

Гравитационная фокусировка излучения протяженного в пространстве и переменного во времени источника

А. А. Минаков, Ю. И. Нечаев

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины,
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 22 декабря 1998 г.

Показано, что при гравитационной фокусировке переменных во времени и протяженных в пространстве источников излучения происходит сложная деформация кривых изменений блесков изображений источников, формируемых гравитационной линзой. Временные изменения блесков изображений будут тем больше отличаться друг от друга и от истинного изменения блеска источника, чем ближе они расположены к критической кривой в плоскости линзы. Гравитационная линза действует подобно низкочастотному фильтру, пропуская без искажения медленные временные вариации яркости источника и сглаживая быстрые.

Показано, що при гравітаційному фокусуванні змінних у часі та протяжних у просторі джерел випромінювання відбувається складна деформація кривих зміни блисків зображень джерел, сформованих гравітаційною лінзою. Часові зміни блисків зображень будуть тим більше відрізнятися одна від одної та від істинної зміни блиску джерела, чим ближче вони розташовані до критичної кривої в площині лінзи. Гравітаційна лінза діє подібно до низькочастотного фільтру, пропускаючи без спотворення повільні часові варіації яскравості джерела та згладжуючи швидкі.

Еще задолго до открытия первой гравитационной линзы (ГЛ) Рефсдалом [1] было показано, что, измеряя время задержки Δt в изменениях интенсивности двух изображений одного и того же источника излучения, можно определить постоянную Хаббла и массу ГЛ. К настоящему моменту самой изученной ГЛ является двойной квазар 0957+561A,B, обнаруженный в 1979 г. [2]. Накопленные многолетние данные в оптическом [3,4] и радиодиапазонах [5] позволили поставить вопрос об экспериментальном определении Δt и оценке постоянной Хаббла. В основе определения Δt лежит утверждение о том, что кривая изменения блеска одного изображения источника, с учетом присутствия ошибок измерения и возможного эффекта микролинзирования, должна повториться с некоторой временной задержкой во втором изображении [5]. Статистическая обработка результатов измерений, проводимая различными авторами и различными методами пока, к сожалению, не привела к однозначному ответу о величине Δt . Различия, возникающие в оценке Δt , связывают с ошибками, присущими методом статистической обработки неравномерно распределенного во времени дискретного набора данных. Укажем еще на одну детерминированную особенность гравитационной фокусировки, которая может существенно повлиять на точность определения Δt . Простые рассуждения показывают, что при гравитационной фокусировке переменных ис-

точников происходит не только пространственное, но и временное перераспределение излучения. Характеристики ГЛ при этом будут зависеть еще и от параметров сигнала, а кривые изменений блесков изображений могут отличаться друг от друга. Для переменных во времени источников необходимо рассматривать пространственно-временную фокусировку излучения, что и являлось целью настоящей работы.

Основу геометрооптического анализа эффекта гравитационной фокусировки составляет уравнение линзы, определяющее изменение положения "точечного" элемента поверхности источника под действием линзового эффекта поля тяготения близлежащего объекта. Согласно рис. 1 в системе координат, в которой ось Z соединяет центр масс ГЛ и точку наблюдения P , в приближении параксиальной оптики и тонкой линзы можно записать следующее равенство:

$$\tilde{\psi}_s = \tilde{\psi} + \frac{\tilde{z}}{z_p} \tilde{\Theta}(\tilde{\psi}) = \tilde{F}(\tilde{\psi}), \quad (1)$$

где $\tilde{\psi}_s$ и $\tilde{\psi}$ – соответственно истинное и наблюдаемое угловые положения "точечного" элемента поверхности источника; $\tilde{\Theta}(\tilde{\psi})$ – угол гравитационного отклонения луча, отсчитываемый в плоскости линзы ($z=0$); $\tilde{z} = z_p z_s / (z_p + z_s)$, а z_p и z_s – расстояния от на-

блюдателя (P) и источника (S) до ГЛ соответственно. Для упрощения формул ниже будет рассматриваться гравитационная фокусировка на фоне плоского пространства-времени, хотя не составляет труда и обобщение результатов на случай космологических расстояний.

