Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Денисов, И. П. Денисова, С. И. Свертилов, Нелинейно-электродинамическое запаздывание электромагнитных сигналов в кулоновском поле, *ТМФ*, 2003, том 135, номер 2, 322–330

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf180>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.237.206.68

26 апреля 2023 г., 08:09:14

© 2003 г. В. И. Денисов*, И. П. Денисова[†], С. И. Свертилов*

НЕЛИНЕЙНО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ ЗАПАЗДЫВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ

Проведено исследование движения электромагнитных сигналов по законам параметризованной нелинейной электродинамики вакуума в кулоновском электрическом поле компактного гравитирующего центра. Вычислены углы отклонения лучей, по которым в этом поле распространяются электромагнитные волны двух нормальных мод. Определено время нелинейно-электродинамического запаздывания электромагнитного сигнала одной нормальной моды относительно электромагнитного сигнала другой нормальной моды при их распространении из одного и того же источника к наблюдателю.

Ключевые слова: нелинейная электродинамика вакуума, искривление лучей, запаздывание электромагнитных сигналов, нормальные моды.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в научной литературе обсуждаются [1], [2] возможности наблюдения эффектов нелинейной электродинамики вакуума, которые происходят в астрофизических условиях. В частности, в работе [1] было показано, что в поле заряженной черной дыры электромагнитные лучи будут испытывать не только гравитационное, но и нелинейно-электродинамическое отклонение. Поэтому законы линзирования лучей в поле такого объекта будут отличаться от законов линзирования в поле Шварцшильда [3]. Однако наблюдать эффект линзирования очень непросто. На наш взгляд, более перспективным для наблюдения является эффект нелинейно-электродинамического запаздывания электромагнитных сигналов в кулоновском поле, расчету которого посвящена настоящая работа.

Как известно [4], квантовая электродинамика и ряд других теоретических моделей предсказывают, что электродинамика в вакууме является нелинейной теорией. Это

*Московский государственный университет, Москва, Россия. E-mail: denisov@srd.sinp.msu.ru

[†]Российский государственный технологический университет, Москва, Россия

предсказание теории долгое время не имело экспериментального подтверждения. В настоящее время ситуация кардинально изменилась. Эксперименты по рассеянию лазерных фотонов на гамма-квантах, выполненные в Стэнфорде [5], убедительно доказали, что в случае слабых полей электродинамика Максвелла является лишь первым приближением к более общей нелинейной электродинамике вакуума.

В приближении слабого поля лагранжиан нелинейной электродинамики вакуума в произвольном псевдоримановом пространстве-времени с метрическим тензором g_{ik} может быть записан [6], [7] в параметризованном постмаксвелловском виде, аналогичном постньютоновскому разложению [8], которое применяется в теории гравитации:

$$L = \frac{\sqrt{-g}}{32\pi} \{2J_2 + \xi[(\eta_1 - 2\eta_2)J_2^2 + 4\eta_2 J_4]\} + O(\eta\xi^2 \mathbf{E}^6) - \frac{\sqrt{-g}}{c} j^n A_n, \quad (1)$$

где g – определитель метрического тензора исходного псевдориманова пространства-времени, $\xi = 1/B_q^2$, $B_q = m^2 c^3 / e\hbar = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс – характерное квантово-электродинамическое значение, $J_2 = F_{ik} F^{ki}$ и $J_4 = F_{ik} F^{km} F_{ml} F^{li}$ – независимые инварианты тензора электромагнитного поля F_{ik} , а значения безразмерных постмаксвелловских параметров η_1 и η_2 зависят от выбора модели нелинейной электродинамики вакуума.

