ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Нелинейно-электродинамическое двулучепреломление в мультипольном магнитном поле

М.И. Васильев,¹ М.Г. Гапочка,² И.П. Денисова,^{1, a} О.В. Кечкин³

¹ Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),

кафедра компьютерной математики. Россия, 125993, Москва, Волоколамское ш., д. 4.

2 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики (НИИЯФ МГУ), Отдел электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

Статья поступила 30.01.2018, принята к публикации 19.02.2018.

Определено нелинейно-электродинамическое изменение фазы электромагнитной волны после прохождения через гексапольное магнитное поле. Показано, что в силу уравнений нелинейной электродинамики вакуума любой импульс электромагнитного излучения изменяет свою первоначальную поляризацию. Передняя и задняя части импульса длиной $c\tau$ оказываются линейно поляризованными во взаимно ортогональных плоскостях, а часть, заключенная между ними, в общем случае превращается в эллиптически поляризованную волну.

Ключевые слова: нелинейная электродинамика вакуума, гексапольное поле, нормальные моды. УДК: 53.098. PACS: 11.10.Lm, 11.80.Fv.

введение

В настоящее время в научной литературе рассматривается несколько моделей нелинейной электродинамики вакуума [1-8] и обсуждаются их различные предсказания: регуляризующее влияние нелинейной электродинамики на горизонты событий в теории Эйнштейна— Борна-Инфельда [9], двулучепреломление во внешних полях [10-12], взаимодействие плоских электромагнитных волн [13], нелинейно-электродинамическое влияние сильных полей на поляризацию излучения [14] и другие. Вообще говоря, в сильных магнитных полях пульсаров ($B \sim 10^{12}$ Гс) и магнетаров ($B \sim 10^{15}$ Гс) происходит много нелинейноэлектродинамических эффектов [15-19]. Однако доступны наблюдению лишь некоторые из них: замедление вращения пульсаров из-за его магнитодипольного излучения [20-22], нелинейно-электродинамическое изменение поляризации [23-25] из-за различия скоростей распространения нормальных мод в магнитном поле пульсаров и магнетаров и аномальная поляризация рентгеновских и гамма-импульсов [26].

Согласно уравнениям этих нелинейных моделей распространение электромагнитных волн при наличии внешних электромагнитных полей происходит в некотором эффективном псевдоримановом пространствевремени [27], метрическиие тензоры которого $G_{ip}^{(1,2)}$ зависят от поляризации волны (двулучепреломление), от величины внешнего электромагнитного поля F_{in} , от метрического тензора фонового пространствавремени g_{ip} и от постмаксвелловских параметров η_1 и η_2 , характеризующих модель нелинейной электродинамики вакуума. Так, например, в теории Гейзенберга—Эйлера [1] постмаксвелловские параметры различаются:

$$\eta_1 = \frac{\alpha}{45\pi} = 5.1 \cdot 10^{-5}, \quad \eta_2 = \frac{7\alpha}{180\pi} = 9.0 \cdot 10^{-5},$$

а в нелинейной электродинамике Борна—Инфельда [2] они совпадают: $\eta_1 = \eta_2$.

Для одной поляризации (первая нормальная мода) метрический тензор эффективного псевдориманова пространстве-времени $G_{ip}^{(1)}$ имеет вид

$$G_{ip}^{(1)} = g_{ip} - 4\eta_1 \xi F_{ik} g^{km} F_{mp}, \tag{1}$$

где $\xi = 1/B_q^2$, а $B_q = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс — квантово-электродинамическое значение магнитной индукции.

Для другой нормальной моды, имеющей поляризацию, ортогональную поляризации первой нормальной моды, тензор $G_{ik}^{(2)}$ отличается от тензора $G_{in}^{(1)}$:

$$G_{ip}^{(2)} = g_{ip} - 4\eta_2 \xi F_{in} g^{nm} F_{mp}.$$
 (2)

Такой четырехмерный геометрический подход позволяет, не решая уравнения нелинейной электродинамики вакуума, являющиеся системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, достаточно просто исследовать влияние внешних электромагнитных полей на фазу (эйконал) электромагнитной волны, распространяющейся через это внешнее поле. Так как постмаксвелловские параметры η_1 и η_2 в общем случае не равны друг другу, то скорости нормальных мод во внешнем электромагнитном поле различны. Поэтому время распространения электромагнитных импульсов, переносимых этими двумя нормальными модами из одного и того же источника к одному и тому же приемнику, будет различно. Как показали расчеты, разность этих времен может достигать наносекунды [28, 29] в случае распространения импульсов в магнитном дипольном поле пульсара и микросекунды [30] — в поле магнетара.

