \sim 1M_\odot$ угол между изображениями $\theta_1 \sim 0.001''$. Столь малые углы не позволяют разрешить изображения современными средствами. Однако наличие гравитационной фокусировки можно установить по изменению блеска линзируемой звезды.

Коэффициент увеличения блеска Ω равен отношению суммарной угловой площади изображений к

площади источника. Оно выражается через положение источника и изображений следующим образом:

$$\Omega = \sum \frac{\theta_1}{\theta} \left| \left(\frac{d\theta_1}{d\theta} \right)_{\theta} \right|. \quad (17)$$

Здесь сумма берется по обеим ветвям $\theta_1(\theta)$.

Отсюда с учетом (??) получаем

$$\Omega_s = \frac{\theta^2 + 2\theta_0^2}{\theta \sqrt{\theta^2 + 4\theta_0^2}}. \quad (18)$$

Учтем теперь, что картина усиления блеска звезды не стационарна: наблюдатель, линза D и звезда S обладают некоторыми вириальными скоростями. Вследствие этого угол θ изменяется со временем. Поскольку имеет значение только относительная скорость, можно считать, что наблюдатель и звезда покоятся, а линзирующий объект движется в плоскости, перпендикулярной лучу зрения, со скоростью v_{\perp} . При этом угол θ между направлениями на источник S и линзу D равен

$$\theta = \sqrt{\theta_{min}^2 + \left(\frac{v_{\perp}(t - t_{min})}{L_D} \right)^2},$$

где t_{min} — момент максимального сближения, а θ_{min} — достигаемое в этот момент угловое расстояние между D и S (прицельный параметр).

Окончательно, используя (??), получаем зависимость коэффициента увеличения яркости звезды от времени [?]:

$$A_s(t) = A_s[u(t)] = \frac{u^2 + 2}{u \sqrt{u^2 + 4}}, \quad (19)$$

$$u(t) = \left[u_{min}^2 + \left(\frac{2(t - t_{min})}{\hat{t}} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Здесь $u(t) = \theta(t)/\theta_0$, $u_{min} = \theta_{min}/\theta_0$, \hat{t} — характерное время линзирования, связанное с v_{\perp} соотношением

$$\hat{t} = 2R_E/v_{\perp} = 2L_D\theta_0/v_{\perp}. \quad (20)$$

Относительное движение линзы и источника соответствует перемещению точки на графике $\Omega_s(x)$ от $x \rightarrow +\infty$ к x_{min} и обратно. Поэтому $A_s(t)$ — симметричная «колоколообразная» функция с максимальным значением

$$A_{s\ max} = \Omega_s(\theta_{min}),$$

не зависящая от частоты света. Именно зависимость $A(t)$ измеряется в наблюдениях.

Итак, в случае компактной линзы форма кривой $A(t)$ полностью определяется двумя параметрами: прицельным параметром u_{min} (или значением A в максимуме) и продолжительностью события \hat{t} .

4. МИКРОЛИНЗИРОВАНИЕ НА НЕКОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТАХ

Изложенная выше теория относится к компактным телам, масштаб которых r_b много меньше радиуса Эйнштейна:

$$r_b \ll R_E.$$

Для некомпактных объектов темной материи обычно выполняется обратное условие:

$$R_x \geq R_E. \quad (21)$$

Действительно, согласно (??) размер R_x объекта массой $M \sim (0.1 - 1)M_{\odot}$ порядка $10^{14}-10^{15}$ см. Это в 3–10 раз больше радиуса Эйнштейна для тел той же массы, находящихся на характерном для линзирования в гало расстоянии $L_D \sim 10$ кпк. Таким образом, теорию микролинзирования следует обобщить на случай некомпактных объектов с характерными размерами (??). Подчеркнем, что такое обобщение теории микролинзирования представляет интерес только для небарионных объектов: барионные объекты подобного масштаба и массы не могут существовать в Галактике. Заметим также, что важной для микролинзирования особенностью небарионных объектов является их оптическая прозрачность: луч света не поглощается, даже если проходит очень близко к центру линзы. Это свойство, впрочем, нарушается у объектов, содержащих барионное ядро; они будут рассмотрены в разд. 6.

Итак, рассмотрим гравитационное линзирование в случае, когда размером линзы R_x нельзя пренебречь. Примем распределение плотности при $r \leq R_x$ в виде (??). Распределению плотности

$$\rho = \begin{cases} \frac{(3-\alpha)M_x}{4\pi R_x^3} \left(\frac{r}{R_x} \right)^{-\alpha}, & \alpha = 1.8, \quad r \leq R_x, \\ 0, & r > R_x \end{cases} \quad (22)$$

соответствует потенциал

$$\Phi(r) = \begin{cases} -\frac{GM_x}{R_x} \left[\frac{3-\alpha}{2-\alpha} - \frac{1}{2-\alpha} \left(\frac{r}{R_x} \right)^{2-\alpha} \right], & r \leq R_x, \\ -\frac{GM_x}{r}, & r > R_x. \end{cases} \quad (23)$$

Искривление траектории светового луча для сферически-симметричного потенциала $\Phi(r)$ описывается по-прежнему формулами (??)–(??). Для полного отклонения луча между асимптотами вместо (??) теперь получаем

$$\Theta(R) = \frac{4GM_x}{c^2 R_x} f(R/R_x), \quad (24)$$

$$f(\xi) = \begin{cases} \frac{1 - \sqrt{1 - \xi^2}}{\xi} - \frac{\xi \sqrt{1 - \xi^2}}{\alpha - 1} + \\ + \frac{\alpha}{\alpha - 1} \xi^{2 - \alpha} \int_{\xi}^1 \frac{x^\alpha dx}{\sqrt{1 - x^2}}, & \xi \leq 1, \\ 1/\xi, & \xi > 1. \end{cases} \quad (25)$$

При $R > R_x$ выражение для Θ совпадает со шварцшильдовским. Заметим, что интеграл в (??) выражается через гипергеометрическую функцию:

$$\int_{\xi}^1 \frac{x^\alpha dx}{\sqrt{1 - x^2}} = \sqrt{1 - \xi^2} F\left(-\frac{\alpha - 1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 1 - \xi^2\right).$$

Угол θ_1 между направлениями на линзу D и на изображение по-прежнему связан с положением θ источника S относительно линзы формулой (??):

$$\theta_1 \pm \theta = \frac{L_{SD}}{L_S} \Theta(R_1), \quad R_1 = \theta_1 L_D.$$

Однако величина $\Theta(R)$ вместо (??) определяется теперь выражением (??). Из-за сложного вида функции $\Theta(R)$ удобнее перейти от переменных θ, θ_1 к переменным $x = \theta L_D / R_x, x_1 = \theta_1 L_D / R_x$ и ввести вместо эйнштейновского угла θ_0 константу

$$Q = \frac{4GM_x}{c^2} \frac{1}{R_x^2} \frac{L_{SD} L_D}{L_S} = \left(\frac{R_E}{R_x}\right)^2. \quad (26)$$

Тогда уравнение (??) принимает вид

$$x_1 \pm x = Q f(x_1), \quad (27)$$

где функция $f(x_1)$ задана формулой (??).