В частности, квантовая электродинамика предсказывает [9], что параметры η_1 и η_2 имеют конкретные значения $\eta_1 = \alpha/(45\pi) = 5.1 \cdot 10^{-5}$, $\eta_2 = 7\alpha/(180\pi) = 9.0 \cdot 10^{-5}$, в то время как в теории Борна–Инфельда [10] они выражаются через постоянную a^2 , для которой известна лишь оценка снизу: $\eta_1 = \eta_2 = a^2 B_q^2 / 4$, $a^2 > 1.2 \cdot 10^{-32}$ Гс $^{-2}$.

Рассмотрим гравитирующий центр массы M , обладающий электрическим зарядом Q . Гравитационное поле этого центра в общей теории относительности описывается метрикой Рейсснера–Нордстрема [11]

$$g_{00} = 1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2}, \quad g_{rr} = -\frac{1}{g_{00}}, \quad g_{\theta\theta} = -r^2, \quad g_{\varphi\varphi} = -r^2 \sin^2 \theta, \quad (2)$$

где $r_g = 2GM/c^2$ – гравитационный радиус тела, $k = GQ^2/c^4$, причем будем считать, что $r_g/r < 1$ и $k/r^2 < 1$.

Тензор электромагнитного поля в этом случае будет иметь только одну ненулевую компоненту, и с необходимой точностью его можно записать в виде $F_{01} = Q/r^2$.

Уравнение эйконала для слабой электромагнитной волны, распространяющейся в гравитационном поле (2) по законам нелинейной электродинамики вакуума с лагранжианом (1), может быть получено стандартным способом (см., например, [12]). Оно имеет разный вид для двух независимых нормальных мод электромагнитных волн:

$$\begin{aligned} & \frac{r^2}{r^2 - r_g r + k} \left(\frac{\partial S}{\partial x^0} \right)^2 - \left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2} \right) \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)^2 - \\ & - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi} \right)^2 + \frac{4\eta_{1,2} Q^2}{B_q^2 r^6} \left[\left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi} \right)^2 \right] = O(\eta\xi^2 E^4), \quad (3) \end{aligned}$$

где $\eta_{1,2} = \eta_1$ для моды, поляризованной в плоскости, содержащей волновой вектор и гравитационный центр, и $\eta_{1,2} = \eta_2$ для моды, поляризованной перпендикулярно этой плоскости [13].

Таким образом, из уравнения (3) следует, что слабые электромагнитные волны распространяются по изотропным геодезическим эффективным пространства-времени, метрический тензор которого g_{eff}^{ik} в рассматриваемом случае имеет вид

$$\begin{aligned} g_{\text{eff}}^{00} &= \frac{r^2}{r^2 - r_g r + k}, & g_{\text{eff}}^{rr} &= -\left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2}\right), \\ g_{\text{eff}}^{\theta\theta} &= -\frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{4\eta_{1,2}\xi Q^2}{r^4}\right), & g_{\text{eff}}^{\varphi\varphi} &= -\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(1 - \frac{4\eta_{1,2}\xi Q^2}{r^4}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

В эти выражения входят три малых параметра r_g/r , k/r^2 и $\eta_{1,2}\xi Q^2/r^4$. Поэтому проведем вычисление основных нелинейно-электродинамических и гравитационных эффектов с квадратичной точностью по параметру r_g/r и линейной по параметрам k/r^2 и $\eta_{1,2}\xi Q^2/r^4$.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ УГЛА ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА

Найдем величину угла искривления луча в эффективном пространстве-времени с метрическим тензором (4). Так как это пространство-время обладает сферической симметрией, то движение фотонов будет плоским. Ориентируя систему координат так, чтобы эта плоскость совпала с плоскостью $\theta = \pi/2$, из уравнения (3) несложно получить выражения для компонент волнового вектора в сферической системе координат

$$\begin{aligned} K^0 &= \frac{E_0 r^2}{r^2 - r_g r + k}, & K^\varphi &= \frac{\alpha}{r^2} \left(1 - \frac{4\eta_{1,2}\xi Q^2}{r^4}\right), \\ K^r &= \pm \sqrt{E_0^2 - \frac{\alpha^2}{r^2} \left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2} - \frac{4\eta_{1,2}\xi Q^2}{r^4}\right)}, & K^\theta &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где знак плюс соответствует движению фотона от центра, а знак минус – к центру.