^a E-mail: kaf.pmitet.mai@yandex.ru

Эти расчеты производились в предположении, что внешнее магнитное поле пульсаров и магнетаров имеет низшую мультипольность - дипольную. В случае электрических полей также использовалось только дипольное приближение [31]. Однако в работе [32] было показано, что пульсары и магнетары могут иметь не только дипольные, но и другие мультипольные магнитные моменты. Изучим, как влияют более высшие мультиполи магнитного поля пульсаров и магнеторов, например одно только гексапольное, на скорость распространения электромагнитных импульсов и их поляризацию. В качестве электромагнитных импульсов будем рассматривать импульсы жесткого излучения (рентгеновский и гамма-диапазоны), для которых влиянием магнитосферы пульсаров и магнетаров можно пренебречь [29].

Рассмотрим магнитный гексаполь. Поместим в точку, где он находится, начало отсчета декартовой системы координат. Тогда компоненты вектора магнитной индукции В гексаполя, как показано в работе [32], будут иметь вид:

$$\begin{split} B_x &= \frac{B_s R_s^5}{3r^9} \Big\{ 3h_1 (5r^2y^2 - 4r^4 + 35x^2z^2) + \\ &+ 8h_2xz (3r^2 - 7z^2) + 2h_3 (4r^4 - 29r^2y^2 - 11r^2z^2 + \\ &+ 28y^4 + 35y^2z^2 + 7z^4) + 2h_4 [7x^2(z^2 + 4y^2) - \\ &- r^2 (4x^2 + 3y^2)] + 8h_5xy (21z^2 + 28y^2 - 15r^2) \Big\}; \\ B_y &= \frac{B_s R_s^5}{3r^9} \Big\{ 15h_1xy (7z^2 - r^2) + 8h_2yz (3r^2 - 7z^2) + \\ &- 2h_3xy (13r^2 - 28y^2 - 7z^2) + 2h_4xy (7z^2 + 28y^2 - 13r^2) + \\ &+ 8h_5 [(7y^2 (3z^2 + 4y^2) + 3r^2 (x^2 - 8y^2)] \Big\}; \\ B_z &= \frac{B_s R_s^5}{15r^9} \Big\{ 75h_1xz (7z^2 - 3r^2) + \\ \end{split}$$

4

$$+ 8h_2(30r^2z^2 - 3r^4 - 35z^4) + 70h_3xz(x^2 - 3y^2) + + 70h_4xz(3y^2 - x^2) + 280h_5yz(y^2 - 3x^2) \Big\}, \quad (3)$$

где h_1 , h_2 , h_3 , h_4 , h_5 — безразмерные коэффициенты, определяющие гексапольные моменты магнитного поля нейтронной звезды, R_s — радиус нейтронной звезды, B_s — индукция магнитного поля на ее поверхности.

Из выражений (1) и (2) следует, что для исследования постмаксвелловских эффектов во внешнем электромагнитном поле компоненты магнитного поля (3) должны быть взяты в максвелловском приближении. Непосредственной подстановкой несложно убедиться, что эти компоненты удовлетворяют вакуумным (вне источников) уравнениям Максвелла. В силу принятой нормировки $B(R_s) = B_s$ некоторые из безразмерных коэффициентов h_1 , h_2 , h_3 , h_4 и h_5 должны быть сравнимы с единицей.

ВЫВОД УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ Электромагнитного импульса в нелинейной электродинамике вакуума

Используя выражения (1)–(3), найдем уравнения для лучей, законы движения электромагнитных импульсов по этим лучам, а также определим время распространения импульсов, переносимых двумя нормальными модами, из общего источника к одному и тому же приемнику.