Оценим величину Q : если линзируемая звезда S находится в Большом Магеллановом облаке (ЛМС) ($L_S = 50$ кпк), а параметры линзы соответствуют указанным во Введении средним значениям $M_x = 0.5 M_\odot, R_x = 4 \cdot 10^{14}$ см, то наибольшее возможное Q (при $L_D = L_S/2$) равно $Q \approx 0.08$, т. е. $R_x/R_E \approx 3.5$.

Пример зависимости $x_1(x)$ при различных Q приведен на рис. 3а.

Видно, что, в отличие от случая точечной линзы, график имеет три ветви, т. е. при прицельном параметре $x < x_c(Q)$ присутствует не два, а три изображения. Величина $x_1^{(1),(2)}(0)$ — значение ординаты «первой» и «второй» ветвей при $x = 0$, соответствующее углу Эйнштейна в случае точечной линзы, — монотонно возрастает с ростом Q , при $Q \geq 1$ имеем $x_1(0) = R_E/R_x$.

Величина $y_c = x_1^{(2),(3)}(x_c)$ — значение x_1 , при котором сливаются второе и третье изображения, — определяется уравнением

$$(dx/dx_1)|_{y_c} = 0,$$

откуда следует

$$1 - Q f'(y_c) = 0.$$

При больших Q она ограничена значением \hat{y} : $f'(\hat{y}) = 0, \hat{y} \approx 0.39$. Значение же $x_c = Q f(y_c) - y_c$ неограниченно растет с увеличением Q . Таким образом, с ростом Q третья ветвь графика «прижимается» к оси x .

Увеличение блеска звезды Ω , задаваемое выражением (??), тоже зависит теперь от параметра Q . С учетом (??) получаем для нашего случая

$$\Omega_Q = \sum \frac{x_1}{x} \frac{1}{|1 - Q f'(x_1)|}. \quad (28)$$

Как и в случае точечной линзы, $\Omega_Q \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 0$. Однако возникает еще одна точка, в которой коэффициент увеличения обращается в бесконечность³⁾ — а именно, точка каустики x_c . Таким образом, на графике $\Omega_Q(x)$ (рис. 3б) появляется узкий «односторонний» пик при $x = x_c$.

На существование третьего луча и появление каустики в случае прозрачной некомпактной линзы впервые указано в работе [?] ⁴⁾. Заметим, однако, что сингулярное распределение плотности (??) приводит к гораздо более узкому пику, чем гладкое; сам пик соответствует значительно большему прицельному параметру x_c , а величина y_c меньше, чем при гладком распределении. (В [?] плотность внутри линзирующего объекта предполагается постоянной.) И наоборот, увеличение показателя степени в (??) до $\alpha = 2$, соответствующее логарифмическому потенциалу в центре $\Phi \propto \ln r$, приводит к замене функции $f(\xi)$ в (??) на

$$\tilde{f}(\xi) = \begin{cases} \arccos \xi + (1 - \sqrt{1 - \xi^2})/\xi, & \xi \leq 1, \\ 1/\xi, & \xi > 1. \end{cases}$$

Ни каустика, ни третье изображение при таком распределении вообще не возникают, а второе изображение исчезает при $x = (\pi/2)Q$.

Нетрудно получить оценку ширины пика: пусть на его границе (прицельный параметр $x_c - \delta x$) суммарная яркость второй и третьей ветвей равна Ω_0 (при $x > x_c$ она, конечно, равна нулю). Тогда из (??), (??), учитывая определение y_c , имеем в окрестности x_c

$$\Omega_0 = \sum_{(2),(3)} \frac{x_1}{x} \left| \frac{dx_1}{dx} \right| \simeq 2 \frac{y_c}{x_c} \frac{1}{-Q f''(y_c) |\delta x_1|}.$$

³⁾ В действительности высота пика ограничена конечностью углового размера источника света. Кроме того, важную роль играет наличие в центре линзирующего объекта непрозрачного барионного тела — см. разд. 6.

⁴⁾ Автор благодарит Г. В. Чибисова за детальное обсуждение вопросов, связанных с микролинзированием, и за указание возможности трехлучевого микролинзирования.

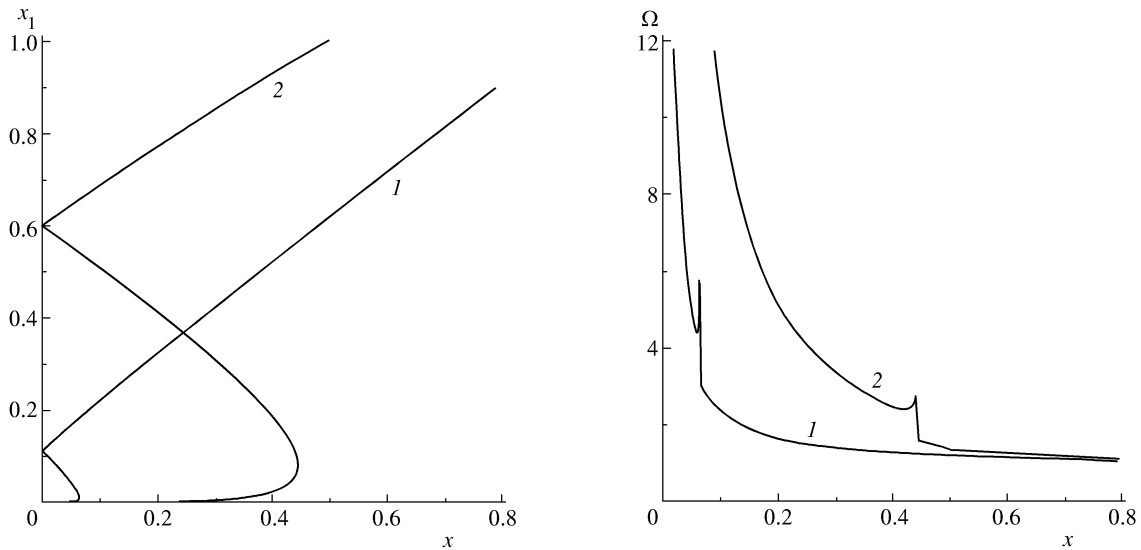


Рис. 3. Зависимости положения изображений $x_1(x)$ (а) и коэффициента увеличения $\Omega(x)$ (б) в случае некомпактной линзы при различных значениях параметра $Q = 0.1$ (1), 0.5 (2)

