

УДК 530.12, 530.145, 531.51

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ГАММА – ВСПЛЕСКОВ КАК СЛЕДСТВИЕ НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦ – ИНВАРИАНТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Гришкан Ю.С.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, e-mail: ugrish@yandex.ru

Показано, что недавно обнаруженная циркулярная поляризация излучения оптических послесвечений гамма – всплесков может быть следствием нарушения лоренц – инвариантности электромагнитного поля. Соотношение между циркулярной и линейной поляризациями этого излучения, обнаруженное экспериментально, воспроизводится при определённом значении параметра смешивания b левой и правой поляризаций. Построена зависимость параметра нарушения лоренц – инвариантности ξ от энергии E , необходимое для наблюдения осцилляций поляризационных параметров от красного смещения в оптическом диапазоне длин волн.

Ключевые слова: всплески гамма – излучения, уравнения поля с нарушенной Лоренц – инвариантностью, искривленное пространство – время, расширяющаяся Вселенная

OPTICAL AFTERGLOWS OF GAMMA RAY BURSTS POLARIZATION AS A RESULT OF ELECTROMAGNETIC FIELD LORENTZ INVARIANCE VIOLATION

Grishkan Y.S.

Southern Federal University, Rostov-on-Don, e-mail: ugrish@yandex.ru

It is shown that Lorentz violation of gamma ray bursts afterglows electromagnetic radiation in optical range is possible for circular optical polarization registered relatively recently. Exact ratio between circular and linear polarization measured in that experiments is reproduced for some values of mixing parameter b of the left and right polarization of electromagnetic radiation. A relationship of Lorentz violation parameter ξ on energy E needed to clarify of polarization parameters oscillations on redshift is construction on graphs.

Keywords: gamma ray bursts, field equations with Lorentz violation, curved spacetime, expanding universe

Недавно международная группа исследователей презентовала в Nature [1] экспериментальное открытие циркулярной поляризации оптического послесвечений гамма – всплеска GRB 121024A. Объединив эти данные с наблюдением поляризации других гамма – всплесков (в частности, GRB 091018) эта группа получила, в достаточной мере, надёжную информацию о связи линейной и круговой поляризации. В качестве источника поляризации излучения в оптическом диапазоне в подстрочнике письма предлагались ударные волны в хозяйской галактике. При этом, на современном уровне исследований не представляется возможным эти волны увидеть в том же оптическом диапазоне, что подтверждается приведёнными в работе цифрами. Основным результатом этого исследования является связь между циркулярной и линейной поляризациями $V/L = 0.15$.

Это открытие заставляет по-новому взглянуть на другие механизмы поляризации излучения, в частности, на механизм нарушения Лоренц-инвариантности (LV). Как будет показано ниже, LV механизм порождает именно такое излучение. В результате он остаётся конкурентоспособным в смысле объяснения возникновения поляризованных оптических волн рекордно – большой

мощности. Именно высокая мощность излучения выделяет внегалактические гамма – всплески среди других явлений природы. Ошибочным является умозаключение о том, что LV нарушение неспособно генерировать поляризованные оптические волны, генерируемые в оптическом диапазоне. Как будет показано ниже, для оптического диапазона излучения отсутствует активная связь с гравитацией, в частности, осцилляции поляризационных параметров, но величина циркулярной поляризации от диапазона излучения не зависит.

Само явление LV связано с эффектом многомерности пространства. Пространство – время должно иметь минимум пять измерений, как это предполагалось в механизме Майерса – Поспелова. Поиск многомерности пространства является одним из приоритетных направлений развития современной физики. Именно к таким явлениям, с высокой степенью достоверности, относятся осцилляции нейтрино [2]. Другая возможность заключается в поиске явления LV в доступном современным установкам диапазоне энергий.