Обозначим радиус-вектор точки, в которой находится источник электромагнитных импульсов, через $\mathbf{r}_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$, а радиус-вектор точки, в которой находится их приемник, — через $\mathbf{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$. Дальнейшие расчеты приобретают наиболее простой вид, если оси декартовой системы координат ориентировать так, чтобы источник электромагнитных импульсов и их приемник лежали в плоскости YOZ и выполнялось условие: $y_0 = y_1 = b$. При таком выборе ориентации осей координат радиусы-векторы источника и приемника электромагнитных импульсов имеют компоненты $\mathbf{r}_0 = \{0, b, z_0\}, \mathbf{r}_1 = \{0, b, z_1\}.$ В этом случае уравнения, описывающие движение рассматриваемого электромагнитного импульса в пространстве-времени с метрическими тензорами (1)-(2), удобно переписать, выбрав в качестве аффинного параметра координату z.

Как показано в работе [29], эти уравнения примут вид

$$\frac{d^2ct}{dz^2} = -\left\{\Gamma^0_{mp} - \frac{dct}{dz}\Gamma^3_{mp}\right\}\frac{dx^p}{dz}\frac{dx^m}{dz};$$

$$\frac{d^2x}{dz^2} = -\left\{\Gamma^1_{mp} - \frac{dx}{dz}\Gamma^3_{mp}\right\}\frac{dx^p}{dz}\frac{dx^m}{dz};$$

$$\frac{d^2y}{dz^2} = -\left\{\Gamma^2_{mp} - \frac{dy}{dz}\Gamma^3_{mp}\right\}\frac{dx^p}{dz}\frac{dx^m}{dz};$$

$$G^{(1,2)}_{np}\frac{dx^n}{dz}\frac{dx^p}{dz} = 0,$$
(4)

где Γ_{mp}^n — символы Ктоффеля, вычисленные с использованием метрических тензоров $G_{ik}^{(1,2)}$.

В качестве начальных условий для этой системы уравнений потребуем выполнения соотношений

$$x^{0}(z_{0}) = ct_{0},$$

$$x(z_{0}) = x(z_{1}) = 0,$$

$$y(z_{0}) = y(z_{1}) = b,$$

(5)

где t_0 — момент времени излучения импульса из точки \mathbf{r}_0 .

При данных граничных условиях система уравнений (4) имеет единственное решение, причем последнее уравнение этой системы является первым интегралом для остальных трех уравнений.

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ГЕКСАПОЛЯ

Так как для пульсаров $B_s < B_q$, то в рассматриваемой задаче имеется малый параметр $\xi B_s^2 < 1$. Поэтому решать систему уравнений (4) можно методом последовательных приближений. Для этого представим, как и в работе [29], неизвестные функции $t_{1,2}(z)$, $x_{1,2}(z)$ и $y_{1,2}(z)$, относящиеся к двум независимым модам, в виде разложений по этому малому параметру:

$$t_{1,2}(z) = t_0(z) + \eta_{1,2}\xi B_s^2 \Big[A(z) - A(z_0) \Big];$$

$$x_{1,2}(z) = x_0(z) + \eta_{1,2}\xi B_s^2 \times \times \left[X(z) - X(z_0) + \frac{(z - z_0)[X(z_0) - X(z_1)]}{(z_1 - z_0)} \right];$$
(6)
$$y_{1,2}(z) = y_0(z) + \eta_{1,2}\xi B_s^2 \times \times \left[Y(z) - Y(z_0) + \frac{(z - z_0)[Y(z_0) - Y(z_1)]}{(z_1 - z_0)} \right],$$

где A(z), X(z), Y(z) — неизвестные функции в постмаксвелловском приближении.