Принимая во внимание, что $\delta x = (1/2) (d^2x/dx_1^2)|_{y_c} \times (\delta x_1)^2$, получим

$$\delta x = 2 \left(\frac{y_c}{x_c} \right)^2 \frac{1}{-Q f''(y_c)} \frac{1}{\Omega_0^2}. \quad (29)$$

Оценка (??) показывает, что ширина пика при заданном Ω_0 максимальна при $Q \sim 0.6$ (значение δx при этом порядка $5 \cdot 10^{-3} \Omega_0^{-2}$) и стремится к нулю при $Q \rightarrow 0$ и $Q \rightarrow \infty$. Обозначим через $\overline{\delta x}$ ширину пика, отсчитываемую от локального минимума функции $\Omega_Q(x)$ до точки каустики. Чтобы оценка (??) была близка к $\overline{\delta x}$, величину Ω_0 нужно брать ~ 0.5 . Это соответствие, однако, нарушается при больших значениях $Q \geq 1$, где минимум становится все менее выраженным и соответствует все меньшей разности яркостей Ω_0 .

Величины, характеризующие кривую $\Omega_Q(x)$ при различных Q , представлены в таблице. Значение $\overline{\delta x}/\sqrt{Q} = \overline{\delta x}/(R_E/R_x)$ характеризует соотношение ширины пика $\overline{\delta x}$ и ширины «основного» максимума. Действительно, если характерное время линзирования $\hat{t} = 2R_E/v_{\perp}$ (см. (20)), а δt — характерное время прохождения «вторичного» пика, то $\overline{\delta x}/\sqrt{Q} \sim 2\delta t/\hat{t}$. Видно, что эта величина невелика (4–5% при $Q \sim 0.5–0.8$) и убывает с уменьшением Q .

Поскольку значение $x = \sqrt{Q} = R_E/R_x$ в случае некомпактной линзы соответствует различным коэффициентам увеличения при разных Q , в таблицу включена для сравнения графа $\overline{\delta x}/x_{1.34}$, где $x_{1.34}$ — значение параметра x , при котором увеличение равно 1.34, что в модели компактной линзы

соответствует радиусу Эйнштейна. При $Q \sim 1$ имеем $x_{1.34} \sim x_c$.

Величина x_c/\sqrt{Q} характеризует положение «дополнительного» пика на кривой линзирования по отношению к точке R_E/R_x . Видно, что при $Q \leq 1$ точка каустики находится внутри R_E и с уменьшением Q приближается к центру, так что при малых Q «дополнительный» пик сливается с «основным». При $Q > 1$ каустика оказывается снаружи от R_E/R_x , на крыльях кривой, и удаляется с ростом Q .

Значения $A(x_c + 0)$ и $A(x_c - \overline{\delta x})$ показывают перепад коэффициента увеличения Ω_Q по разные стороны пика. Как видно из рис. 3б, резкое изменение яркости за каустикой — важная особенность кривой блеска. Поскольку абсолютная величина перепада растет с убыванием Q , он может быть обнаружен в наблюдениях событий с $Q < 1$, даже если сам узкий пик остался незамеченным.

Подчеркнем, что при $Q > 1$, хотя размер линзирующего объекта и меньше радиуса Эйнштейна, третье изображение и каустика не исчезают. Однако при больших Q точка каустики $x_c = Qf(y_c) - y_c \approx Qf(\hat{y}) \rightarrow \infty$, величина x_c/\sqrt{Q} тоже возрастает. Величина $\overline{\delta x}$ (как видно уже из таблицы) увеличивается; однако это происходит за счет «выполаживания» кривой в окрестности локального минимума. Если же рассматривать ширину пика (??), рассчитываемую по заданному перепаду интенсивности Ω_0 , то

$$\delta x \approx \frac{2}{\Omega_0^2} \left(\frac{\hat{y}}{Qf(\hat{y})} \right)^2 \cdot \left(-\frac{1}{Qf''(\hat{y})} \right) \sim Q^{-3}$$

быстро убывает с ростом Q . Абсолютные значения

Параметры зависимости $\Omega_Q(x)$ при различных Q

Q	1	0.8	0.5	0.1	0.05	0.01
x_c	0.997	0.776	0.445	0.064	0.027	0.0037
$\overline{\delta x}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$5.5 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$
$\overline{\delta x}/\sqrt{Q}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$
$\overline{\delta x}/x_{1.34}$	0.07	0.07	0.05	0.01	0.008	0.007
x_c/\sqrt{Q}	1.00	0.87	0.63	0.20	0.12	0.04
$A(x_c - \overline{\delta x})$	1.63	1.78	2.39	4.36	4.68	4.97
$A(x_c + 0)$	1.17	1.23	1.58	3.05	3.28	3.47

яркости по разные стороны пика тоже уменьшаются, а положение и яркость первого изображения как функции x приближаются к «шварцшильдовским» значениям, соответствующим точечной линзе. Поэтому при больших Q отличие некомпактной линзы от компактной проявляется все меньше.