Дисперсионное соотношение для волн с нарушенной Лоренц – инвариантностью в общепринятой форме Майерса – Поспелова [3] ($\hbar = c = 1$) имеет вид:

$$w_{k\pm}^2 = k^2 \pm \frac{2\xi k^3}{M_g}, \quad (1)$$

где $M_g \sim 10^{19}$ Гэв – планковская энергетическая шкала,

Здесь принято ограничение на параметр параметра нарушения лоренц- инвариантности LV [4] $\xi \leq 3 \cdot 10^{-16}$.

Рассчитаем поляризационные параметры Стокса оптического излучения с нарушенной Лоренц – инвариантностью в гравитационном поле, следуя [5].

Выберем метрику стандартной модели расширяющейся Вселенной в виде:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dl^2 \quad (2)$$

где $a(t)$ – масштабный фактор Вселенной.

В статье [3] показано, что вектор – потенциал волны можно представить в виде:

$$A_\alpha = -A[(e_{\alpha L} \exp(i\Delta\phi) + e_{\alpha R} \exp(-i\Delta\phi)) + be_{\alpha R} \exp(-i\Delta\phi)], \quad (3)$$

где $A = \exp[i(\int_{t_0}^t Wd\tau - P_3x_3)]$,

$\Delta\phi = \int_{t_0}^t \Delta w_k dt$ – фаза смешивания поляризаций.

Рассчитаем напряжённость электрического поля волны в унитарной калибровке:

$$E_1 = -\frac{\partial A_1}{\partial t}, \quad E_2 = -\frac{\partial A_2}{\partial t}, \quad (4)$$

$$E_1 = -iWA[(2+b)\cos\Delta\phi - ib\sin\Delta\phi], \quad E_2 = iWA[(2+b)\sin\Delta\phi + ib\cos\Delta\phi] \quad (5)$$

Пусть спектральная плотность принимаемого пакета плоских волн имеет вид $n(P)$. Построим поляризационные параметры Стокса для этого пакета аналогично [3] с учётом нелинейных по параметру b смешивания поляризаций членов.

$$N = Ip = n(P)W^2(|E_1|^2 + |E_2|^2) = n(P)W^2[(2+b)^2 + b^2] \quad (6)$$

$$Q = n(P)W^2(|E_1|^2 - |E_2|^2) = n(P)W^2[(2+b)^2 - b^2]\cos(2\Delta\phi) \quad (7)$$

$$U = n(P)W^2 2\text{Re}(E_1E_2^*) = -n(P)W^2[(2+b)^2 - b^2]\sin(2\Delta\phi) \quad (8)$$

$$V = n(P)W^2 2\text{Im}(E_1E_2^*) = n(P)W^2 2b(2+b) \quad (9)$$

Построенные параметры образуют ортогональный поляризационный базис Стокса:

$$e_i = \left(\frac{Q}{Ip}, \frac{U}{Ip}, \frac{V}{Ip}\right), e_i e_i = 1, \quad (10)$$

$$(Ip)^2 = Q^2 + U^2 + V^2.$$

Рассчитаем линейную поляризацию рассматриваемого пакета плоских волн.

$$P^2 = Q^2 + U^2 = [(2+b)^2 - b^2]^2 n^2(P)W^4 \quad (11)$$

Квадрат мощности принимаемого волнового пакета

$$N^2 = [(2+b)^2 + b^2]^2 n^2(P)W^4 \quad (12)$$

Выражение для линейной поляризации в рассматриваемой модели имеет вид:

$$L = \sqrt{\frac{P^2}{N^2}} = \frac{(2+b)^2 - b^2}{(2+b)^2 + b^2} \quad (13)$$

Эта кривая изображена на рис. 1.

Рассчитаем круговую поляризацию этого излучения

$$v = \sqrt{\frac{\langle V^2 \rangle}{\langle N^2 \rangle}} = \frac{2b(b+2)}{(2+b)^2 + b^2} \quad (14)$$

Эта кривая изображена на рис. 2.

