

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ЭФФЕКТА ГРАВИТАЦИОННОЙ ЛИНЗЫ

Л. Х. ИНГЕЛЬ

Поступила 4 июля 1973

Пересмотрена 15 марта 1974

Рассмотрен ряд вопросов, связанных с возможными проявлениями эффекта фокусировки излучения в полях тяготения: особенности эффекта гравитационной линзы в двойных звездах и планетных системах; искажения поверхностной яркости, поляризации и спектра излучения при фокусировке; усиление блеска внегалактических туманностей, связанное с фокусировкой их излучения в полях звезд Галактики; линзовое действие ядра Галактики и др.

Наблюдение эффектов, связанных с гравитационной фокусировкой, может представлять большой интерес как для экспериментальной проверки общей теории относительности, так и для астрономии. Теоретическому исследованию возможностей проявления эффекта гравитационной линзы (ЭГЛ) посвящен ряд работ, например [1—7, 12, 14—18]. Мы остановимся на некоторых вопросах, которые на сегодняшний день выпали из поля зрения или были, на наш взгляд, рассмотрены неправильно.

1. В наиболее чистом виде ЭГЛ может проявиться при покрытии звезды другой звездой с достаточной степенью точности; оценки [1—3] говорят о весьма малой вероятности таких совпадений. Тем не менее, в работе [4] сделано конкретное предсказание: звезда 40 Eri-A в 1988 году будет покрывать далекую звезду. Точность этого предсказания, однако, недостаточна; требуются дальнейшие наблюдения. По нашим оценкам, основанным на данных [4], область наблюдаемого эффекта будет в Солнечной системе представлять собой полосу шириной около 120 млн км. Вероятность того, что Земля попадает в эту

зону, заведомо меньше 0.5. Следует обратить внимание на то, что указанная область во всяком случае не будет сильно удалена — на расстояние, не превышающее по порядку величины 1 а. е. Следовательно, после уточнения зоны наблюдаемого эффекта, его можно гарантированно наблюдать из космоса.

Интересно отметить, что для рассмотренного эффекта небезразлично наличие у звезды-линзы планетной системы.

Принято считать, что ввиду малости масс планет они не могут сколько-нибудь заметно проявлять себя как гравитационные линзы. „Фокусные расстояния“ таких линз всегда много больше размеров планетной системы. Поэтому излучение звезды никогда не может сфокусироваться планетой собственной системы, а планеты Солнечной системы не могут сфокусировать на Землю излучение удаленного источника.

Если же в качестве гравитационной линзы выступает звезда, достаточно удаленная как от источника, так и от наблюдателя (как это имеет место, например, в случае 40 Eri-A), то ее планетная система может играть большую роль, нежели просто малая добавка к массе звезды. Именно, планеты могут выступать как самостоятельные линзы.

Выражение для коэффициента усиления K блеска точечного источника при фокусировке излучения последнего в шварцшильдовом поле имеет следующий вид [5]:

$$K = \frac{1 + \frac{4r_g l_1^2}{Lr^2}}{\sqrt{1 + \frac{8r_g l_1^2}{Lr^2}}}, \quad (1)$$

где r_g — гравитационный радиус линзы,

r — удаление источника от оси, проходящей через наблюдателя и центр линзы, $L = l_1 l_2 / (l_1 + l_2)$,

l_1 — расстояние между источником и линзой,

l_2 — расстояние между линзой и наблюдателем.

В интересующем нас сейчас случае сильного эффекта ($K \gg 1$)

$$K = \sqrt{\frac{2r_g}{L}} \cdot \frac{l_1}{r}, \quad (2)$$

поэтому при переходе к линзам меньшей массы ширина зоны сильного эффекта убывает как квадратный корень из массы. Следовательно, планеты, в принципе, могут производить заметный ЭГЛ. Даже планета с массой Земли (не говоря уже о больших планетах), находясь в системе 40 Eri-A, приведет к появлению в Солнечной системе дополнительной зоны наблюдаемого эффекта шириной около 0.3 млн км.