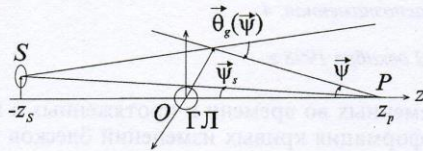


Рис. 1. Взаимное расположение источника излучения S , приемника P и гравитационной линзы ГЛ. $\bar{\psi} = (\psi_x, \psi_y)$ – двумерный угол наблюдения, $\bar{\psi}_S = (\psi_{Sx}, \psi_{Sy})$ – угол, задающий истинное положение элемента поверхности источника

При фокусировке происходит сложная деформация видимого изображения источника и перераспределение яркости внутри него. Если параметры источника и ГЛ не изменяются во времени, то наблюдаемое через ГЛ распределение яркости $I_p(\bar{\psi})$ связано с истинным распределением источника $I_s(\bar{\psi}_s)$ выражением типа свертки [8]:

$$I_p(\bar{\psi}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_s(\bar{\psi}_s) \delta[\bar{\psi}_s - \bar{F}(\bar{\psi})] d\bar{\psi}_s. \quad (2)$$

Здесь $\delta[\bar{\psi}]$ – дельта-функция. Формула (2) математически отображает присущее всем непоглощающим линзам свойство неизменности яркости вдоль бесконечно тонкого луча. Если угловые размеры изображений, формируемых ГЛ, малы по сравнению с разрешающей способностью телескопа, то в точке наблюдения будет регистрироваться интегральная по углам яркость (блеск):

$$J_p = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(\bar{\psi}) d\bar{\psi}. \quad (3)$$

Предположим теперь, что яркость I_s изменяется не только по поверхности источника, но и во времени: $I_s = I_s(\bar{\psi}_s, t)$, а параметры ГЛ практически сохраняют свои значения.

Локальная скорость распространения сигнала в поле тяготения, имеющего слабый по-

тенциал Φ ($|\Phi|/c^2 \ll 1$), равна $c/n(\bar{r})$, где c – скорость света в вакууме, а

$$n(\bar{r}) = 1 - \frac{2}{c^2} \Phi(\bar{r}) \quad (4)$$

показатель преломления эффективной “среды” [8]. Время распространения сигнала вдоль виртуального луча, соединяющего точечный элемент поверхности источника S , произвольную точку экрана-линзы и точку наблюдения P , пропорционально интегралу от $n(\bar{r})$ вдоль криволинейного луча L :

$$t_p = c^{-1} \int_L n(\bar{r}) dl. \quad (5)$$

В приближениях параксиальной оптики и “тонкой” линзы интегрирование вдоль криволинейного луча в (5) можно заменить на интегрирование вдоль прямолинейных отрезков, соединяющих элемент поверхности источника с точкой экрана и точку экрана с наблюдателем. В результате несложных вычислений получим

$$I_p(\bar{\psi}, \bar{\psi}_s) = c^{-1} \left[z_p + z_s + \frac{z_p(z_p + z_s)}{z_s} \left(\frac{1}{2} \frac{z_p + z_s}{z_p} \psi_s^2 + \frac{1}{2} \psi^2 - \bar{\psi} \bar{\psi}_s \right) \right] + \frac{2Gz_p^2}{c^3} \int_{\Sigma} d\bar{\psi}' \sigma(z_p \bar{\psi}') \ln \frac{4z_s}{z_p (\bar{\psi} - \bar{\psi}')^2}. \quad (6)$$

Первое слагаемое в формуле (6) соответствует времени распространения сигнала в пустом пространстве вдоль ломаного луча “источник – линза – наблюдатель” (см. рис. 1), второе – времени распространения, связанному с присутствием гравитационного поля. Эта добавка определяется по известному распределению поверхностной плотности масс $\sigma(z_p \bar{\psi}')$, которая выражается в $\text{кг}/\text{м}^2$, в пределах проектируемой на небесную сферу поверхности гравитационной линзы Σ (G – постоянная тяготения).