Подставляя выражения (6) в уравнения (4) и разлагая их в ряды по малому параметру $\xi B_s^2 < 1$, получим систему уравнений по приближениям. В нулевом приближении имеем

$$c\frac{d^2t_0(z)}{dz^2} = \frac{d^2x_0(z)}{dz^2} = \frac{d^2y_0(z)}{dz^2} = 0,$$
$$c^2\left(\frac{dt_0(z)}{dz}\right)^2 - \left(\frac{dx_0(z)}{dz}\right)^2 - \left(\frac{dy_0(z)}{dz}\right)^2 = 1$$

Несложно найти решение этих уравнений, удовлетворяющее условиям (5):

$$t_0(z) = t_0 + \frac{z - z_0}{c}, \quad x_0(z) = x_0, \quad y_0(z) = 0.$$
 (7)

Эти выражения, как и следовало ожидать, описывают прямолинейное движение электромагнитного импульса со скоростью c вдоль оси z.

В следующем приближении из системы уравнений (4) получим уравнения для нахождения неизвестных функций A(z), X(z) и Y(z). Эти функции описывают в первом приближении эффекты искривления лучей в магнитном поле гексаполя, а также закон движения электромагнитного импульса по этим лучам. Однако из-за большого расстояния между Землей и ближайшими пульсарами, значительно превышающего радиус пульсара, наблюдать нелинейноэлектродинамическое искривление лучей невозможно. Поэтому мы ограничимся только исследованием законов движения нормальных мод в гексапольном магнитном поле пульсара. Для этого рассмотрим последнее уравнение системы (4). В интересующем нас приближении оно дает

$$\begin{aligned} \frac{dA(z)}{dz} &= \frac{6272b^7}{9r^{18}} \left[b\left(h_5^2 - h_2^2\right) + 2zh_2h_5 \right] + \\ &+ \frac{896b^5}{9r^{16}} \left[3b\left(5h_2^2 - 2h_5^2\right) - 14zh_2h_5 \right] + \\ &+ \frac{2b^3}{3r^{14}} \left[3b\left(25h_1^2 + 20h_1h_3 - 20h_1h_4 - 512h_2^2 + \right. \\ &+ 4h_3^2 - 8h_3h_4 + 4h_4^2 + 64h_5^2 \right) + 512zh_2h_5 \right] + \\ &+ \frac{16b^2}{9r^{12}} \left[128h_2^2 + 18h_1h_4 - 18h_1h_3 - 45h_1^2 \right] + \frac{32h_1^2}{r^{10}}, \end{aligned}$$

где $r = \sqrt{z^2 + b^2}$.

Интегрируя это уравнение, получим:

$$A(z) = \frac{392b^6}{9r^{16}} \left[z \left(h_5^2 - h_2^2 \right) - 2bh_2h_5 \right] + \\ + \frac{4b^4}{9r^{14}} \left[9z \left(15h_2^2 + h_5^2 \right) + 224bh_2h_5 \right] + \\ + \frac{b^2}{18r^{12}} \left[3z \left(25h_1^2 + 20h_1h_3 - 20h_1h_4 - 122h_2^2 + 4h_3^2 - \right) \\ - 8h_3h_4 + 4h_4^2 + 90h_5^2 \right) - 512bh_2h_5 \right] - \frac{32zh_1^2}{9r^{10}} + \\ + \left[\frac{z}{180r^{10}} + \frac{z}{160b^2r^8} + \frac{7z}{960b^4r^6} + \frac{7z}{768b^6r^4} + \right. \\ + \frac{7z}{512b^8r^2} + \frac{7}{512b^9} \operatorname{arctg} \left(\frac{z}{b} \right) \right] \times \\ \times \left(132h_3^2 + 70h_2^2 + 132h_4^2 + 2970h_5^2 + 84h_1h_3 - \right. \\ - 264h_3h_4 - 84h_1h_4 + 25h_1^2 \right).$$
(8)

Подставляя выражения (7)–(8) в первое из выражений (6), получим закон движения обеих нормальных мод $t_{1,2}(z)$ вдоль луча, соединяющего точки \mathbf{r}_0 и \mathbf{r}_1 .