В связи с большой ценностью любой информации о планетных системах, указанную возможность следует иметь в виду, учитывая, однако, что вероятность наблюдения линзового действия, производимого планетами, в лучшем случае еще на порядок меньше, чем для звезд.

2. Эффект отклонения света в поле тяготения приводит к сокращению продолжительности затмения в случае затменных двойных звезд. Пусть, для простоты, звезда А пренебрежимо малых размеров обращается по круговой орбите радиуса d вокруг звезды В радиуса R_B ; наблюдатель находится в плоскости орбиты. Тогда простое геометрическое рассмотрение показывает, что относительное укорочение за счет эффекта Эйнштейна затмения звезды А звездой В

$$\delta = \frac{2r_B d}{R_B^2}, \quad (3)$$

где r_B — гравитационный радиус звезды В.

Если В — звезда с параметрами Солнца, а $d = 40$ млн км (типичный случай), то $\delta \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, для наиболее распространенных двойных систем эффект укорочения затмения относительно мал, и мы не можем указать способа его наблюдательного подтверждения. Интересно отметить, что по абсолютной величине эффект в рассмотренной оценке уже довольно велик. При длительности затмения 3 часа, оно укорачивается примерно на 5 секунд — значительная величина для общерелятивистского эффекта в столь распространенных классических астрономических объектах.

Для широких пар с большими d затмение может существенно укорачиваться, а при $d \geq 0.5(R_B^2/r_B)$ оно вообще не наблюдается. Более того, при таких (и даже несколько меньших, см. ниже) расстояниях между компонентами блеск системы может усиливаться за счет фокусировки звездой В излучения компоненты А. На возможность проявления ЭГЛ в двойных системах указано, например, в [5]. Для реальных оценок надо, конечно, учитывать размеры звезды А. Будем для простоты рассматривать ее как равномерно светящийся диск радиуса R_A и ограничимся случаем, когда центр звезды В проектируется на центр А. Тогда при

$$d > d_1 = \frac{R_B(R_A + R_B)}{2r_B} \quad (4)$$

звезда В не оказывает заслоняющего действия. Величина эффекта фокусировки получается усреднением выражения (1) по всей поверхности диска А:

$$K_0 = \sqrt{1 + \frac{8r_g l_1^2}{LR_A^2}} \quad (5)$$

(в данном случае $r_g = r_B$, $l_1 = d \ll l_2$, $L \simeq l_1$).

При меньших d надо учитывать и заслоняющее действие звезды-линзы. Если

$$d_1 \geq d \geq d_2 \equiv \frac{R_B(R_B - R_A)}{2r_B}, \quad (6)$$

то простое геометрическое рассмотрение приводит к выражению

$$K_0 = \frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8dr_B}{R_A^2}} + 1 \right)^2 - \frac{R_B^2}{R_A^2}. \quad (7)$$

Наконец, случай $d \leq d_2$, возможный при $R_B \geq R_A$, соответствует полному затмению, т. е. $K_0 = 0$.

В [5], в основном, рассматривается фокусировка полем черной дыры, входящей в двойную систему (см. также [15]), но высказывается мнение, что и в обычных двойных системах, по-видимому, может проявляться ЭГЛ*. Из приведенных выражений видно, однако, что в случае звезд главной последовательности ЭГЛ может проявляться только при размерах орбит, превышающих десятки миллиардов километров. Проанализировав затменные переменные с известными элементами орбит [8], мы не нашли ни одной пары, сколько-нибудь близкой к возможности проявления ЭГЛ.

Укажем также на следующее обстоятельство. Как известно, звезды излучают в относительно больших количествах высокочастотные гравитационные волны [9, 10] и нейтрино. Две звезды, входящие в пару, могут взаимно фокусировать эти излучения. По ряду причин эта фокусировка более эффективна, чем в случае электромагнитных волн (факт, частично уже осознанный в работах [6, 7]). Таким образом, достаточно широкие двойные системы представляют собой в некотором роде нейтринные и гравитационные „пульсары“. Их свойства зависят от внутреннего строения звезд и требуют специального рассмотрения.