Предположим, что в начальный момент времени фотон имел частоту ω_0 и двигался из пространственной бесконечности вдоль оси x с прицельным расстоянием b . Тогда постоянные интегрирования E_0 и α будут иметь вид

$$E_0 = \frac{\omega_0}{c}, \quad \alpha = -\frac{\omega_0 b}{c}.$$

Разделим K^r на K^φ и возведем полученное равенство в квадрат. Вводя широко применяемую в небесной механике переменную $u = 1/r$, будем иметь

$$b^2 \left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 = 1 + 8N_{1,2}u^4 - b^2 u^2 (1 - r_g u + k u^2 + 4N_{1,2}u^4), \quad (6)$$

где $N_{1,2} = \xi\eta_{1,2}Q^2$.

При $r_g = k = N_{1,2} = 0$ решением этого уравнения является прямая линия $u = 1/r = -\sin(\varphi - \psi_0)/b$, проходящая с прицельным расстоянием b мимо центра под углом ψ_0 к положительному направлению оси x . Так как уравнение (6) справедливо только при выполнении условий $r_g/b < 1$, $k/b^2 < 1$, $N_{1,2}/b^4 < 1$, то нелинейно-электродинамическое и гравитационное воздействия рассматриваемых полей на распространение слабой электромагнитной волны лишь в малой степени изменяют траекторию фотона. Поэтому решение уравнения (6) будем искать методом последовательных приближений по указанным малым параметрам, представив его в виде

$$u = \frac{1}{r} = \frac{1}{b}[V + W \sin \Psi(\varphi)], \quad (7)$$

где V и W – константы.

В результате приходим к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} V = \frac{r_g}{2b}, \quad W_{1,2} = 1 + \frac{4N_{1,2}}{b^4} + \frac{5r_g^2 - 4k}{8b^2}, \\ \Psi_{1,2}(\varphi) = \varphi + \varphi_{1,2} + \frac{r_g}{2b} \cos(\varphi + \varphi_{1,2}) - \frac{r_g^2}{32b^2} [30(\varphi + \varphi_{1,2}) + \sin 2(\varphi + \varphi_{1,2})] + \\ + \frac{k}{8b^2} [6(\varphi + \varphi_{1,2}) - \sin 2(\varphi + \varphi_{1,2})] + \frac{N_{1,2}}{16b^4} [\sin 4(\varphi + \varphi_{1,2}) - 36(\varphi + \varphi_{1,2})]. \end{aligned} \quad (8)$$

Постоянные интегрирования $\varphi_{1,2}$, различные для двух нормальных мод электромагнитной волны, найдем из условия, что при $\varphi \rightarrow \pi$ луч проходит через точку $u = 0$. Тогда с принятой точностью приходим к выражению

$$\varphi_{1,2} = \frac{r_g}{b} + \frac{3\pi(5r_g^2 - 4k)}{16b^2} + \frac{9\pi N_{1,2}}{4b^4}. \quad (9)$$

Из выражений (7)–(9) следует, что в тех моделях нелинейной электродинамики вакуума, в которых $\eta_1 \neq \eta_2$, электромагнитные волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях и имеющие одинаковые прицельные расстояния b , распространяются по разным лучам.

Определим теперь величины нелинейно-электродинамического и гравитационного отклонений луча. Подставляя в выражение (7) $\varphi = \delta\varphi$ и $u = 0$, получим

$$\delta\varphi_{1,2} = -\frac{2r_g}{b} - \frac{3\pi(5r_g^2 - 4k)}{16b^2} - \frac{9\pi N_{1,2}}{4b^4}. \quad (10)$$

Первые два слагаемых в этом выражении дают гравитационное отклонение луча (см., например, [14]), а последнее – нелинейно-электродинамическое. Отрицательный знак угла нелинейно-электродинамического отклонения в выражении (10) показывает, что

кулоновское поле электрически заряженного гравитационного центра действует на электромагнитные волны как собирающая линза.