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННОГО РЕШЕНИЯ

Согласно выражениям (6)–(8) время распространения нормальных мод из точки \mathbf{r}_0 в точку \mathbf{r}_1 из-за различного нелинейно-электродинамического воздействия на них сильного магнитного поля пульсара различно. Время запаздывания τ более медленной моды, по сравнению с более быстрой модой:

$$\begin{aligned} \tau &= |\eta_1 - \eta_2| \xi B_s^2 \Biggl\{ \frac{392b^6}{9r_1^{16}} \Bigl[z_1 \bigl(h_5^2 - h_2^2 \bigr) - 2bh_2 h_5 \Bigr] - \frac{392b^6}{9r_0^{16}} \Bigl[z_0 \bigl(h_5^2 - h_2^2 \bigr) - 2bh_2 h_5 \Bigr] + \\ &+ \frac{4b^4}{9r_1^{14}} \Bigl[9z_1 \bigl(15h_2^2 + h_5^2 \bigr) + 224bh_2 h_5 \Bigr] - \frac{4b^4}{9r_0^{14}} \Bigl[9z_0 \bigl(15h_2^2 + h_5^2 \bigr) + 224bh_2 h_5 \Bigr] + \\ &+ \frac{b^2}{18} \Biggl[\frac{3z_1}{r_1^{12}} - \frac{3z_0}{r_0^{12}} \Bigr] (25h_1^2 + 20h_1 h_3 - 20h_1 h_4 - 122h_2^2 + 4h_3^2 - 8h_3 h_4 + 4h_4^2 + 90h_5^2 \bigr) - \\ &- \frac{256b^3}{9} \Biggl[\frac{1}{r_1^{12}} - \frac{1}{r_0^{12}} \Biggr] h_2 h_5 + \frac{32h_1^2}{9} \Biggl[\frac{z_0}{r_0^{10}} - \frac{z_1}{r_1^{10}} \Biggr] + \Biggl\{ \frac{z_1}{180r_1^{10}} - \frac{z_0}{180r_0^{10}} + \frac{z_1}{160b^2r_1^8} - \frac{z_0}{160b^2r_0^8} + \\ &+ \frac{7z_1}{960b^4r_1^6} - \frac{7z_0}{960b^4r_0^6} + \frac{7z_1}{768b^6r_1^4} - \frac{7z_0}{768b^6r_0^4} + \frac{7z_1}{512b^8r_1^2} - \frac{7z_0}{512b^8r_0^2} + \frac{7}{512b^9} \Biggl[\arccos\left(\frac{z_1}{b}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{z_0}{b}\right) \Biggr] \Biggr\} \times \\ &\times \Bigl[132h_3^2 + 70h_2^2 + 132h_4^2 + 2970h_5^2 + 84h_1h_3 - 264h_3h_4 - 84h_1h_4 + 25h_1^2 \Biggr] \Biggr\},$$

где $r_0 = \sqrt{z_0^2 + b^2}, r_1 = \sqrt{z_1^2 + b^2}.$

Оценим величину τ . Рассмотрим двойную затменную пульсарную систему. Источниками жестких импульсов каждого пульсара являются их магнитные полюса и области внешней бреши. Предположим, что в момент времени $t = t_0$ один из пульсаров излучил эллиптически поляризованный импульс рентгеновского или гамма-излучения длительностью L. Пусть этот импульс проходит через сильное магнитное поле другого пульсара и попадает в детектор рентгеновского и гамма-излучения, находящийся на околоземном спутнике. Так как расстояние между пульсарами обычно значительно больше их радиусов, то в выражении (9) мы можем перейти к пределам $z_0 \to -\infty$, $z_1 \to \infty$, и оно примет вид

$$\tau = \frac{7\pi |\eta_1 - \eta_2| \xi B_s^2}{512b^9} \left[132h_3^2 + 70h_2^2 + 132h_4^2 + + 2970h_5^2 + 84h_1h_3 - 264h_3h_4 - 84h_1h_4 + 25h_1^2 \right].$$

Оценки показывают, что величина времени запаздывания τ , вызываемая полем гексаполя, несущественно отличается от соответствующей величины τ , вызываемой магнитным дипольным полем [29] при одинаковой величине индукции на поверхности нейтронной звезды: $\tau \sim 10^{-8}$ с для пульсара и $\tau \sim 10^{-6}$ с для магнетара.