3. На внегалактическую туманность, наблюдаемую в области Млечного Пути, проектируется некоторое число звезд Галактики.

* В работе [14], вышедшей после того, как настоящая статья была направлена в печать, повторены некоторые результаты [5], а также получен ряд новых результатов и сделан вывод о весьма малой вероятности наблюдения ЭГЛ в двойных системах звезд главной последовательности.

Каждая из этих звезд фокусирует излучение туманности, что, вообще говоря, приводит к завышению ее наблюдаемой светимости. Этот эффект впервые был рассмотрен в работе [11], где сделан вывод о возможности существенного увеличения поверхностной яркости туманностей. В [3] указано на неправильность такого утверждения: поверхностная яркость не может меняться при ЭГЛ*. Меняется телесный угол, под которым виден объект, и, следовательно, его интегральный блеск. Ошибочность результатов [11] мы видим также и в их большой критичности к размерам звезд-линз, в то время как из простых соображений видно, что размеры звезд в рассматриваемом эффекте не должны играть никакой роли. Задача нуждается в пересмотре.

Если звезда проектируется на центр туманности, имеющей форму равномерно светящегося диска, то коэффициент, с которым возрастает за счет ЭГЛ блеск туманности, очевидно, выражается формулой (5), где под R_A следует понимать радиус туманности. Если гравитационный радиус звезды-линзы r_g принять равным $3 \cdot 10^5$ см, а $l_2 = 3 \cdot 10^{22}$ см, то, как нетрудно проверить, для относительного прироста блеска получается величина в $3 \cdot 10^7$ раз меньшая, чем по результатам [11]. Это означает, что рассмотренный эффект всегда пренебрежимо мал.

В последнее время в ряде работ (например, [12, 16]) предпринимались попытки интерпретировать некоторые проявления активности ядра Галактики как результат фокусировки этим массивным ядром излучений более удаленных источников. Например, в [12] высказано предположение о возможности фокусировки ядром Галактики реликтового гравитационного излучения. Из приведенного выше рассмотрения ясно, что изотропное излучение фокусироваться не может (фону формально соответствует в (5) $R_A = \infty$, $K_0 = 1$). Лишь достаточно мелкокомасштабные (в пространстве) флуктуации фона (с неискаженными угловыми размерами

$$\varphi \lesssim \sqrt{\frac{8r_g}{l_\Gamma}}, \quad (8)$$

где r_g — гравитационный радиус ядра Галактики, l_Γ — расстояние до него) могут фокусироваться. Это относится, разумеется, не только к гравитационному фону.

Формула (8), как и (2), зависит от корня квадратного из расстояния между линзой и наблюдателем (предполагается $l_1 \gg l_2$). Это

* Как будет показано ниже, последнее утверждение тоже не совсем точно; оно, строго говоря, справедливо только для случаев равномерно светящихся поверхностей, которыми в данной задаче мы с достаточным основанием ограничиваемся.

означает, что фокусирующее действие ядра другой галактики, при прочих равных условиях, отличается от фокусирующего действия ядра Галактики на фактор $\sqrt{l_A/l_G}$ (l_A — расстояние до ядра другой галактики). Для ядра М 31, например, эта величина составляет всего 8.5. В то же время собственная активность ядра М 31, при прочих равных условиях, наблюдается в $(l_A/l_G)^2 \approx 5000$ раз слабее. Столь большую разницу, в принципе, можно использовать для селекции эффекта фокусировки. Напомним, что предполагалось $l_1 \gg l_G, l_A$ (в более общем случае селекция не столь велика; общие формулы нетрудно получить из (1)).

4. До сих пор при рассмотрении протяженных источников предполагалась однородность их поверхностной яркости. Пусть теперь гравитационная линза проектируется на протяженный объект, светимость которого распределена неоднородно. Наибольшей фокусировке подвергаются лучи из ближайшей окрестности точки, на которую проектируется линза. Если эта окрестность относится, например, к числу наиболее ярких участков объекта, то в результате фокусировки ее относительная доля в наблюдаемой поверхности и, следовательно, в светимости объекта возрастет. Соответственно возрастет и средняя поверхностная яркость объекта. Таким образом, действие ЭГЛ, в принципе, может приводить к изменению средней поверхностной яркости.