Изменение со временем параметра x из-за относительного движения линзирующего объекта описывается формулой

$$x = \sqrt{x_{min}^2 + \left(\frac{v_{\perp} t}{R_x}\right)^2},$$

где $x_{min} = \theta_{min} L_D / R_x$, θ_{min} — по-прежнему прицельный параметр. По мере движения линзы блеск звезды изменяется:

$$A(t) = \Omega_Q(x(t)).$$

На рис. 4 приведены примеры графиков $A(t)$ (только для $t > 0$) при различных значениях константы Q . Масштаб времени соответствует $\tau = R_x / v_{\perp}$, при $v_{\perp} = 200$ км/с и $R_x = 4 \cdot 10^{14}$ см $\tau = 2 \cdot 10^7$ с. Для сравнения даны графики $A(t)$ для случая точечной линзы с теми же значениями массы линзы M , расстояния до нее L_D и при тех же прицельных углах θ_{min} . Важно, что в случае некомпактного тела форма кривой блеска определяется не двумя, а тремя параметрами. В качестве таковых могут быть выбраны блеск в максимуме A_{max} , продолжительность линзирования $\hat{t} = 2R_E / v_{\perp}$ и $Q = (R_E / R_x)^2$.

«Вторичный» максимум зависимости $\Omega_Q(x)$ проявляется на кривой линзирования в виде двух дополнительных симметрично расположенных односторонних пиков. С уменьшением Q ширина области параметров $\overline{\delta x}$, соответствующих «дополнительному» пику интенсивности, уменьшается (как в единицах R_x , так и в единицах $R_E - \overline{\delta x} / \sqrt{Q}$). Это обстоятельство может затруднить обнаружение

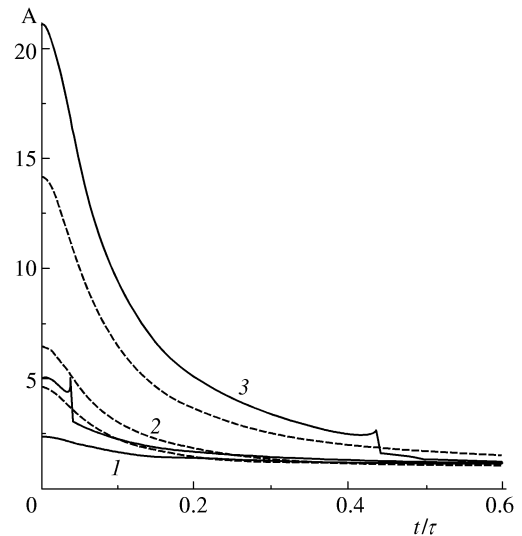


Рис. 4. Кривая блеска $A(t)$ при различных значениях $Q = 0.05$ (1), 0.1 (2), 0.5 (3) (штриховые линии — точечная линза). Время в единицах $\tau = R_x / v_{\perp}$, $x_{min} = 0.05$

дополнительных пиков в наблюдениях. Так, при $R_x = 4 \cdot 10^{14}$ см, $v_{\perp} = 200$ км/с, $Q = 0.08$ имеем $\overline{\delta x} \sim 3 \cdot 10^{-3}$, и промежуток времени, в течение которого произойдет резкое увеличение яркости, $\delta t \simeq R_x \overline{\delta x} / v_{\perp} \simeq 17$ ч. При условии, что наблюдения каждой звезды осуществляются один раз в сутки (как это делается в эксперименте МАСНО), это увеличение может остаться незамеченным или быть воспринято как случайный выброс. В то же время, как отмечалось выше, в наблюдениях может быть виден резкий «ступенчатый» скачок яркости за каустикой.

С другой стороны, при малых Q пики приходятся на область больших амплитуд и могут существенно исказить «основной» максимум кривой блеска. При этом, если x_{min} ненамного меньше x_c , шири-

на дополнительных пиков может существенно возрасти, и они могут стать даже шире, чем центральный, конечной высоты пик. Если же x_{min} приходится на область роста кривой $\Omega_Q(x)$, $x_c - \delta x < x_{min} < x_c$, центральный максимум вообще исчезает. Таким образом, при определенных значениях параметров возможны кривые линзирования довольно экзотической формы. Однако, в отличие от случая двойных линз или двойных источников света [?], кривые линзирования, создаваемые центрально-симметричной некомпактной линзой, всегда симметричны.

Заметим еще, что при небольших значениях амплитуды A_{max} , когда прицельный параметр $x_{min} > x_c$, дополнительные пики на кривой линзирования отсутствуют, и кривая, как и в случае точечной линзы, оказывается колоколообразной.

5. СОПОСТАВЛЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА, СОЗДАВАЕМЫХ НЕКОМПАКТНЫМИ И КОМПАКТНЫМИ ЛИНЗАМИ

Точный вид кривой блеска компактного объекта определяется следующими параметрами: массой линзирующего тела M_x , расстоянием до него L_D , относительной скоростью v_{\perp} , прицельным параметром θ_{min} и расстоянием до линзируемой звезды L_S . Для некомпактного объекта сюда добавляется еще масштаб тела R_x . Кривые блеска, соответствующие компактной и некомпактной линзам с одинаковыми значениями параметров $M_x, L_D, v_{\perp}, \theta_{min}$ и L_S , приведены на рис. 4.

Трудность реальной проблемы в том, что мы не знаем этих параметров. Теоретическая кривая блеска подбирается так, чтобы установилось максимальное соответствие между теорией и наблюдениями. Поэтому чтобы определить, является ли линзирующее тело компактным или некомпактным, мы должны сравнивать наиболее близкие друг к другу кривые линзирования, а не те, которые соответствуют одинаковым значениям параметров. Выясним, как можно охарактеризовать различие между этими кривыми.

Задача формулируется следующим образом. Дана кривая блеска компактного тела $A_c(t)$ с заданной амплитудой A_0 и характерной продолжительностью \hat{t}_c . Кривая блеска в случае некомпактной линзы характеризуется тремя параметрами: амплитудой A_{n0} , продолжительностью \hat{t}_n и размером линзирующего тела R_x/R_E (или же параметром Q (??)).

Задача состоит в том, чтобы при заданном отношении R_x/R_E так подобрать амплитуду A_{n0} и ширину \hat{t}_n , чтобы различие между компактной $A_c(t)$

и некомпактной $A_{nc}(t)$ кривыми блеска было минимальным. Составим для этого функционал

$$J = \int (A_{nc}(t) - A_c(t))^2 \frac{dt}{\hat{t}_c}. \quad (30)$$

Это безразмерная величина, которая может служить характеристикой различия между некомпактной и компактной кривыми блеска. Произвольно варьируя теперь амплитуду A_{n0} и характерное время \hat{t}_n некомпактной кривой блеска, найдем минимум J при данных A_c и Q . Он и опишет тогда различие между наиболее близкими кривыми блеска для некомпактной и компактной линз.