Таким образом, две нормальные моды электромагнитной волны, излучаемые одним и тем же источником, после прохождения в гравитационном и электрическом полях рассматриваемого центра будут распространяться по разным лучам, угол между которыми равен

$$\delta\varphi = \frac{9\pi(N_2 - N_1)}{4b^4} = \frac{9\pi(\eta_2 - \eta_1)\xi Q^2}{4b^4}.$$

Однако наблюдать этот эффект из-за большого расстояния до астрофизических объектов (тысячи парсек) в настоящее время практически невозможно.

3. ЗАКОНЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ ПО ЛУЧАМ

Предположим, что в точке $r = R_s$, $\varphi = \pi$ расположен источник электромагнитных волн. Пусть этот источник в некоторый момент времени излучает два импульсных электромагнитных сигнала, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Эти сигналы будут распространяться по различным лучам и достигнут наблюдателя, находящегося в точке $r = R_o$, $\varphi = \varphi^*$, в разные моменты времени. Вычислим время запаздывания ΔT одного сигнала относительно другого.

Комбинируя соотношения (5), время прихода $T_{1,2}$ сигналов к наблюдателю можно записать в виде

$$T_{1,2} = t_0 - \frac{1}{c} \int_{R_s}^{R_{1,2}} \left[\left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2} - \frac{4N_{1,2}}{r^4} \right) \sqrt{r^2 - b_{1,2}^2 \left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2} - \frac{4N_{1,2}}{r^4} \right)} \right]^{-1} r dr + \\ + \frac{1}{c} \int_{R_{1,2}}^{R_o} \left[\left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2} - \frac{4N_{1,2}}{r^4} \right) \sqrt{r^2 - b_{1,2}^2 \left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{k}{r^2} - \frac{4N_{1,2}}{r^4} \right)} \right]^{-1} r dr, \quad (11)$$

где $b_{1,2}$ – прицельные расстояния для лучей электромагнитных волн с различной поляризацией. Периферии $R_{1,2}$ рассматриваемых двух лучей могут быть найдены из уравнения $K^r = 0$. Ограничиваясь принятой точностью приближенных вычислений по малым параметрам задачи, будем иметь

$$R_{1,2} = b_{1,2} \left(1 - \frac{r_g}{2b_{1,2}} - \frac{3r_g^2}{8b_{1,2}^2} + \frac{k}{2b_{1,2}^2} - \frac{2N_{1,2}}{b_{1,2}^4} \right). \quad (12)$$

Выделяя в подкоренных выражениях соотношения (11) множитель $(r - R_{1,2})$ и разлагая оставшиеся части в ряды по малым параметрам $r_g/b_{1,2}$, $k/b_{1,2}^2$ и $N_{1,2}/b_{1,2}^4$, получим

$$T_{1,2} = \frac{1}{c} \int_{R_{1,2}}^{R_s} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 + r_g r - b_{1,2}^2 p_{1,2}}} \left(1 + \frac{3r_g}{2r} + \frac{15r_g^2}{8r^2} - \frac{3k}{2r^2} + \frac{6N_{1,2}}{r^4} + \frac{2N_{1,2}}{b_{1,2}^2 r^2} \right) + \\ + \frac{1}{c} \int_{R_{1,2}}^{R_o} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 + r_g r - b_{1,2}^2 p_{1,2}}} \left(1 + \frac{3r_g}{2r} + \frac{15r_g^2}{8r^2} - \frac{3k}{2r^2} + \frac{6N_{1,2}}{r^4} + \frac{2N_{1,2}}{b_{1,2}^2 r^2} \right) + t_0,$$

