ЖЭТФ, 2002, том 122, вып. 2 (8), стр. 227–232 

# ЭФФЕКТ НЕЛИНЕЙНО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ В ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ

***В. И. Денисов**, *И. В. Кривченков***

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*
*119992, Москва, Россия*

***И. П. Денисова***

*МАТИ — Российский государственный технологический университет им. К. Э. Циолковского*
*121552, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 февраля 2002 г.

Проведено исследование распространения электромагнитных волн в магнитном дипольном и гравитационном полях нейтронной звезды, происходящего по законам нелинейной электродинамики вакуума. Показано, что в зависимости от поляризации электромагнитные сигналы в этом поле будут распространяться по различным лучам и с различной скоростью. Найден закон движения этих сигналов по лучам. Проведено вычисление разности времен распространения электромагнитных сигналов, имеющих различные поляризации, от одного и того же источника до детектора. Показано, что эта разность в отдельных случаях может достигать вполне измеримой величины 1 мкс.

PACS: 95.30.Sf, 97.60.Jd, 12.20.Fv, 11.10.Lm

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно квантовой электродинамике, эффективный лагранжиан электромагнитного поля в вакууме для случая слабых электромагнитных полей имеет вид

$$L = -\frac{1}{8\pi}[\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2] + \frac{\alpha}{360\pi^2 B_q^2} \times \times \left\{(\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2)^2 + 7(\mathbf{B}\cdot\mathbf{E})^2\right\}, \quad (1)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, а $B_q = m^2c^2/e\hbar \approx 4.41\cdot 10^{13}$ Гс — характерная квантовоэлектродинамическая индукция. Поэтому уравнения электромагнитного поля в вакууме приобретают вид нелинейных уравнений электродинамики сплошных сред:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}\mathbf{H} &= \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\mathbf{D} = 0, \\ \operatorname{rot}\mathbf{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \end{aligned} \qquad (2)$$

отличаясь от них смыслом векторов $\mathbf{D}$ и $\mathbf{H}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \mathbf{E} + \frac{\alpha}{45\pi B_q^2}\{2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)\cdot\mathbf{E} + 7(\mathbf{B}\cdot\mathbf{E})\mathbf{B}\}, \\ \mathbf{H} &= \mathbf{B} + \frac{\alpha}{45\pi B_q^2}\{2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)\cdot\mathbf{B} - 7(\mathbf{B}\cdot\mathbf{E})\mathbf{E}\}. \end{aligned} \qquad (3)$$

Нелинейная электродинамика вакуума длительное время не имела экспериментального подтверждения и поэтому воспринималась многими как абстрактная теоретическая модель. В настоящее время ее статус существенно изменился. Эксперименты [1] по неупругому рассеянию лазерных фотонов на гамма-квантах подтвердили, что электродинамика в вакууме действительно является нелинейной теорией. Поэтому ее различные предсказания, доступные проверке на эксперименте, заслуживают самого серьезного внимания.

В научной литературе последних лет было предложено [2-7] несколько экспериментов по изучению таких эффектов. Однако при достижимых в земных лабораториях полях $B$, $E \sim 10^6$ Гс нелинейные поправки к уравнениям Максвелла настолько малы,

*E-mail: Denisov@srd.sinp.msu.ru

что измерить эффекты, вызываемые ими в вакууме, непросто.

Поэтому в ряде работ [8–10] была рассмотрена возможность наблюдения нелинейно-электродинамических эффектов в сильных магнитных полях нейтронных звезд. Действительно, такие нейтронные звезды, как пульсары имеют магнитные поля, сравнимые по величине с квантовоэлектродинамическим полем $B_q$. Еще большими магнитными полями $B \sim 10^{15}$–$10^{16}$ Гс обладают недавно открытые магнетары. Таким образом, окрестности нейтронных звезд представляют собой уникальную природную лабораторию для проявления различных нелинейно-электродинамических и гравитационных эффектов.