Пример соответствующей наиболее близкой кривой блеска при $Q = 0.1$ показан на рис. 5а. Интеграл J при $0.01 \leq Q \leq 1$ варьируется в пределах от 0.02 до 0.4; он возрастает при увеличении амплитуды A_{max} и растет с уменьшением Q при $Q \leq 0.1$. Как видно из рис. 5а, наибольшее расхождение кривых обеспечивается «дополнительными» пиками и следующим за ними резким падением на кривой, соответствующей некомпактному объекту. Кроме того, существенное различие наблюдается на крыльях кривых блеска, в области $|t - t_{min}| > \hat{t}_c$, причем при малых Q кривая, соответствующая некомпактной линзе, проходит выше компактной. Чтобы понять причину этого, рассмотрим асимптотики кривых блеска в этой области. Условие $|t - t_{min}| \gg \hat{t}_c$ эквивалентно условию $u(t) = \theta(t)/\theta_0 \gg 1$ или $R \gg R_E$. Тогда для точечной (компактной) линзы из (??) получаем

$$A_c(t) - 1 \simeq \frac{2}{u^4}, \quad u(t) = \frac{R}{R_E} \simeq \frac{|t - t_{min}|}{\hat{t}_c/2}, \quad R \gg R_E. \quad (31)$$

Для некомпактной линзы на крыльях кривой блеска возникает область промежуточной асимптотики

$$R_E < R \ll R_x. \quad (32)$$

Кривую блеска в этой области можно вычислить, полагая

$$x = \frac{R}{R_x} \ll 1, \quad Q = \left(\frac{R_E}{R_x}\right)^2 \ll 1. \quad (33)$$

Принимая во внимание, что функция $f(\xi)$ ограничена, находим из (??) положение изображения

$$x_1^{\dagger} = x + Qf(x) + O(Q^2),$$

которое является в рассматриваемой области единственным (так как, согласно таблице, при $Q < 1$ имеем $x/x_c > x/\sqrt{Q} = R/R_E > 1$).

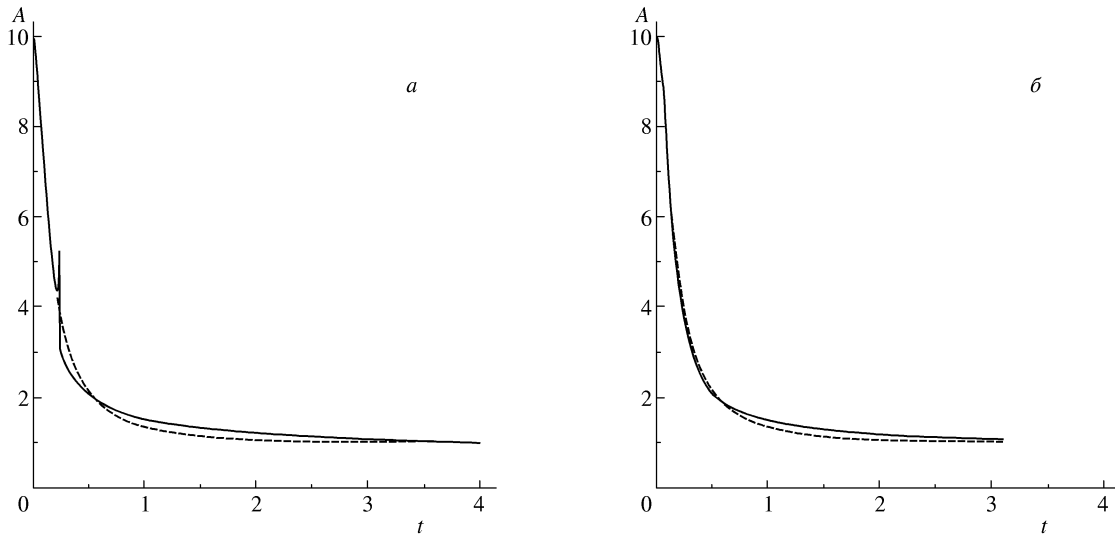


Рис. 5. Примеры «некомпактных» кривых, наиболее близких к данной «компактной» кривой (штриховая линия): некомпактная линза без ядра ($J = 0.11$) (а); некомпактная линза с барионным ядром, $\lambda = 0.01$ ($J = 0.05$) (б); $Q = 0.1$, амплитуда «компактной» кривой $A_{c0} = 10$, время нормировано на \hat{t}_c

Из (??) с учетом асимптотики функции $f(\xi)$ при $\xi \rightarrow 0$ получаем

$$A_{nc}(t) - 1 \simeq \frac{3-\alpha}{\alpha-1} \alpha C \frac{Q}{x^{\alpha-1}} + \frac{3-\alpha}{\alpha-1} Q + O(Qx^2) \sim \frac{Q^{(3-\alpha)/2}}{u^{\alpha-1}}, \quad C = F\left(-\frac{\alpha-1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 1\right) \simeq 0.8. \quad (34)$$

Таким образом, в случае некомпактной линзы мы вместо зависимости $A \propto u^{-4}$ имеем в «переходной» области (??) $A \propto u^{1-\alpha}$. Это различие и создает существенно более медленно спадающие крылья кривой блеска, которые видны на рис. 5.

В дальнейшем, однако, соотношение между кривыми блеска для случаев компактной и некомпактной линз изменяется. При $R > R_x$, $Q < 1$ у некомпактной линзы, как видно из (??), (??), одно изображение совпадает с изображением от точечной линзы, а второе отсутствует. Как следует из (??), отличие коэффициента увеличения от единицы получается при этом вдвое меньше, чем у компактной линзы:

$$A_{nc}(t) - 1 \simeq \frac{4Q^2}{x^4} = \frac{1}{u^4}, \quad u(t) = \frac{R}{R_E} \gg 1, \quad (35) \\ x = \frac{R}{R_x} > 1.$$

Поэтому при $t \rightarrow \infty$ кривая блеска, соответствующая некомпактной линзе, проходит ниже.

С ростом параметра Q область промежуточной асимптотики (??), (??) сужается, и при $Q > 1/2$ кривая блеска за каустикой сразу попадает в область,

где положение и яркость изображения описываются формулами для точечной линзы, т.е. в область «далекой» асимптотики (??).