где

$$p_{1,2} = 1 - \frac{r_g^2}{b_{1,2}^2} + \frac{k}{b_{1,2}^2} - \frac{4N_{1,2}}{b_{1,2}^4}.$$

Вводя обозначение

$$\begin{aligned} F(x) = & \left(1 + \frac{3N_{1,2}}{b_{1,2}^2 x^2}\right) \sqrt{x^2 + r_g x - b_{1,2}^2 P_{1,2}} + \\ & + \left(\frac{15r_g^2}{8b_{1,2}} - \frac{3k}{2b_{1,2}} + \frac{5N_{1,2}}{b_{1,2}^3}\right) \operatorname{arctg} \left[\frac{r_g x - 2b_{1,2}^2 P_{1,2}}{2b_{1,2} \sqrt{P_{1,2}} \sqrt{x^2 + r_g x - b_{1,2}^2 P_{1,2}}} \right] + \\ & + r_g \ln \left| \sqrt{x^2 + r_g x - b_{1,2}^2 P_{1,2}} + x + \frac{r_g}{2} \right|, \end{aligned} \quad (13)$$

это выражение можно записать в виде

$$T_{1,2} = t_0 + \frac{1}{c} [F(R_s) - 2F(R_{1,2}) + F(R_o)]. \quad (14)$$

Найдем теперь прицельные расстояния для лучей, выходящих из точки $r = R_s$, $\varphi = \pi$ и проходящих через точку наблюдения $r = R_o$, $\varphi = \varphi^*$. Полагая, что $R_o \gg b_{1,2}$ и $R_s \gg b_{1,2}$, из выражений (7) и (8) получим следующее уравнение для определения прицельных расстояний двух сигналов, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях:

$$\frac{2r_g}{b_1} + \frac{3\pi(5r_g^2 - 4k)}{16b_1^2} + \frac{9\pi N_1}{4b_1^4} = \frac{2r_g}{b_2} + \frac{3\pi(5r_g^2 - 4k)}{16b_2^2} + \frac{9\pi N_1}{4b_2^4}.$$

Так как в рассматриваемом нами случае нелинейно-электродинамические слагаемые пропорциональны квадрату r_g/b , то данное уравнение имеет приближенное решение

$$b = b_1 \left[1 - \frac{9\pi(N_2 - N_1)}{8r_g b_1^3} \right]. \quad (15)$$

Таким образом, существуют две причины, по которым сигналы придут к месту их регистрации не одновременно. Первой из них является разная зависимость скорости распространения разных нормальных волн от величины внешнего электрического поля. Второй причиной является то, что сигналы с различной поляризацией должны распространяться по различным лучам, длина которых не одинакова.

Так как $R_o \gg b_{1,2}$ и $R_s \gg b_{1,2}$, то в силу соотношений (13) и (14) выражение для разности времен прихода к наблюдателю электромагнитных сигналов, имеющих различную поляризацию, примет вид

$$\Delta T = T_1 - T_2 = \frac{2}{c} [F(R_1) - F(R_2)].$$

Подставляя в правую часть этого выражения соотношения (12) и (15), с принятой точностью получим

$$\Delta T = \frac{5\pi(N_2 - N_1)}{cb_1^3} = \frac{5\pi(\eta_2 - \eta_1)\xi Q^2}{cb_1^3}. \quad (16)$$

Отсюда следует, что основной вклад в величину запаздывания при данной постановке задачи дает первая из указанных выше причин.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сделаем некоторые оценки. Предположим, что в перицентре луча напряженность электрического поля достигает значения $|F_{01}| = |Q|/R_1^2 \approx B_q$, при котором постмаксвелловское разложение лагранжиана (1) все еще сохраняет силу. В этом случае нелинейно-электродинамические члены, входящие в метрический тензор (4), согласно квантовой электродинамике будут иметь значения $\sim 10^{-4}$. Так как в рассматриваемой задаче предполагалось, что в перицентре луча гравитационный вклад электрического поля в метрический тензор (4) совпадает с нелинейно-электродинамическим, $k/R_{1,2}^2 \sim N_{1,2}/R_{1,2}^4$, то условием применимости полученных формул является соотношение $R_{1,2} \sim 10^9$ см.