Целью настоящей работы является исследование одного эффекта нелинейной электродинамики вакуума, который в магнитных полях пульсаров и магнетаров может достигать измеримой величины. В основе этого эффекта лежит двулучепреломление вакуума во внешнем электромагнитном поле и, как следствие, зависимость скорости распространения электромагнитных сигналов в этом поле от их поляризации. Поэтому, если два сигнала с двумя разными поляризациями излучаются в один и тот же момент времени из одного источника, а затем проходят через поле нейтронной звезды, то в детектор они попадут не одновременно. В результате измерение времени запаздывания электромагнитного импульса, имеющего одну нормальную поляризацию, по сравнению с электромагнитным импульсом другой нормальной поляризации, позволит более детально проверить предсказания нелинейной электродинамики вакуума. Так как магнитосфера пульсаров и магнетаров может содержать вещество, поглощающее электромагнитные волны, в дальнейшем под электромагнитными волнами будем понимать импульсы гамма-излучения, для которых магнитосфера является заведомо прозрачной.

## 2. УРАВНЕНИЕ ЛУЧЕЙ В ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ

Рассмотрим нейтронную звезду, имеющую магнитное дипольное поле, индукция которого $\mathbf{B}$ может достигать значения $B_q$. В этом случае уравнения электромагнитного поля нелинейной электродинамики вакуума имеют два малых параметра. Одним из них является относительная величина нелинейных слагаемых в выражениях (1) и (3), которая при $|\mathbf{B}| = B_q$ может доходить приблизительно до $10^{-4}$. Другим малым параметром является величина $r_g/r$ шварцшильдовского гравитационного поля звезды:

$$g_{00} = 1 - \frac{r_g}{r}, \quad g_{rr} = -\frac{r}{r - r_g},$$

$$g_{\theta\theta} = -r^2, \quad g_{\varphi\varphi} = -r^2 \sin^2\theta.$$

Так как массы типичных нейтронных звезд по порядку величины близки к массе Солнца, а их радиус $R$ заключен в пределах от 100 км до 300 км, будем считать, что $r_g/R \sim 10^{-2}$. Поэтому для обеспечения одинакового уровня точности нам необходимо проводить вычисления, учитывая влияние гравитации с квадратичной по $r_g/r$ точностью.

Перепишем уравнения (2) нелинейной электродинамики вакуума в общековариантном виде:

$$\begin{gathered}\frac{\partial F_{mn}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{nk}}{\partial x^m} + \frac{\partial F_{km}}{\partial x^n} = 0,\\ \frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial}{\partial x^n}\left\{\sqrt{-g}\left[\left(1 - \frac{\alpha}{18\pi B_q^2}J_2\right)F^{mn} + \right.\right.\\ \left.\left. + \frac{7\alpha}{45\pi B_q^2}F^{ml}F_{lk}F^{kn}\right]\right\} = 0,\end{gathered} \tag{4}$$

где $J_2 = F_{ik}F^{ki}$ — инвариант электромагнитного поля.

Решение уравнений (4), описывающее дипольное магнитное поле нейтронной звезды, в интересующем нас приближении имеет вид

$$F_{31}^{(0)} = -\frac{|\mathbf{m}|}{r^2}\sin^2\theta, \quad F_{32}^{(0)} = \frac{2|\mathbf{m}|}{r}\sin\theta\cos\theta, \tag{5}$$

где $\mathbf{m}$ — магнитный дипольный момент звезды.

Рассмотрим электромагнитную волну, распространяющуюся в плоскости $\theta = \pi/2$ магнитного экватора звезды. Уравнение эйконала для этой волны, следующее из системы уравнений (4), (5), зависит от ее поляризации. В частности, для электромагнитной волны, поляризованной перпендикулярно плоскости $\theta = \pi/2$, эйконал $S_1$ удовлетворяет уравнению

$$\begin{gathered}\left(1 + \frac{r_g}{r} + \frac{r_g^2}{r^2}\right)\left(\frac{\partial S_1}{\partial x^0}\right)^2 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)\left(\frac{\partial S_1}{\partial r}\right)^2 - \\ - \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial S_1}{\partial \varphi}\right)^2 + \\ + \frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{45\pi B_q^2 r^6}\left\{\left(\frac{\partial S_1}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial S_1}{\partial \varphi}\right)^2\right\} = 0,\end{gathered} \tag{6}$$