Наблюдаемые через ГЛ яркость и блеск переменного во времени источника могут быть определены аналогично (2), (3):

$$I_p(\bar{\psi}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_s[\bar{\psi}_s, t - t_p(\bar{\psi}, \bar{\psi}_s)] \delta[\bar{\psi}_s - \bar{F}(\bar{\psi})] d\bar{\psi}_s, \quad (7)$$

$$J_p(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\bar{\psi}, t) d\bar{\psi}. \quad (8)$$

Выражение (7) имеет простой физический смысл. Каждому выбранному углу наблюдения $\bar{\psi}$ аппаратная функция линзы $\delta[\bar{\psi}_s - \bar{F}(\bar{\psi})]$ ставит в соответствие точечный элемент поверхности источника с истинным углом $\bar{\psi}_s$ и поверхностной яркостью $I_s(\bar{\psi}_s, t)$. Временные изменения $I_s(\bar{\psi}_s, t)$ будут регистрироваться наблюдателем под углом $\bar{\psi}$ с временной задержкой $t_p(\bar{\psi})$. Точное совпадение временных зависимостей яркостей и блесков источника и его изображений происходит только для точечных источников излучения. При фокусировке протяженных источников возникают различия в формах временных кривых.

В качестве примера рассмотрим фокусировку переменного протяженного источника одной из самых простых ГЛ – точечной массой. Для этой линзы

$$\sigma(z_p, \bar{\psi}) = M\delta(z_p - \bar{\psi}), \quad \bar{\Theta}(\bar{\psi}) = -\frac{2r_g}{z_p\psi^2} \bar{\psi}, \quad (9)$$

где M – суммарная масса; $r_g = 2GM/c^2$ – гравитационный радиус ГЛ. Согласно формулам (1) и (6) получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \bar{F}(\bar{\psi}) &= \bar{\psi} \left(1 - \frac{\psi_l^2}{\psi^2} \right), \quad (10) \\ t_p(\bar{\psi}, \bar{\psi}_s) &= t_0 + \frac{z_p(z_p + z_s)}{cz_s} \times \\ &\times \left(\frac{1}{2} \frac{z_p + z_s}{z_p} \psi_s^2 + \frac{1}{2} \psi^2 - \bar{\psi} \bar{\psi}_s - \psi_l^2 \ln \frac{\psi}{\psi_l} \right). \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь t_0 – составляющая времени распространения сигнала, не зависящая от углов $\bar{\psi}$ и $\bar{\psi}_s$; $\psi_l = \sqrt{2r_g z_s / z_p(z_p + z_s)}$ – угловой радиус кольца Эйнштейна.

В качестве протяженного переменного во времени источника выберем гауссов источник излучения:

$$I_s(\bar{\psi}_s, t) = \frac{1}{2\pi\Psi_0^2} \exp\left\{-\frac{(\bar{\psi}_s - \bar{\Psi}_s)^2}{2\Psi_0^2}\right\} \cdot f(t, \bar{\psi}_s), \quad (12)$$

где Ψ_0 и $\bar{\Psi}_s$ – угловой размер и угловая координата максимума излучения источника соответственно, а $f(t, \bar{\psi}_s)$ – безразмерная функция (порядка единицы), учитывающая временные изменения. Рассмотрим два вида $f(t, \bar{\psi}_s)$.