6. ВЛИЯНИЕ БАРИОННОГО ЯДРА НА КРИВУЮ ЛИНЗИРОВАНИЯ НЕКОМПАКТНОГО ОБЪЕКТА

Выше мы рассматривали наиболее простую модель распределения плотности некомпактного объекта, характеризующуюся лишь одним параметром — радиусом тела R_x . Однако в небарионном объекте в период его формирования может оказаться захваченным значительное количество барионного вещества, которое затем, высвечивая энергию и оседая к центру, образует барионное ядро. Доля барионного вещества по отношению к полной массе некомпактного объекта должна быть в среднем порядка доли барионного вещества во Вселенной, т.е. $\sim 5\%$. Существование такого барионного ядра может оказать значительное влияние на картину микролинзирования.

Рассмотрим гравитационную линзу с распределением плотности небарионного вещества (??) и барионным ядром массой $M_b = \lambda M_x$ в центре; барионное ядро будем считать точечным (оправданность этого приближения обсуждается ниже). Потенциалы, создаваемые барионной и небарионной компонентами, складываются, и вместо (??) имеем

$$f_\lambda(\xi) = f(\xi) + \lambda/\xi. \quad (36)$$

При $\xi \rightarrow 0$ функция f_λ , в отличие от f , негра-

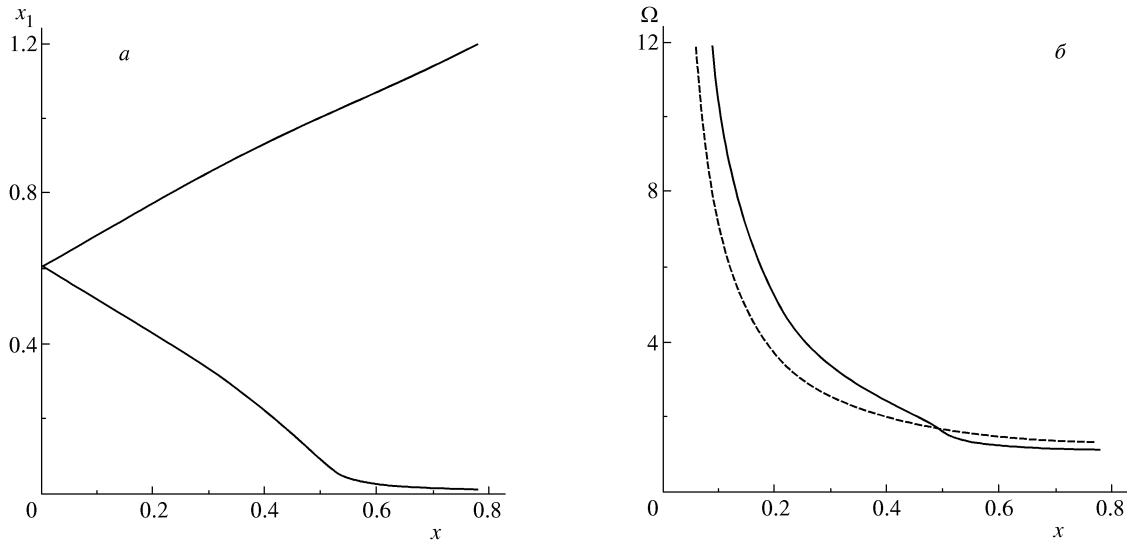


Рис. 6. Зависимости положения изображений $x_1(x)$ (а) и коэффициента увеличения $\Omega(x)$ (б) в случае некомпактной линзы с барионным ядром массой $M_b > \lambda_c(Q)M_x$; $Q = 0.5$, $\lambda = 0.01$. Штриховая линия — коэффициент увеличения точечной линзы с теми же параметрами

ниченно растет. Поэтому второе изображение, как и в случае точечной («шварцшильдовской») линзы, присутствует всегда, т. е. уравнение (??) при любом x имеет по крайней мере два решения. Однако в зависимости от соотношения параметров Q и λ возможны два варианта графика $x_1(x)$ (и, соответственно, $\Omega(x)$): при массе ядра, большей критического значения $\lambda_c(Q)M_x$, ни третье изображение, ни каустика не возникают — см. рис. 6, и график качественно не отличается от случая точечной линзы (рис. 2). Если же $\lambda < \lambda_c(Q)$, то существуют сразу две каустики в точках x_{c1} и x_{c2} , между которыми имеется четыре изображения — см. рис. 7. При $\lambda \rightarrow 0$ одна из точек каустики x_{c1} стремится к x_c , другая — к нулю. С ростом λ обе каустики удаляются от центра и при $\lambda = \lambda_c(Q)$ сливаются.

Первый вариант (отсутствие каустики) имеет место, если выполнено условие отсутствия экстремума функции $x(x_1)$, заданной уравнением (??) вместе с (??):

$$\forall x_1 : f'(x_1) - \lambda/x_1^2 < 1/Q. \tag{37}$$

Таким образом, критическое значение λ_c определяется выражением

$$\lambda_c(Q) = \max_{x_1} (x_1^2 f'(x_1) - x_1^2/Q).$$

Точка, в которой реализуется максимум, дает значение x_1 в точке каустики. Функция $\lambda_c(Q)$ возрастает с ростом Q от нуля до конечного значения

$$\lambda_0 = \lambda_c(\infty) = \max_{x_1} (x_1^2 f'(x_1)) \approx 0.023.$$

При $Q \leq 1$ она очень хорошо описывается приближенным выражением, которое получается при разложении $f(\xi)$ в ряд по степеням ξ :

$$\xi^2 f'(\xi) - \frac{\xi^2}{Q} = \frac{\alpha(2-\alpha)}{\alpha-1} C \xi^{3-\alpha} - \left(\frac{3-\alpha}{2(\alpha-1)} + \frac{1}{Q} \right) \xi^2 + O(\xi^4).$$

Здесь $C = F(-(\alpha-1)/2, 1/2, 3/2, 1) \simeq 0.8$, см. (??). Максимум достигается в точке

$$\xi \simeq \left[\alpha(2-\alpha)C / \left(\frac{2(\alpha-1)}{Q(3-\alpha)} + 1 \right) \right]^{\frac{1}{\alpha-1}}.$$

Отсюда для критического значения λ_c получаем

$$\lambda_c(Q) \simeq \frac{1}{2} (\alpha(2-\alpha)C)^{\frac{2}{\alpha-1}} \left(1 + \frac{2(\alpha-1)}{(3-\alpha)Q} \right)^{-\frac{3-\alpha}{\alpha-1}}.$$

Видно, что критическая доля барионной массы очень мала: при $Q = 1$ имеем $\lambda_c(1) \simeq 6.6 \cdot 10^{-3}$, а при $Q = 0.01$ имеем $\lambda_c(0.01) \simeq 1.5 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, более двух изображений может быть только при очень маленьком количестве барионной материи, а при средней доле барионной массы $\lambda \sim 5\%$ каустики не возникают.