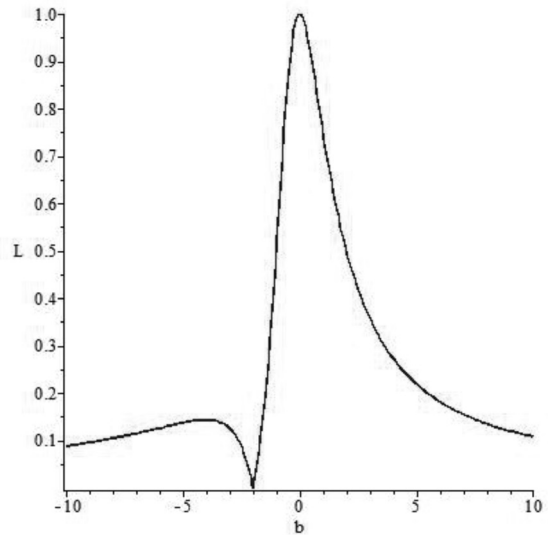


Рис. 1. Зависимость линейной поляризации L излучения гамма- всплеска от параметра смешивания b

Из (13), (14) видно, что линейная и круговая поляризации рассматриваемого оптического излучения зависят только от параметра смешивания поляризаций b и не зависят от от вида дисперсионного соотношения для волны.

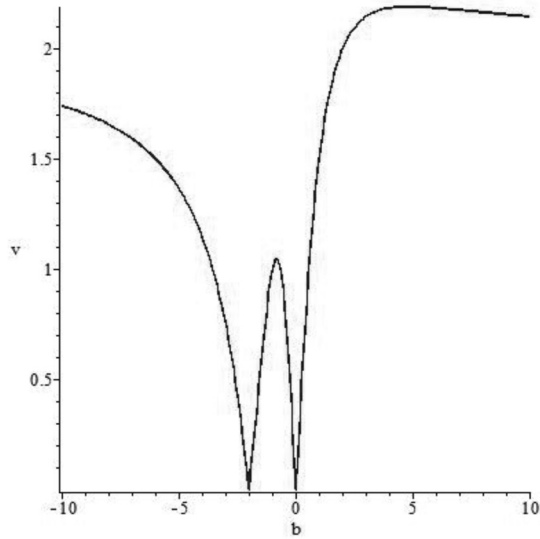


Рис. 2. Зависимость циркулярной поляризации v излучения гамма-всплеска от параметра смешивания b

Рассчитаем зависимость от времени t дисперсионного соотношения принимаемых волн.

Следуя [5], перепишем фазу смешивания поляризаций $\Delta\varphi = \int_{t_0}^t \Delta w_k dt$ через квантовую поправку к частоте $\Delta w = \Delta w_+ = \Delta w_k$, релятивистскую частоту волны в метрике (2) как $W = \frac{w}{a/a_0}$, $P_3 = \frac{k_3}{a/a_0}$.

Из (1) следует, что поправка к дисперсионному соотношению для фотонов, вследствие нарушения Лоренц – инвариантности электромагнитного поля равна:

$$\Delta w_k = \frac{2\xi k^2}{M_g / \frac{a}{a_0}} \quad (15)$$

Как оказывается, от вида этой поправки зависят более тонкие поляризационные эффекты, связанные с различием скоростей левых и правых фотонов на нестационарном фоне расширяющейся Вселенной. Вследствие этого различия плоскость поляризации света поворачивается. На скорости этого поворота оставляет слепок расширения Вселенной.

Высчитаем приведённые поляризационные параметры

$$q = \sqrt{\frac{\langle Q^2 \rangle}{\langle N^2 \rangle}}, \quad u = \sqrt{\frac{\langle U^2 \rangle}{\langle I^2 \rangle}} \quad \text{из (6)–(8)}.$$

Эти параметры имеют вид:

$$q = \frac{(2+b)^2 - b^2}{(2+b)^2 + b^2} \cos(2\Delta\varphi),$$

$$u = \frac{(2+b)^2 - b^2}{(2+b)^2 + b^2} \sin(2\Delta\varphi) \quad (16)$$

Согласно данным упомянутого выше эксперимента, циркулярная поляризация света меньше линейной $v \leq 0.15$ но $v/L < 1$.