А. Источник изменяется во времени как целое по закону

$$f(t, \bar{\psi}_s) = \frac{t}{T_s} \exp\left\{-\frac{t^2}{2T_s^2}\right\}, \quad t \geq 0. \quad (13)$$

В. По поверхности источника от его центра с некоторой скоростью $V \leq c$ бежит возмущающий импульс единичной амплитуды в виде расширяющегося кольца:

$$\begin{aligned} f(t, \bar{\psi}_s) &= h \left[t - \frac{z_p + z_s}{V} |\bar{\psi}_s - \bar{\Psi}_s| \right] - \\ &- h \left[t - T_0 - \frac{z_p + z_s}{V} |\bar{\psi}_s - \bar{\Psi}_s| \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

В формулах (13) и (14) введены следующие обозначения: T_s – характерное время изменения блеска источника, T_0 – длительность импульса,

$$h(t) = \begin{cases} 1, & t \geq 0; \\ 0, & t < 0. \end{cases} \quad (15)$$

Анализ эффекта гравитационной фокусировки удобнее проводить, используя безразмерное время $\tau = t/T_s$ (для случая **В** под T_s подразумевается время распространения сигнала по поверхности источника $T_s = (z_p + z_s)\Psi_0/V$) и нормированные углы $\bar{v} = \bar{\psi}/\psi_l$, $v_0 = \Psi_0/\psi_l$, $\bar{v}_s = \bar{\Psi}_s/\psi_l$. После несложных вычислений по формуле (7) получим выражения для распределений яркостей и блесков сфокусированных источников:

$$\begin{aligned} I_p^{A,B}(\bar{v}, \tau) &= \frac{1}{2\pi v_0^2} \exp\left\{-\frac{1}{2v_0^2} \left[\bar{v}_s - \bar{v} \left(1 - \frac{1}{v^2} \right) \right]^2\right\} \times \\ &\times f_{A,B}(\tau, v), \quad (16) \end{aligned}$$

$$J_p^{A,B}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p^{A,B}(\bar{v}, \tau) d\bar{v}. \quad (17)$$

Здесь

$$f_A(\tau, \nu) = [\tau - \tau_p(\nu)] \exp\left\{-\frac{1}{2}[\tau - \tau_p(\nu)]^2\right\},$$

$$\tau \geq \tau_{p \min}; \quad (18)$$

$$f_B(\tau, \nu) = h \left[\tau - \frac{1}{\nu_0} \left| \bar{v}_s - \bar{v} \left(1 - \frac{1}{\nu^2} \right) - \tau_p(\nu) \right| - \right. \\ \left. - h \left[\tau - \tau_0 - \frac{1}{\nu_0} \left| \bar{v}_s - \bar{v} \left(1 - \frac{1}{\nu^2} \right) - \tau_p(\nu) \right| \right], \quad (19)$$

$$\tau_p(\nu) = \tau_g \left[\left(1 - \frac{z_p}{\tilde{z}} \right) \left(1 - \frac{\nu^2}{2} \right) + \frac{z_s}{2\tilde{z}} \frac{1}{\nu^2} - \ln \nu \right], \quad (20)$$

$$\tau_g = 2r_g / cT_s, \quad \tau_0 = T_0 / T_s.$$

В вышеприведенных формулах отсутствует не зависящая от углов наблюдения величина t_0 , так как она влияет лишь на выбор начала временного отсчета.

Прежде чем приступить к определению $J_p(\tau)$ (17), рассмотрим зависимость времени задержки сигнала τ_p от угла наблюдения ν . Нетрудно показать, что функция $\tau_p(\nu)$ имеет минимум в точке

$$\nu_\tau = \left[\frac{z_s / \tilde{z}}{z_s / \tilde{z} - 1} \right]^{1/2} = \left[1 + \frac{z_p}{z_s} \right]^{1/2} > 1. \quad (21)$$

Величина $\tau_p(\nu)$ в этой точке равна

$$\tau_{p \min} = \frac{\tau_g}{2} [1 + \ln(1 - \tilde{z}/z_s)]. \quad (22)$$

Наличие минимума $\tau_p(\nu)$ означает, что временные изменения в источнике будут вначале отмечены наблюдателем под углом $\nu = \nu_\tau$. Затем эти изменения будут отмечаться и при других углах наблюдения.