в то время как для электромагнитной волны, поляризованной в плоскости магнитного экватора, эйконал $S_2$ должен удовлетворять другому уравнению:

$$\left(1+\frac{r_g}{r}+\frac{r_g^2}{r^2}\right)\left(\frac{\partial S_2}{\partial x^0}\right)^2-\left(1-\frac{r_g}{r}\right)\left(\frac{\partial S_2}{\partial r}\right)^2- -\frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial S_2}{\partial \varphi}\right)^2+ +\frac{4\alpha|\mathbf{m}|^2}{45\pi B_q^2 r^6}\left\{\left(\frac{\partial S_2}{\partial r}\right)^2+\frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial S_2}{\partial \varphi}\right)^2\right\}=0. \quad (7)$$

Рассмотрим первое из этих уравнений. Используя стандартный формализм, несложно получить уравнение лучей для электромагнитной волны первого типа поляризации. Если обозначить прицельное расстояние луча через $b_1$, то в полярных координатах $r$ и $\varphi$ будем иметь

$$\varphi=\varphi_0\mp b_1\int^r\frac{dr}{r^2\sqrt{F(r)}}\left[1+\frac{r_g}{r}+\frac{r_g^2}{r^2}\right], \quad (8)$$

где

$$F(r)=1+\frac{2r_g}{r}+\frac{3r_g^2}{r^2}+\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{45\pi B_q^2 r^6}- -\frac{b_1^2}{r^2}\left[1+\frac{r_g}{r}+\frac{r_g^2}{r^2}\right].$$

Однако использовать уравнение лучей в форме (8) для наших целей неудобно. Поэтому воспользуемся методом Дарвина [11] и преобразуем выражение (8) к виду

$$r=\frac{b_1}{V_1+W_1\sin\Psi_1(\varphi)}, \quad (9)$$

где

$$V_1=\frac{r_g}{2b_1},\quad W_1=1+\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{90\pi B_q^2 b_1^6}+\frac{5r_g^2}{8b_1^2},$$
$$\Psi_1(\varphi)=\varphi+\varphi_1+\frac{r_g}{2b_1}\cos(\varphi+\varphi_1)- -\frac{r_g^2}{32b_1^2}\{30(\varphi+\varphi_1)+\sin 2(\varphi+\varphi_1)\}- -\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{2880\pi B_q^2 b_1^6}\times \times\{60(\varphi+\varphi_1)+\sin 4(\varphi+\varphi_1)-16\sin 2(\varphi+\varphi_1)\}. \quad (10)$$

Угол $\varphi_1$ и прицельное расстояние $b_1$ являются теми параметрами, изменяя которые, мы пробегаем все семейство лучей. В частности, если источник электромагнитных волн находится в точке $r=R_0$, $\varphi=\pi$, то

$$\varphi_1=-\xi_1+\frac{r_g}{2b_1}\cos\xi_1+\frac{3r_g^2}{32b_1^2}\{10(\pi-\xi_1)+\sin 2\xi_1\}+ +\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{2880\pi B_q^2 b_1^6}[60(\pi-\xi_1)-\sin 4\xi_1+16\sin 2\xi_1],$$

где для сокращения записи введено обозначение

$$\xi_1=\arcsin\left\{\frac{b_1}{R_0}\left[1-\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{90\pi B_q^2 b_1^6}-\frac{5r_g^2}{8b_1^2}\right]-\frac{r_g}{2b_1}\right\}.$$

Используя эти выражения, несложно найти угол гравитационного и нелинейно-электродинамического искривления данного луча:

$$\delta\varphi_1=-\frac{2r_g}{b_1}-\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{48B_q^2 b_1^6}-\frac{15\pi r_g^2}{16b_1^2}. \quad (11)$$

Знак минус в этом выражении показывает, что гравитационное и магнитное поля нейтронной звезды в плоскости магнитного экватора действуют на электромагнитные волны как собирающая линза.