Изучим теперь, как изменяется состояние поляризации импульса жесткого излучения после его прохождения через сильное магнитное поле пульсара. Предположим, что передний фронт быстрой моды прибыл к поляриметрическому устройству, находящемуся на околоземном спутнике, в некоторый момент времени t_E. Так как быстрая мода электромагнитной волны имеет линейную поляризацию, то в передней части любого регистрируемого импульса при $t_E < t < t_E + \tau$ поляриметрическое устройство зарегистрирует линейную поляризацию. В момент времени $t = t_E + \tau$ к поляриметрическому устройству прибудет и более медленная мода, поляризованная ортогонально к более быстрой моде. Сложение этих двух мод при $t_E + \tau < t < t_E + L/c$ создаст в общем случае эллиптически поляризованную волну. В момент времени $t = t_E + L/c$ задний фронт более быстрой моды покинет детектор и через него будет проходить электромагнитная волна, переносимая одной только медленной модой. Поэтому при $t_E + L/c < t < L/c + au$ поляриметрическое устройство зарегистрирует линейную поляризацию, ортогональную поляризации передней части импульса. Этот необычный поляризационный эффект показывает, что магнитные поля нейтронных звезд являются хорошими объектами для исследования нелинейной электродинамики вакуума и проверки ее предсказаний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени методами внеатмосферной астрономии проведен достаточно подробный мониторинг жесткого излучения, поступающего от пульсаров и магнетаров. В результате этих наблюдений открыто более 300 пульсаров и несколько магнетаров, излучающих в этом диапазоне, определены их угловые координаты на небесной сфере, измерены характерные частоты их импульсного излучения, проведена классификация по временной зависимости интенсивности излучения.

Единственное, что не регистрировалось в этих экспериментах, — это состояние поляризации импульсов. В настоящее время начались работы по созданию поляриметров жесткого излучения, предназначенных для орбитального базирования. После создания таких поляриметров появится возможность по проверке рассмотренного в настоящей статье предсказания нелинейной электродинамики вакуума о необычном состоянии поляризации импульсов жесткого излучения, приходящих от пульсаров и магнетаров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Heisenberg W., Euler H. // Zs. f. Phys. 1936. 98. S. 714.
- 2. Born M., Infeld L. // Proc. Roy. Soc. A. 1934. 144. P. 425.
- 3. Podolsky B. // Phys. Rev. 1942. 62. P. 68.
- 4. Gaete P., Helayël-Neto J. // Eur. Phys. J. C. 2014. 74. P. 3182.
- Denisov V. I., Dolgaya E. E., Sokolov V. A., Denisova I. P. // Phys. Rev. D. 2017. 96. 036008.
- 6. Soleng H. H. // Phys. Rev. D. 1995. 52. P. 6178.
- Novello M., Perez Bergliaffa S. E., Salim J. // Phys. Rev. D. 2004. 69. 127301.
- 8. Kruglov S. I. // Phys. Rev. D. 2015. 92. 123523.
- Денисов В. И., Соколов В. А. // ЖЭТФ. 2011. 140. С. 1064. (Denisov V. I., Sokolov V. A. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2011. 113. P. 926.)
- Karbstein F., Gies H., Reuter M., Zepf M. // Phys. Rev. D. 2015. 92. 071301(R).
- Денисов В.И., Денисова И.П., Свертилов С.И. // ТМФ. 2003. 135. С. 322. (Denisov V.I., Denisova I. P., Svertilov S. I. // Theoretical and Mathematical Physics. 2003. 135. P. 720.)
- Abishev M., Aimuratov Y., Aldabergenov Y. et al. // Astroparticle Physics. 2016. 73. P. 8.
- 13. Денисов В. И., Денисова И. П. // ТМФ. 2001. **129**. С. 131. (*Denisov V. I., Denisova I. P. //* Theoretical and Mathematical Physics. 2001. **129**. P. 1421.)
- Gnedin Yu. N., Silant'ev N. A., Piotrovich M. Yu. // Astron. Lett. 2006. 32. P. 96.
- Bussard R. W., Alexander S. G., Meszaros P. // Phys. Rev. D. 1986. 34. P. 440.
- Вшивцева П.А., Денисов В.И., Денисова И.П. // Докл. РАН. 2002. 387. С. 178. (Vshivtseva P.A., Denisov V.I., Denisova I. P. // Doklady Physics. 2002. 47. P. 798.)
- Ni W.-T., Mei H.-H., Wu S.-J. // Modern Physics Letters A. 2013. 28. 1340013.
- 18. Tsai W.-Y., Erber T. // Phys. Rev. D. 1975. 12. P. 1132.
- Денисов В. И., Денисова И. П. // Оптика и спектроскопия. 2001. 90. С. 1023. (Denisov V. I., Denisova I. P. // Optics and Spectroscopy. 2001. 90. P. 928.)
- 20. Palomba C. // Astron. Astrophys. 2000. 354. P. 163.
- Denisov V. I., Shvilkin B. N., Sokolov V. A., Vasili'ev M. I. // Phys. Rev. D. 2016. 94. 045021.
- Denisov V. I., Denisova I. P., Pimenov A. B., Sokolov V. A. // Eur. Phys. J. C. 2016. 76, N 11. P. 612.
- 23. Lai D., Ho W. C. G. // Phys. Rev. Lett. 2003. 91. 071101.
- Гапочка М. Г., Денисов М. М., Денисова И. П. и др. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2015. 55. С. 1893. (Gapochka M. G. et al. // Comput. Math. Phys. 2015. 55. P. 1857.)
- Denisov V. I., Sokolov V. A., Vasili'ev M. I. // Phys. Rev. D. 2014. 90. 023011.
- Taverna R., Turolla R., Caniulef D. G. et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2015. 454. P. 3254.
- 27. Денисов В. И. // ТМФ. 2002. **132**. С. 211. (Denisov V. I. // Theoretical and Mathematical Physics. 2002. **132**. Р. 1071.)