Если бы гравитационная линза отсутствовала, то в точке наблюдения регистрировалось бы следующее изменение блеска рассматриваемого источника:

$$J_p^A(\tau) = \tau \exp\left\{-\frac{\tau^2}{2}\right\}, \quad \tau \geq 0; \quad (23)$$

$$J_p^B(\tau) = \begin{cases} 1 - \exp\{-\tau^2/2\} & 0 \leq \tau \leq \tau_0; \\ \exp\left\{-\frac{(\tau - \tau_0)^2}{2}\right\} - \exp\left\{-\frac{\tau^2}{2}\right\} & \tau > \tau_0. \end{cases} \quad (24)$$

Напомним, что величина τ здесь и далее отсчитывается с момента прихода сигнала в точку наблюдения (время распространения сигнала от источника до наблюдателя для упрощения анализа не учитывается).

Из теории гравитационной фокусировки стационарных во времени источников (см., например, [8]) известно, что эффект ГЛ наиболее ярко проявляется для источников с относительно небольшими угловыми размерами ($\nu_0 < 1$). В дальнейшем для оценок будем предполагать, что $\nu_0 \ll 1$. При $\nu_s = 0$ точечная линза формирует кольцевое изображение со средним радиусом $\nu = 1$ и шириной $\Delta\nu \approx \nu_0$. Блеск центрального источника усиливается с максимально достижимым коэффициентом усиления $q \approx 1/\nu_0$. При смещении источника с оси "линза - наблюдатель" $\nu_s > \nu_0$ будут наблюдаться два изображения: прямое "1" и инвертированное "2", расположенные по обе стороны ГЛ вне ($1 \leq \nu$) и внутри ($0 < \nu \leq 1$) кольца Эйнштейна. Коэффициенты усиления изображений "1" и "2" соответственно равны

$$q_{1,2} = \frac{1}{\nu_s} \frac{\nu_s^2/2 + 1}{\sqrt{\nu_s^2/4 + 1}} \pm \frac{1}{2}. \quad (25)$$

Анализ приведенных выше формул показывает, что фокусировка переменного во времени протяженного источника, с учетом распределенной по углам временной задержки сигнала (20), будет иметь некоторые особенности. Так, для центрального источника ($\nu_s = 0$) путем несложных вычислений можно получить следующие асимптотические оценки изменений блесков:

$$J_p^A(\tau) \sim \frac{1}{\nu_0 (1 + \nu_0^2 \tau_g^2)} \frac{\tau}{\sqrt{1 + \nu_0^2 \tau_g^2}} \exp\left\{-\frac{\tau^2}{2(1 + \nu_0^2 \tau_g^2)}\right\},$$

$$\tau \geq 0; \quad (26)$$

$$J_p^B(\tau) \sim \frac{1}{2v_0} \begin{cases} \Phi\left(\frac{x_1(\tau)}{\sqrt{2v_0}}\right) + \Phi\left(\frac{x_2(\tau)}{\sqrt{2v_0}}\right), & \tau_0 \geq \tau \geq 0; \\ \Phi\left(\frac{x_1(\tau)}{\sqrt{2v_0}}\right) + \Phi\left(\frac{x_2(\tau)}{\sqrt{2v_0}}\right) - \Phi\left(\frac{x_1(\tau-\tau_0)}{\sqrt{2v_0}}\right) - \\ - \Phi\left(\frac{x_2(\tau-\tau_0)}{\sqrt{2v_0}}\right), & \tau \geq \tau_0. \end{cases} \quad (27)$$