Совершенно аналогично можно построить уравнения для лучей электромагнитных волн второго типа поляризации. Если прицельное расстояние луча в этом случае обозначить через $b$, то будем иметь

$$r=\frac{b}{V+W\sin\Psi(\varphi)}, \quad (12)$$

где

$$V=\frac{r_g}{2b},\quad W=1+\frac{2\alpha|\mathbf{m}|^2}{45\pi B_q^2 b^6}+\frac{5r_g^2}{8b^2},$$

$$\Psi(\varphi)=\varphi+\varphi_0+\frac{r_g}{2b}\cos(\varphi+\varphi_0)- -\frac{r_g^2}{32b^2}\{30(\varphi+\varphi_0)+\sin 2(\varphi+\varphi_0)\}- -\frac{\alpha|\mathbf{m}|^2}{720\pi B_q^2 b^6}\times \times\{60(\varphi+\varphi_0)+\sin 4(\varphi+\varphi_0)-16\sin 2(\varphi+\varphi_0)\}.$$

Для луча, проходящего через точку $r=R_0$, $\varphi=\pi$, угол $\varphi_0$ имеет вид

$$\varphi_0=-\xi_0+\frac{r_g}{2b}\cos\xi_0+\frac{3r_g^2}{32b^2}\{10(\pi-\xi_0)+\sin 2\xi_0\}+ +\frac{\alpha|\mathbf{m}|^2}{720\pi B_q^2 b^6}[60(\pi-\xi_0)-\sin 4\xi_0+16\sin 2\xi_0],$$

где введено обозначение

$$\xi_0=\arcsin\left\{\frac{b}{R_0}\left[1-\frac{2\alpha|\mathbf{m}|^2}{45\pi B_q^2 b^6}-\frac{5r_g^2}{8b^2}\right]-\frac{r_g}{2b}\right\}.$$

Угол искривления электромагнитного луча с данной поляризацией оказывается меньше угла искривления (11):

$$\delta\varphi = -\frac{2r_g}{b} - \frac{\alpha|\mathbf{m}|^2}{12B_q^2b^6} - \frac{15\pi r_g^2}{16b^2}. \qquad (13)$$

Следует отметить, что при $r_g \to 0$ выражения (11) и (13) переходят в соответствующие выражения для нелинейно-электродинамического искривления лучей [9, 10], а при $|\mathbf{m}|^2 \to 0$ — в выражение работы [12] для гравитационного искривления этих лучей.

## 3. ЗАКОН ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ ПО ЛУЧАМ В ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ

Используя уравнения (6) и (7), можно найти закон движения электромагнитных сигналов по лучам. В случае электромагнитных волн первого типа поляризации имеем

$$t = t_0 \pm \frac{1}{c}\int^{r} \frac{dr}{\sqrt{F(r)}}\left[1+\frac{2r_g}{r}+\frac{3r_g^2}{r^2}+\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{45\pi B_q^2r^6}\right]. \quad (14)$$

Следует отметить, что $t$ — это время, измеряемое по часам наблюдателя, находящегося на значительном удалении от нейтронной звезды.

Дифференцируя равенство (14) по $r$ и используя соотношения (8)–(10), приходим к уравнению

$$\frac{dt}{d\Psi_1} = -\frac{r^2}{cb_1}\left\{1+\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{90\pi B_q^2b_1^6}+\frac{r_g^2}{2b_1^2}\right\} - \frac{3r_gr}{2cb_1} - \frac{b_1}{c}\left\{\frac{15r_g^2}{8b_1^2}+\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{90\pi B_q^2b_1^6}\times \left[1+\sin^2\Psi_1+2\sin^4\Psi_1\right]\right\}.$$

Интегрируя это дифференциальное уравнение, найдем закон движения $t = t(\varphi)$

$$t = t_1 + \frac{r}{c}\left[1+\frac{r_g^2}{8b_1^2}\right]\cos\Psi_1(\varphi) - \frac{r_g}{c}\ln\left|\frac{V_1\,\mathrm{tg}\left(\dfrac{\Psi_1(\varphi)}{2}\right)+W_1-\sqrt{W_1^2-V_1^2}}{V_1\,\mathrm{tg}\left(\dfrac{\Psi_1(\varphi)}{2}\right)+W_1+\sqrt{W_1^2-V_1^2}}\right| - \frac{b_1}{c}\left\{\frac{15r_g^2}{8b_1^2}\Psi_1(\varphi)+\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{360\pi B_q^2b_1^6}\left[9\Psi_1(\varphi) - (2\sin^2\Psi_1(\varphi)+5)\sin\Psi_1(\varphi)\cos\Psi_1(\varphi)\right]\right\}, \quad (15)$$

где $t_1$ — постоянная интегрирования.