Как известно [11], в пространстве-времени Рейснера–Нордстрема (2) существуют две сферы $r_{1,2} = (r_g \pm \sqrt{r_g^2 - 4k})/2$, в некотором смысле аналогичные сфере Шварцшильда, если выполняется условие $r_g^2 > 4k$. В этом случае электрически заряженное вещество гравитационного центра оказывается как бы запертым в области пространства $r < r_2$. При $r_g^2 < 4k$ такие сферы отсутствуют и статическое существование электрически заряженного тела оказывается невозможным. Несложный расчет показывает, что для выполнения условия $r_g^2 > 4k$ в рассматриваемой нами задаче необходимо, чтобы гравитационный радиус тела превышал 200 км.

Подставляя полученные оценки в выражение (16), будем иметь $\Delta T = (\eta_2 - \eta_1)/2$. Так как согласно квантовой электродинамике $\eta_1 = 5 \cdot 10^{-5}$, а $\eta_2 = 9 \cdot 10^{-5}$, то $\Delta T = 20$ мкс.

Обсудим имеющиеся возможности наблюдения рассмотренного нелинейно-электродинамического эффекта. Отметим прежде всего, что современная электроника позволяет регистрировать приход электромагнитных импульсов с разрешением в несколько микросекунд. Однако из-за наличия практически у всех компактных массивных астрофизических объектов аккреционных дисков, поглощающих электромагнитные волны в широкой области спектра, наблюдения необходимо проводить, используя рентгеновское и гамма-излучения, для которых поглощение в аккреционных дисках оказывается менее существенным.

В современной наблюдательной астрофизике изучаются объекты, у которых в принципе могут существовать условия, необходимые для реализации нелинейно-электродинамических эффектов. В частности, рассматриваемая задача нелинейно-электродинамического запаздывания в сильном электрическом поле электромагнитных сигналов, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, предполагает наличие в качестве гравитационного центра массивного заряженного релятивистского компактного объекта (коллапсара) с массой $M > 70M_\odot$. Данные наблюдательной рентгеновской астрономии свидетельствуют о том, что массивные релятивистские компактные объекты могут входить в состав некоторых тесных двойных звездных систем. Среди известных астрофизических объектов такого класса наиболее массивным является компактный объект в рентгеновской двойной системе Суг X-3 (оценка массы $M \leq 40M_\odot$), оп-

тическим компонентом которой является звезда типа Вольфа–Райе [15]. Еще более массивные ($M \geq 50M_{\odot}$) коллапсары могут образовываться в шаровых скоплениях [16]. В то же время на сегодняшний день отсутствуют какие-либо данные, позволяющие сделать оценку заряда релятивистского компактного объекта в тесных двойных системах.

В теоретических моделях тесных двойных систем с массивными коллапсарами предполагается, что наблюдаемое рентгеновское излучение возникает в так называемом внутреннем аккреционном диске (размеры которого составляют $\sim 10r_g$) в основном в результате обратного комптоновского рассеяния тепловых фотонов на энергичных электронах [17]. Для объяснения наблюдаемых рентгеновских спектров необходимо, чтобы электроны обладали энергией $E \geq 100$ кэВ, что предполагает наличие достаточно больших электрических полей.