Здесь $\Phi(\tau)$ – интеграл вероятности;

$$x_{1,2}(\tau) = \frac{-(1 \mp v_0 \tau_g) + \sqrt{(1 \mp v_0 \tau_g)^2 + 2\tau_g v_0^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{z_s}{z_p}\right) \tau}}{\tau_g v_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{z_s}{z_p}\right)}, \quad v_0 \tau_g \leq 1. \quad (28)$$

Из формул (26)-(28) видно, что учет гравитационного запаздывания для источников с “нулевыми” ($v_0 \tau_g \ll 1$) и конечными ($v_0 \tau_g \sim 1$) угловыми размерами приводит к отличиям между временными зависимостями изменений блесков. Если для “точечного” источника ($v_0 \tau_g \ll 1$) распределение $J_p^A(\tau)$ пропорционально исходному распределению блеска (23), то для достаточно протяженного ($v_0 \tau_g \sim 1$) происходит падение максимального коэффициента усиления ГЛ и увеличение характерного временного масштаба изменения блеска. Аналогичные утверждения можно сделать и для источника типа В. На рис. 2, а, б в качестве примера представлены кривые изменений блесков центрального источника вида В для длительности исходного импульса $\tau_0 = 1$. Здесь и далее для численных оценок выбирались следующие параметры ГЛ и источника. Рассматривалась линза – галактика с массой $M \approx 10^{12} M_\odot$ ($r_g \approx 3 \cdot 10^{12}$ км), расположенная строго посередине между источником и наблюдателем ($z_s = z_p$). Угловые размеры источника излучения v_0 и величина запаздывания τ_g выбирались соответственно равными $v_0 = 0.1$, $\tau_g = 1; 10$.

При небольших смещениях источника с оси линзы ($v_0 < v_s \ll 1$), разбив область интегрирования в (17) на две части, соответствующие инвертированному ($0 < v \leq 1$) и прямому ($v \geq 1$)

изображениям, для источника вида А получим следующие асимптотические оценки изменений блесков двух изображений:

$$J_{p1,2}^A(\tau) \sim \frac{q_{1,2}(v_s)}{1 + v_0^2 \tau_g^2} \frac{(\tau \pm v_s \tau_g)}{\sqrt{1 + v_0^2 \tau_g^2}} \exp\left\{-\frac{(\tau \pm v_s \tau_g)^2}{2(1 + v_0^2 \tau_g^2)}\right\}, \quad (29)$$

Видно, что учет углового размера источника приводит к падению коэффициентов усиления (см. (25)) и к изменению характерных временных масштабов изменений блесков изображений “1” и “2”. Причем длительности импульсов после фокусировки не только возрастают по сравнению с исходной (см. (24)), но и, что самое важное, отличаются друг от друга.

Получить аналитически асимптотические оценки $J_p(\tau)$ для источника вида В при его смещениях с оси линзы не представляется возможным. Поэтому проводились численные оценки интеграла (17) для различных значений параметров v_s при $\tau_0 = 1$. Для выявления зависимости блеска сфокусированного источника $J_p(\tau)$ от величины параметра τ_g выбирались значения $\tau_g = 1; 10$. В качестве иллюстрации возможности наблюдения гравитационной фокусировки с помощью инструмента с недостаточным для наблюдения отдельных изображений разрешением вычисления производились для суммарного блеска источника (17), без разбиения области интегрирования на две части. Результаты численного счета представлены на рис. 2, в-з.

Анализ полученных выражений, а также графиков численного счета позволяет сделать некоторые выводы.

При наблюдении гравитационной фокусировки переменного во времени и протяженного в пространстве источника с использованием инструмента, не позволяющего разрешить отдельные изображения, присутствие изображений проявит себя во временной области, если время запаздывания между изображениями превосходит длительность импульса.