Полагая, что электромагнитный сигнал был испущен из точки $r = R_0$, $\varphi = \pi$ в момент времени $t = 0$, получим

$$t_1 = \frac{R_0}{c}\left[1+\frac{r_g^2}{8b_1^2}\right]\cos\xi_1 + \frac{r_g}{c}\ln\left|\frac{V_1\,\mathrm{ctg}\,(\xi_1/2)+W_1-\sqrt{W_1^2-V_1^2}}{V_1\,\mathrm{ctg}\,(\xi_1/2)+W_1+\sqrt{W_1^2-V_1^2}}\right| + \frac{b_1}{c}\left\{\frac{15r_g^2}{8b_1^2}(\pi-\xi_1)+\frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{360\pi B_q^2b_1^6}\times \left[9(\pi-\xi_1)+(2\sin^2\xi_1+5)\sin\xi_1\cos\xi_1\right]\right\}.$$

Совершенно аналогично закон движения $T = T(\varphi)$ электромагнитного сигнала с другой поляризацией будет иметь вид

$$T = t_0 + \frac{r}{c}\left[1+\frac{r_g^2}{8b^2}\right]\cos\Psi(\varphi) - \frac{r_g}{c}\ln\left|\frac{V\,\mathrm{tg}\left(\frac{\Psi(\varphi)}{2}\right)+W-\sqrt{W^2-V^2}}{V\,\mathrm{tg}\left(\frac{\Psi(\varphi)}{2}\right)+W+\sqrt{W^2-V^2}}\right| - \frac{b}{c}\left\{\frac{15r_g^2}{8b^2}\Psi(\varphi)+\frac{\alpha|\mathbf{m}|^2}{90\pi B_q^2b^6}\left[9\Psi(\varphi) - (2\sin^2\Psi(\varphi)+5)\sin\Psi(\varphi)\cos\Psi(\varphi)\right]\right\}. \quad (16)$$

Постоянная интегрирования $t_0$ при тех же начальных условиях принимает вид

$$t_0 = \frac{R_0}{c}\left[1+\frac{r_g^2}{8b^2}\right]\cos\xi_0 + \frac{r_g}{c}\ln\left|\frac{V\,\mathrm{ctg}\,(\xi_0/2)+W-\sqrt{W^2-V^2}}{V\,\mathrm{ctg}\,(\xi_0/2)+W+\sqrt{W^2-V^2}}\right| + \frac{b}{c}\left\{\frac{15r_g^2}{8b^2}(\pi-\xi_0)+\frac{\alpha|\mathbf{m}|^2}{90\pi B_q^2b^6}\times \left[9(\pi-\xi_0)+(2\sin^2\xi_0+5)\sin\xi_0\cos\xi_0\right]\right\}.$$

Выражения (15), (16) вместе с (9), (10) и (12) дают закон движения электромагнитных сигналов двух различных поляризаций по лучам в магнитном дипольном и гравитационном полях нейтронной звезды.

## 4. АНАЛИЗ ЭФФЕКТА НЕЛИНЕЙНО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ

Рассмотрим источник гамма-излучения, находящийся в точке $r = R_0$, $\varphi = \pi$. Предположим, что в момент времени $t = 0$ из этого источника излучаются два электромагнитных сигнала, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Для того чтобы эти сигналы проходили через один и тот же детектор, находящийся с другой стороны нейтронной звезды на расстоянии $R_1$ от нее, они должны распространяться по разным лучам, имеющим разное прицельное расстояние: $b_1 \neq b$. Из выражений (11) и (13) следует , что при $R_1 \gg b_1$ и $R_1 \gg b$ прицельные расстояния $b_1$ и $b$ должны быть связаны уравнением

$$\frac{2r_g}{b_1} + \frac{7\alpha|\mathbf{m}|^2}{12B_q^2 b_1^6} + \frac{15\pi r_g^2}{16b_1^2} = \frac{2r_g}{b} + \frac{\alpha|\mathbf{m}|^2}{3B_q^2 b^6} + \frac{15\pi r_g^2}{16b^2}.$$

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

$$b = b_1\left[1 - \frac{\alpha|\mathbf{m}|^2}{8r_g B_q^2 b_1^5}\right]. \qquad (17)$$

Таким образом, существуют две причины, из-за которых сигналы придут к месту их регистрации неодновременно. Первой из них является разная зависимость скорости распространения нормальных волн от величины внешнего магнитного поля. Второй причиной является то, что сигналы с различной поляризацией должны распространяться по различным лучам, длина которых неодинакова.