Формула (5), например, выведена в предположении, что источник представляет собой равномерно светящийся диск радиуса R_A (в дальнейшем опускаем индекс), на центр которого проектируется линза. Учтем теперь потемнение к краю диска, существующее у реальных звезд. Обычно рассматривается закон потемнения вида

$$I(r) = I_0(1 - u + u\sqrt{1 - r^2/R^2}), \quad (9)$$

где $0 < u \leq 1$, $I(r)$ — поверхностная яркость на расстоянии r от центра звезды-источника.

Выражение (5) описывает относительный прирост телесного угла, под которым виден источник. Если линза проектируется на наиболее яркую центральную часть источника, то кроме телесного угла возрастает и средняя поверхностная яркость; суммарный эффект фокусировки будет больше, чем считалось ранее в настоящей и цитированных работах. Для оценки суммарного эффекта надо усреднить (1) по поверхности источника с весом, определяемым формулой (9). Для величины полного эффекта получается выражение

$$K_n = \frac{\sqrt{1+2\beta}}{1-\frac{1}{3}u} \left\{ 1-u + \frac{2}{3}u[(1+\beta)E(\sqrt{1+2\beta}^{-1}) - \beta S(\sqrt{1+2\beta}^{-1})] \right\}, \quad (10)$$

где $\beta = (4r_e l_1^2)/LR^2$, S и E — полные эллиптические интегралы соответственно первого и второго родов. Величина $\chi = K_n/K_0$ и представляет собой коэффициент, с которым увеличивается средняя поверхностная яркость. Отметим, что кривые изменений светимости при ЭГЛ, например в двойных системах, будут за счет рассмотренного эффекта более крутыми, чем по результатам [5, 14].

Сделаем оценку. Пусть $u = 1$, $\beta \gg 1$ (случай сильного ЭГЛ). Получаем $\chi \equiv K_n/\sqrt{1+2\beta} \simeq 3\pi/8 \simeq 1.18$. Эффект увеличения поверхностной яркости заметный, хотя и небольшой. Указанный эффект может быть гораздо больше в случаях, когда линза перемещается на фоне существенно неоднородного объекта, например, галактики.

Аналогичным образом можно рассмотреть вопрос об искажении поляризационной картины и спектра в результате ЭГЛ.

Известно, что при распространении электромагнитных волн в поле тяготения возможны поляризационные эффекты [13]. Сделанные нами простые оценки показывают, однако, что в реальных случаях, даже при гравитационной фокусировке сверхплотными звездами, такие эффекты незначительны (кроме, может быть, гипотетического случая тесной системы двух и более сверхплотных объектов). Это объясняется незначительностью доли лучей, проходящих в достаточно сильном поле в непосредственной близости от звезды-линзы по сравнению со всем фокусируемым излучением. Однако, если поляризация излучения протяженного объекта распределена по его поверхности неоднородно, то при фокусировке поляризационная картина может искажаться аналогично рассмотренному выше изменению поверхностной яркости.

Таким же образом при ЭГЛ может искажаться и спектр протяженных объектов; существует и еще один механизм, искажающий спектр.

Пусть, например, фокусируется оптическое и радиоизлучение некоторого объекта (будем для простоты считать его точечным). До сих пор в настоящей работе ЭГЛ рассматривался в рамках геометрической оптики. При этом, как нетрудно показать из (1), светимость, наблюдаемая вблизи оси источник—линза, спадает обратно пропорционально расстоянию x от этой оси. Но возможна ситуация [17], когда радиоизлучение необходимо рассматривать в рамках волновой оптики.

При этом наблюдаемая светимость будет спадать от оси источник—линза по другому, более плавному, чем $1/x$ закону [17]. Таким образом, два наблюдателя, на разных расстояниях от упомянутой оси будут наблюдать разные соотношения светимостей в радио- и оптическом диапазонах.