Формы кривых изменений блесков изображений и усиление изображений для модели точечной ГЛ зависят от величины параметра $v_0 \tau_g$. При $v_0 \tau_g \ll 1$ зависимости $J_p(\tau)$ пропорциональны исходным распределениям (23), (24). С ростом параметра $v_0 \tau_g$ происходит падение коэффициентов усиления блесков изображений и увеличение временных масштабов изменений $J_p(\tau)$. Можно предположить, что

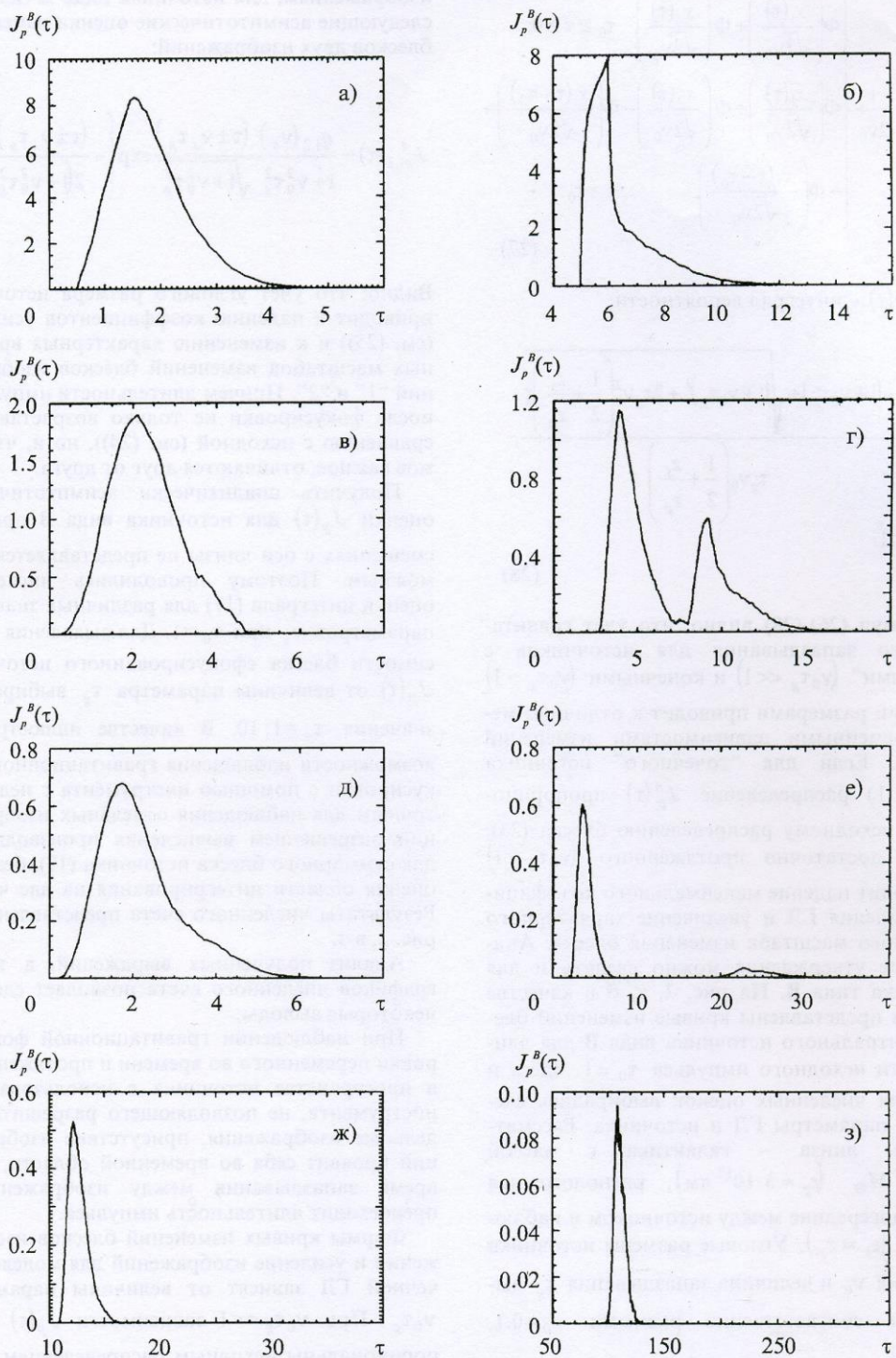


Рис. 2. Временные изменения блеска наблюдаемого через ГЛ источника при различных значениях параметров ν_s и τ_g :