В случае $\lambda < \lambda_c(Q)$, как показано на рис. 7, коэффициент увеличения $\Omega(x)$ обращается в бесконечность на каждой из каустик. Однако второй — «внутренний» — пик оказывается очень узким (на рис. 7 он изображен шире, чем на самом деле, из-за неточности счета вблизи каустики). Ширину этого «внутреннего» пика δx_{c2} можно оценить, учитывая, что

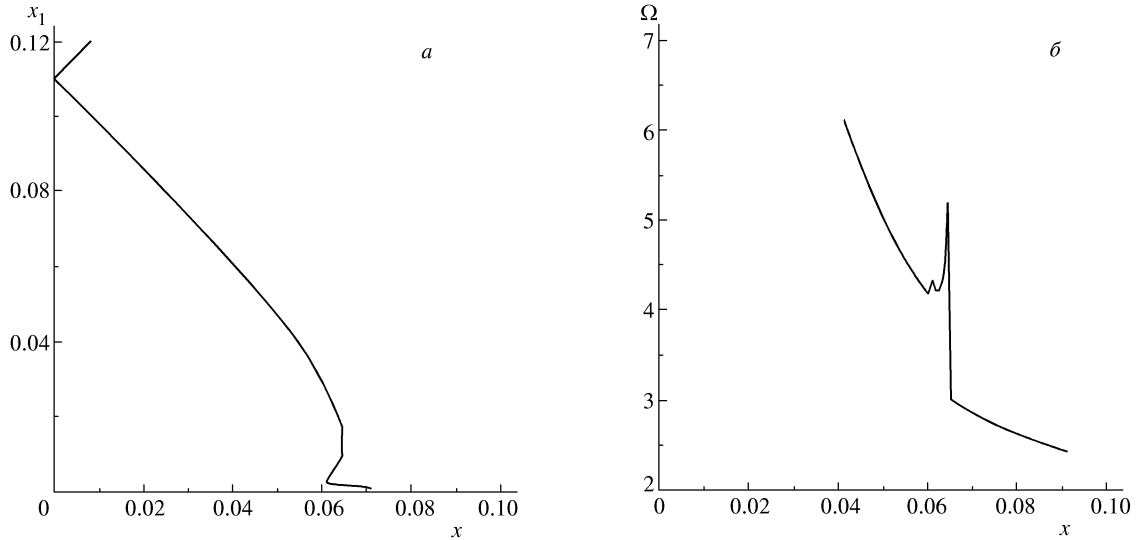


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для барионного ядра массой $M_b < \lambda_c(Q)M_x$; $Q = 0.1$, $\lambda = 2 \cdot 10^{-4}$

как λ , так и значение $x_1(x_{c2}) = y_{c2}$ в точке каустики x_{c2} много меньше единицы. Из условия равенства нулю производной dx/dx_1 следует, что в точке каустики

$$\lambda = y_{c2}^2 f'(y_{c2}) - \frac{1}{Q} y_{c2}^2.$$

Оставляя только первые порядки по y_{c2} и учитывая (??), (??), получим

$$\lambda \sim y_{c2}^{3-\alpha}, \quad x_{c2} \sim y_{c2}^{2-\alpha},$$

$$\delta x_{c2} \sim \frac{(y_{c2}/x_{c2})^2}{-f''(y_{c2})} \sim y_{c2}^{2(\alpha-1)+\alpha} \sim \lambda^{\frac{3\alpha-2}{3-\alpha}} \sim \lambda^3.$$

По-видимому, заметить такой узкий пик в наблюдениях было бы крайне сложно; поэтому наблюдаемая кривая блеска выглядела бы при таких малых λ практически так же, как и в отсутствие точечного ядра.

Напротив, при $\lambda > \lambda_c$ ядро даже при сравнительно небольшой массе может существенно изменить кривую блеска, «сгладив» имевшийся на ней максимум. Кривая блеска становится при этом более похожа на «шварцшильдовскую». На рис. 5б показана кривая блеска, создаваемая линзой с $Q = 0.1$, $\lambda = 0.01$, наиболее близкая к заданной кривой блеска, соответствующей точечной линзе. Из сравнения с рис. 5а видно, что дополнительный пик исчезает, а поведение кривой в области крыльев остается прежним.

Непрозрачность ядра. Итак, мы выяснили, как влияет на картину линзирования наличие точечного барионного ядра. Обрезание степенного распределения плотности тоже может иметь значение, однако легко показать, что оно не меняет качественно

ни положения и количества изображений, ни вида коэффициента усиления блеска.

С другой стороны, барионное тело непрозрачно, и лучи света, проходящие ближе радиуса R_b к центру линзы, поглощаются. Таким образом, картина положения изображений, приведенная на рис. 3а, 6а, 7а, искажается: исчезают все точки, лежащие ниже $x_1 = R_b/R_x$. Соответственно должен измениться и коэффициент увеличения блеска. Однако, полагая массу барионного ядра $M_b \sim 0.05M_x$, плотность в нем $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$, при $M_x = 0.5M_\odot$ получим $R_b \sim 3.5 \cdot 10^{10} \text{ см}$ (что примерно в 5 раз больше радиуса Юпитера), и при $R_x = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}$ ($Q \simeq 1$) имеем $R_b/R_x \sim 10^{-4}$. Из рис. 3а, 6а видно, что эта величина очень мала по сравнению с характерными значениями x_1 , и изображение, соответствующее нижней ветви графика, исчезает в тех случаях, когда его вклад в суммарную яркость и так практически равен нулю. Поэтому поглощением, вызванным барионным ядром, можно пренебречь; влияние же его потенциала гораздо более существенно.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вопрос о том, компактны ли обнаруженные при микролинзировании в гало Галактики невидимые объекты, оказывается принципиально важным для выяснения природы этих объектов и темной материи в целом. С этой точки зрения важно развитие тех аспектов теории микролинзирования, которые могут предоставить критерии и методики для экспериментального ответа на этот вопрос.