- Gnedin Yu. N., Silant'ev N. A., Shternin P. S. // Astron. Lett. 2006. 32. P. 39.
- Denisov V. I., Sokolov V. A., Svertilov S. I. // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2017. 09. P. 004.
- Denisov V. I., Dolgaya E. E., Sokolov V. A. // Journal of High Energy Physics. 2017. 5. P. 105.
- Васильев М.И., Денисов В.И., Козарь А.В., Томази-Вишецева П.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2017. № 6. С. 24. (Vasili'ev M. I., Denisov V. I., Kozar A. V., Tomasi-Vshivtseva P. A. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2017. 72, N 6. P. 513.)
- 32. P'etri J. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2015. 450. P. 714.

Nonlinear Electrodynamic Birefringence in a Multipole Magnetic Field

M. I. Vasili'ev¹, M. G. Gapochka², I. P. Denisova^{1,a}, O. V. Kechkin³

¹Department of Computer Mathematics, Moscow Aviation Institute (National Research University). Moscow 125993, Russia.

²Department of Photonic and Physics of Microwave, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

³Research Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119191, Russia.

^aE-mail: kaf.pmitet.mai@yandex.ru.

A nonlinear electrodynamic change in the phase of an electromagnetic wave after passing through a hexapole magnetic field is determined. It is shown that any pulse of electromagnetic radiation changes its initial polarization due to vacuum nonlinear electrodynamics equations. The front and back of the pulse with the length of $c\tau$ are linearly polarized in mutually orthogonal planes; the part enclosed between them, in the general case, becomes an elliptically polarized wave.

Keywords: vacuum nonlinear electrodynamics, hexapole field, normal modes. PACS: 11.10.Lm, 11.80.Fv. *Received 30 January 2018*.

English version: Moscow University Physics Bulletin. 2018. 73, No. 5. Pp. 457-461.

Сведения об авторах

- 1. Васильев Михаил Иванович ст. преподаватель; тел.: (499) 141-95-62, e-mail: kaf.pmitet.mai@yandex.ru.
- 2. Гапочка Михаил Германович доктор биол. наук, доцент, зам. декана; тел.: (495) 939-40-58, e-mail: gapochka@physics.msu.ru.
- 3. Денисова Ирина Павловна доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (499) 141-95-62, e-mail: kaf.pmitet.mai@yandex.ru.
- 4. Кечкин Олег Вячеславович доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kechkin@depni.sinp.msu.ru.