Для выявления нелинейно-электродинамических эффектов определенный интерес могут представлять так называемые микроквазары. Поскольку для таких объектов характерны наблюдающиеся в радиодиапазоне выбросы струй плазмы (джеты), движущиеся в противоположных направлениях с релятивистскими скоростями ($v/c \sim 0.9$), то можно предположить наличие в микроквазарах очень сильных электромагнитных полей. На сегодняшний день в нашей Галактике известно восемь микроквазаров (SS 433, LS 5039, GRO J1655–40, GRS 1915+105, GRS 1758–258, 1E 1740.7–2942, XTE J1550–564, SAX J1819.3–2525). Для одного из этих объектов – GRO J1655–40 – удалось наблюдать орбитальную периодичность непосредственно в диапазоне жесткого рентгеновского излучения [18], что свидетельствует о том, что этот микроквазар представляет собой двойную систему, содержащую релятивистский компактный компонент.

Мягкое рентгеновское излучение в такой системе может генерироваться не только в аккреционном диске, но и в релятивистских струях [19], которые могут распространяться на большие расстояния ($> 10^4$ км) от гравитирующего тела. Такие расстояния соответствуют указанной выше временной задержке сигналов, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, $\Delta T \sim 10$ мкс. Подобная временная задержка, которая может быть наблюдаема современными приборами, регистрирующими жесткое электромагнитное излучение, также получается, если излучение возникает во внутреннем аккреционном диске коллапсара с гравитационным радиусом $r_g \sim 200$ км, поскольку в этом случае размеры внутреннего аккреционного диска будут составлять $\geq 10^3$ км.

Таким образом, условия, близкие к необходимым для проявления рассматриваемого нелинейно-электродинамического эффекта, существуют у нескольких типов астрофизических объектов. Поэтому при проведении различных программ внеатмосферной астрономии по изучению рентгеновского и гамма-излучений этих объектов необходимо осуществлять поиск и нелинейно-электродинамического эффекта запаздывания электромагнитных импульсов, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16598).

Список литературы

- [1] V. A. De Lorenci, N. Figueiredo, H. H. Fliche, M. Novello. *Astron. Astrophys.* 2001. V. 369. P. 690.
- [2] В. И. Денисов, И. П. Денисова, С. И. Свертилов. Докл. РАН. 2001. Т. 380. С. 754.
- [3] П. В. Блюх, А. А. Минаков. Гравитационные линзы. Киев: Наукова думка, 1989.
- [4] В. Р. Халилов. Электроны в сильном поле. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [5] D. L. Burke, R. C. Feld, G. Horton-Smith et al. *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 1626.
- [6] В. И. Денисов, И. П. Денисова. Докл. РАН. 2001. Т. 378. № 4. С. 463.
- [7] В. И. Денисов, И. П. Денисова. Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 2. С. 329.
- [8] К. Уилл. Теория и эксперимент в гравитационной физике. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [9] W. Heisenberg, H. Euler. *Z. Phys.* 1936. V. 26. P. 714.
- [10] M. Born, L. Infeld. *Proc. Roy. Soc. A.* 1934. V. 144. P. 425.
- [11] С. Чандрасекар. Математическая теория черных дыр. М.: Мир, 1986.
- [12] V. I. Denisov. *Phys. Rev. D.* 2000. V. 61. № 3. P. 036004.
- [13] V. I. Denisov. *J. Optics. A.* 2000. V. 2. P. 372.
- [14] О. С. Иваницкая. Лоренцев базис и гравитационные эффекты в эйнштейновой теории тяготения. Минск: Наука и техника, 1979.
- [15] W. Schmutz, T. R. Geballe, H. Schield. *Astron. Astrophys.* 1996. V. 311. P. L25.
- [16] M. C. Miller, D. P. Hamilton. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 2002. V. 330. P. 232M.
- [17] N. I. Shakura, R. A. Sunyaev. *Astron. Astrophys.* 1973. V. 24. P. 337.
- [18] М. И. Кудрявцев, С. И. Свертилов, В. В. Богомолов. Письма в Астрон. журн. 2001. Т. 27. С. 762.
- [19] S. Markoff, H. Falcke, R. Fender. *Astron. Astrophys.* 2001. V. 372. P. L25.

Поступила в редакцию 17.VII.2002 г.