5. Предположим, что в центре Галактики находится массивный вращающийся релятивистский диск. Излучение источника гравитационных волн, находящегося внутри диска, будет иметь тенденцию к фокусировке вблизи плоскости диска (которая, как естественно предположить, близка к плоскости Галактики). Такая модель рассмотрена в [18] как одна из возможных интерпретаций известных результатов Вебера. Фокусирующие свойства такой системы, однако, оказались довольно скромными. Дело в том, что при прохождении вдоль плоскости диска излучение попеременно фокусируется и дефокусируется [18]. Поэтому оказывается маловероятным, чтобы излучение вышло из диска именно в сфокусированном состоянии (это может произойти только если параметры диска находятся в некоторых узких интервалах вблизи ряда дискретных значений).

Указанную модель, однако, нетрудно улучшить таким образом, чтобы фокусировка вблизи плоскости диска была если не неизбежной, то, во всяком случае, весьма вероятной.

Пусть, например, диск случайным образом анизотропен (нет оснований предполагать строгую изотропию). Тогда и фокусировка излучения от источника, находящегося в центре диска, будет происходить в разных направлениях различно, и становится вполне вероятным (см. формулы работы [18]), что в отдельных направлениях излучение может покидать диск именно в сфокусированном состоянии. Тогда вращающийся диск приобретает свойства „гравитационного пульсара“. Такими свойствами будет обладать и изотропный диск, если источник гравитационного излучения смещен относительно центра. Если же допустить возможность существования нескольких источников, находящихся в различных точках диска, то пульсар будет многолепестковым.

Еще одна возможность состоит в том, что диск (пусть изотропный и с источником в центре) пульсирует. В течение периода пульсации параметры диска могут проходить через значения, соответствующие фокусировке излучения, покидающего диск.

ON SOME POSSIBLE MANIFESTATIONS OF
THE GRAVITATIONAL LENS EFFECT

L. H. INGEL

Some questions of the gravitational lens effect are considered i.e. the lens effect in binaries and planetary systems; distortions of the surface brightness, polarization and spectrum of radiation under focus; the intensification of visible luminosity of the extragalactic nebula due to lens effect in the gravitational fields of the stars of Galaxy; the lens action of the Galaxy nucleus etc.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S. Liebes, *Phys. Rev.*, 133, В 835, 1964.
2. S. Refsdal, *M. N.*, 128, 295, 1964.
3. Г. М. Идлис, Э. Х. Курмакаев, *Труды Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР*, 5, 179, 1965.
4. W. A. Feibelman, *Science*, 151, 73, 1966.
5. C. Leibovitz, D. P. Hubs, *Astron. Astrophys.*, 15, 251, 1971.
6. E. E. Clark, *M. N.*, 158, 233, 1972.
7. Л. Х. Ингель, *Астрон. ж.*, 50, 1331, 1973.
8. М. А. Свечников, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Уч. зап. Уральского гос. ун-та, № 88, 1969.
9. M. Carmeli, *Phys. Rev.*, 158, 1243, 1967.
10. М. Е. Герценштейн, *ЖЭТФ*, 41, 113, 1961.
11. А. Ф. Богородский, *Публ. Киевской астрон. обс.*, № 11, 17, 1962.
12. I. Weber, *Phys. Rev. Lett.*, 25, 180, 1970.
13. Ю. С. Владимиров, И. Ф. Исхаков, *Изв. вузов. Физика*, № 8, 45, 1970.
14. A. Maeder, *Astron. Astrophys.*, 26, 215, 1973.
15. C. T. Cunningham, I. M. Bardhan, *Ap. J.*, 173, L137, 1972.
16. I. K. Lawrence, *Nuovo cimento*, B6, 225, 1971.
17. А. В. Бялко, *Астрон. ж.*, 46, 998, 1969.
18. I. K. Lawrence, *Ap. J.*, 171, 483, 1972.