а) $\nu_s=0.0$, $\tau_g=1.0$; б) $\nu_s=0.0$, $\tau_g=10$; в) $\nu_s=0.3$, $\tau_g=1.0$; г) $\nu_s=0.3$, $\tau_g=10$; д) $\nu_s=1.0$, $\tau_g=1.0$; е) $\nu_s=1.0$, $\tau_g=10$; ж) $\nu_s=5.0$, $\tau_g=1.0$; з) $\nu_s=5.0$, $\tau_g=10$

для более сложных ГЛ временные изменения блесков различных изображений будут отличаться друг от друга. Эти отличия будут тем сильнее, чем ближе изображения располагаются к критическим кривым в плоскости ГЛ. Этот факт нужно учитывать при корреляционном анализе, необходимом для определения времени запаздывания сигналов, приходящих от различных изображений.

Согласно данным наблюдений ГЛ угловой размер кольца Эйнштейна можно приближенно оценить в несколько угловых секунд ($\psi_l \sim 1''$). Если в качестве источников излучения рассматривать удаленные квазары, то относительный угловой размер v_0 лежит в пределах $v_0 \sim 10^{-2} + 10^{-3}$. Величина $l_s = cT_s$ определяет характерный линейный масштаб излучающей области источника. При выполнении неравенства $l_s < 2r_g v_0 \sim 10^{10}$ км начинает сказываться сглаживающее действие гравитационной линзы (уменьшение усиления и увеличение длительности сигнала). Другими словами, гравитационная линза работает как низкочастотный фильтр, пропуская без изменений сигналы с большой длительностью и сглаживая с малой.

Коэффициент усиления линзы зависит также от длительности импульса. Этот факт необходимо учитывать для источников, излучение которых представляет собой сумму стационарной и импульсной составляющих. Коэффициент усиления импульсной составляющей меньше стационарной.

Исследования, представленные в данной статье, проведены благодаря поддержке гранта CRDF для стран СНГ № UP2-302.

Литература

1. S. Refsdal. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 1964, **128**, No. 4, pp. 307-310.
2. D. Walsh, R. Carswell, R. Weymann. *Nature*. 1979, **279**, No. 5712, p. 381.
3. R. Schild, D. Thomson. *Astron J.* 1995, **109**, No. 5, pp. 1970-1978.
4. C. Vanderriest, et al. *Astron. & Astrophys.* 1989, **215**, No. 1, pp. 1-14.
5. J. Pelt, R. Kayser, S. Refsdal, T. Schramm. *Astron. & Astrophys.* 1995, **305**, No. 1, pp. 97-106.
6. R. Schild. *Lecture Notes in Physics*. 1990, **360**, pp. 102-107.
7. S. Kochanek, J. Hewitt. *Astrophys. Applications of GL*. 1966, IAU. Printed in Netherlands, pp. 51-52.
8. П. В. Блюх, А. А. Минаков. *Гравитационные линзы*. Киев, Наукова думка, 1989, 240 с.

Gravitational Lensing of Radiation of Extended and Alternating Source

A. A. Minakov, Yu. I. Nechayev

It is shown that gravitational lensing of alternating and extended source of radiation causes complicated deformation of brightness variation curves of the source images formed by a gravitational lens. The closer to the critical curve in the lens plane the images are, the more the temporal variations of their brightness differ from each other and from the true variation of the source brightness. A gravitational lens acts like a low-pass filter, transmitting slow temporal variations of the source brightness and smoothing out rapid ones.