Как показано в работе, основные отличия кри-

вых блеска, создаваемых некомпактными линзами, от кривых блеска компактных (точечных) линз заключены в возможности появления дополнительных максимумов кривой блеска, а также в поведении кривой в области крыльев.

Дополнительные «односторонние» пики, расположенные симметрично относительно центрального максимума, оказываются достаточно узкими (до нескольких часов), что может осложнить их наблюдение. В то же время перепад яркости по разные стороны пика растет с убыванием его ширины и может быть обнаружен, даже если сам узкий пик остался незамеченным.

Заметим, что вторичные максимумы могут возникать и при микролинзировании на барионных объектах — в случае двойной линзы или двойной звезды — источника света. Однако при этом кривая блеска, вообще говоря, несимметрична. Вопрос о причине появления дополнительных пиков может быть решен в каждом конкретном случае на основе анализа их формы и положения.

В присутствии компактного барионного ядра массой в несколько процентов от полной массы объекта дополнительные максимумы исчезают, а скачкообразные перепады яркостей сильно сглаживаются. Кривая блеска, как и при точечной линзе, имеет «колоколообразную» форму. Наибольшие отличия от кривой, соответствующей компактной линзе, следует в этом случае ожидать на крыльях кривой блеска.

Обработка наблюдений одного из событий микролинзирования [?] дает для точечной линзы нормированное на число степеней свободы значение параметра $\chi^2 = 1.75$; предположение некомпактного объекта без барионного ядра дает оптимальное нормированное значение $\chi^2 = 1.77$ при $Q = 3.6 \pm 0.1$, что означает немного худшее согласие этой гипотезы с наблюдениями. Однако для некомпактного тела с точечным ядром (относительная масса $M_b/M_x = 5\%$) минимальное нормированное значение χ^2 достигается при $Q = 0.235 \pm 0.001$ и оказывается равным $\chi^2 = 1.71$. Таким образом, модель некомпактной линзы с ядром оказывается в этом случае несколько более предпочтительной, чем модель точечной линзы.

Масса линзирующего объекта во всех трех моделях оказывается равной $M_x \simeq 0.02M_\odot$ (при расстоянии до объекта 10 кпк, скорости 200 км/с). Радиус Эйнштейна в первых двух моделях $R_E = 3 \cdot 10^{13}$ см, в последней — $2.7 \cdot 10^{13}$ см. Размер небарионного объекта в модели без ядра ($Q = 3.6$) равен $R_x = 1.6 \cdot 10^{13}$ см, а в модели с барионным ядром ($Q = 0.235$) $R_x = 5.7 \cdot 10^{13}$ см. Все эти величины находятся в согласии с теоретическими оценками

ми (??), (??).

Таким образом, вопрос о том, компактны ли наблюдаемые при микролинзировании объекты темной материи, тесно связанный с вопросом об их природе, требует дальнейших исследований. В первую очередь необходимо добиться получения более полных и точных наблюдательных данных.

Автор благодарит А. В. Гуревича, К. П. Зыбина и Г. В. Чибисова за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Paczynski, *Astrophys. J.* **304**, 1 (1986).
2. C. Alcock, C. W. Akerlof, R. A. Allsman et al., *Nature* **365**, 621 (1993).
3. E. Aubourg, P. Barette, S. Brehin et al., *Nature* **365**, 623 (1993).
4. C. Alcock, R. A. Allsman, T. S. Axelrod et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2867 (1995).
5. C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves et al., *Astrophys. J.* **486**, 697 (1997).
6. T. Vandehei, K. Griest, C. Alcock et al., *AAS* **192**, 07.03 V (1998).
7. C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves et al., *Astrophys. J.* **479**, 119 (1997).
8. F. Derue, C. Afonso, C. Alard et al., submitted to *Astron. Astrophys.* (1999), E-print archives astro-ph/9903209.
9. A. Udalski, M. Szymanski, K. Z. Stanek et al., *Acta Astron.* **44**, 165 (1994).
10. А. Ф. Захаров, М. В. Сажин, *УФН* **168**, 1041 (1998).
11. А. Ф. Захаров, *Гравитационные линзы и микролинзы*, Янус, Москва (1997).
12. C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves et al., *Astrophys. J.* **518**, 44 (1999).
13. A. Udalski, M. Szymanski, S. Mao et al., *Astrophys. J. Lett.* **436**, L 103 (1994).
14. C. Alcock, W. H. Allen, R. A. Allsman et al., *Astrophys. J.* **491**, 436 (1997).
15. W. Sutherland, C. Alcock, R. A. Allsman et al., in *Proc. of the 1st Intern. Workshop on the Identification of Dark Matter, Sheffield, UK*, ed. by N. Spooner, Singapore: World Sci. (1996), p. 200; E-print archives astro-ph/9611059.
16. C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves et al., *Astrophys. J. Lett.* **499**, L 9 (1998).

17. C. Flynn, A. Gould, and J. Bahcall, *Astrophys. J. Lett.* **466**, L55 (1996).
18. A. V. Gurevich and K. P. Zybin, *Phys. Lett. A* **208**, 276 (1995).
19. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, В. А. Сирота, *УФН* **167**, 913 (1997).
20. A. V. Gurevich, K. P. Zybin, and V. A. Sirota, *Phys. Lett. A* **214**, 232 (1996).
21. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, В. А. Сирота, в *Трудах Второй Сахаровской конференции по физике*, Москва (1996), Singapore: World Scientific (1997), p. 127.
22. M. V. Sazhin, A. G. Yagola, and A. V. Yakubov, *Phys. Lett. A* **219**, 199 (1996).
23. D. L. Ossipov and V. E. Kuryan, *Phys. Lett. A* **223**, 157 (1996).
24. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, *ЖЭТФ* **94** (1), 3 (1988).
25. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, *УФН* **165**, 723 (1995).
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1988).
27. А. Л. Зельманов, В. Г. Агаков, *Элементы общей теории относительности*, Наука, Москва (1989).
28. С. Вейнберг, *Гравитация и космология*, Мир, Москва (1975).
29. C. Alcock, D. Bennett, R. Cook et al., *AAS* **187**, 47.07 B (1995).