Если источник гамма-излучения находится на значительном расстоянии от нейтронной звезды ($R_0 \gg b_1$), то из выражений (15)–(17) следует, что основной вклад в величину запаздывания дает все же первая причина. В результате ведущий член разности $\delta t = t - T$ в точке регистации примет вид

$$\delta t = \frac{3\alpha B_0^2}{40B_q^2}\,\frac{b_1}{c}, \qquad (18)$$

где $B_0$ — магнитное поле звезды на расстоянии $b_1$ от ее центра.

Однако интенсивность регистрируемых сигналов в этом случае из-за значительного удаления источника и детектора гамма-излучения от нейтронной звезды будет сильно подавлена. Поэтому более реалистично наблюдение рассматриваемого эффекта в том случае, когда источник гамма-излучения находится вблизи нейтронной звезды. Предположим, что этот источник находится в перицентре первого луча, т. е. на расстоянии

$$R_0 = b_1\left[1 - \frac{r_g}{2b_1} - \frac{7\alpha m^2}{90\pi B_q^2 b_1^6} - \frac{3r_g^2}{8b_1^2}\right].$$

Тогда из выражений (15)–(17) следует, что

$$\xi_1 = \frac{\pi}{2}, \quad \xi_0 = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{\alpha m^2}{4\pi B_q^2 b_1^5 r_g} + \frac{7\alpha m^2}{120\pi B_q^2 b_1^6}}.$$

Подставляя эти соотношения в выражения (15) и (16), несложно убедиться, что и в этом случае основной вклад в разность $\delta t = t - T$ вносит разная зависимость скорости нормальных волн от величины магнитного поля. Ведущий член разности $\delta t$ в этом случае оказывается вдвое меньше выражения (18):

$$\delta t = \frac{3\alpha B_0^2}{80B_q^2}\,\frac{b_1}{c}. \qquad (19)$$

Как показывает анализ, интенсивность регистрируемых сигналов при таком расположении источника оказывается незначительно подавленной нелинейно-электродинамическим и гравитационным рассеянием лучей.

Из выражения (19) следует, что при прохождении электромагнитных сигналов с прицельным расстоянием $b_1 \sim 10^3$ км через те области магнитного поля магнетара, где $B \leq B_q$, время запаздывания $\delta t$ по порядку величины будет около 1 мкс. Так как современная электроника позволяет регистрировать приход гамма-импульсов с таким разрешением, рассмотренный эффект является измеримым.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при современном уровне развития внеатмосферной гамма-астрономии имеются реальные возможности для измерения нелинейно-электродинамического эффекта запаздывания электромагнитных сигналов, происходящего в сильных магнитных полях нейтронных звезд. И хотя проведение таких измерений сопряжено со значительными техническими сложностями, полученные результаты позволят не только выяснить экспериментальный статус этого предсказания нелинейной электродинамики вакуума, но и оценить независимым способом величину магнитного поля в окрестности различных нейтронных звезд.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 02-02-16598).

## ЛИТЕРАТУРА


1. D. L. Burke, R. C. Feld, G. Horton-Smith et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 1626 (1997).
2. Н. Б. Нарожный, ЖЭТФ **55**, 714 (1968).
3. Е. Б. Александров, А. А. Ансельм, А. Н. Москалев, ЖЭТФ **89**, 1181 (1985).
4. Н. Н. Розанов, ЖЭТФ **103**, 1996 (1993).
5. V. I. Denisov, Phys. Rev. D **61**, 036004 (2000).
6. V. I. Denisov, J. of Opt. A **2**, 372 (2000).
7. В. И. Денисов, И. П. Денисова, Опт. и спектр. **90**, 1022 (2001).
8. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, ЖЭТФ **74**, 1621 (1973).
9. Д. В. Гальцов, Н. С. Никитина, ЖЭТФ **84**, 1217 (1983).
10. В. И. Денисов, И. П. Денисова, С. И. Свертилов, ДАН **380**, 754 (2001).
11. C. Darwin, Proc. R. Soc. London A **263**, 39 (1961).
12. R. Epstein and I. I. Shapiro, Phys. Rev. D **22**, 2947 (1980).