Строя графики поляризаций (13) (14) как функций получаем, что эти условия выполняются для интервала значений $b = 0-0.14$.

В литературе встречается и более жёсткий вариант ограничений на поляризацию оптического излучения: $v = 0.15L$.

Обобщим последнее условие с помощью нелинейного по параметру b уравнения

$$v = xL \quad (17)$$

Легко показать, что это уравнение имеет единственный действительный корень $x = b$. Если $x = 0.15$, то единственным действительным корнем уравнения (17) является $b = 0.15$.

То есть, амплитуда правой поляризации волны должна составлять менее 15% от амплитуды левой поляризации. Эти наблюдения выявляют связь между и правой поляризациями света в источнике. Как видим, левая поляризация намного больше правой. Для установления механизма работы «центральной машины» гамма-всплеска это весьма существенно.

На рис. 3 построена зависимость v/L как функция параметра b .

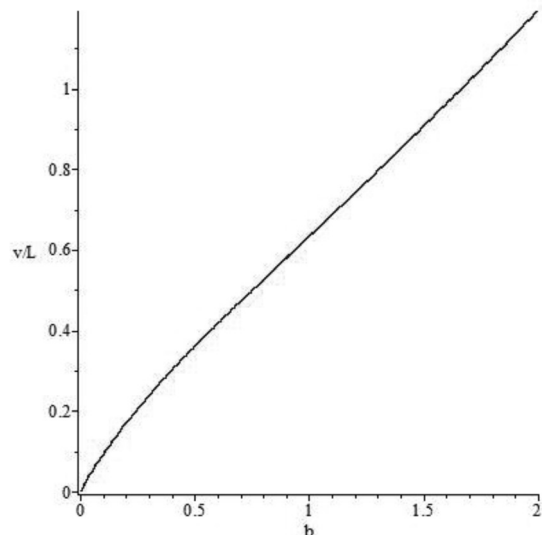


Рис. 3. Зависимость отношения поляризационного параметра v/L от красного смещения от параметра смешивания b

Параметры q, u (как и t) зависят от времени t . Значит q, u должны осциллировать по красному смещению. Эти параметры измеряются оптическими поляриметрами, что хорошо известно из наблюдения астрономических объектов. Обнаружение их осцилляций, поэтому, важно для обнаружения нарушения Лоренц – инвариантности электромагнитного поля $\Delta\phi$. В используемой системе единиц справедлива оценка по энергии [6], [7]

$$H_0 M_g \sim 10^{-23} \text{ ГэВ}$$

$$\Delta\phi \sim \frac{\xi E^2}{M_g H_0} \sim \frac{\xi E^2 \cdot 10^5}{(\text{эВ})^2} \quad (18)$$

Нормируя (17) на энергию видимого света, $E \sim 3 \text{ эВ}$, получим оценку

$$\Delta\phi \sim \frac{10^{-5}}{(\text{эВ})^2} E^2 = 10^{-5} e^2, \quad (19)$$

где $e = \frac{E}{E_0}, E_0 = 1 \text{ эВ}$.

Для параметра ξ нарушения LV принято ограничение [4].

Наблюдение осцилляций [16] является тонким инструментом по измерению самого параметра ξ . Как видно из оценки (18) величина $\Delta\phi$, согласно современным представлениям, мала. То есть, осцилляции по красному смещению, согласно современным представлениям отсутствуют. Обнаружение этих осцилляций и в оптическом и в рентгеновском диапазонах излучения одновременно дало бы основания для пересмотра современной теории LV.

Согласно [3],

$$\Delta\phi = \frac{10^{-5}}{(\text{эВ})^2} E^2 I_0 = 10^{-5} e^2 I_0,$$

где

$$I_0 = I \cdot F$$

$$F = \frac{1}{\Omega_\Lambda^{1/2}} \int \frac{w dw}{(1 + \lambda_m w^3)^{1/2}} \quad (20)$$

Предсказанные осцилляции поляризационных параметров q, u можно зарегистрировать при $I =$ порядка 1.

Обозначим для удобства

$$xi = \xi \quad (21)$$

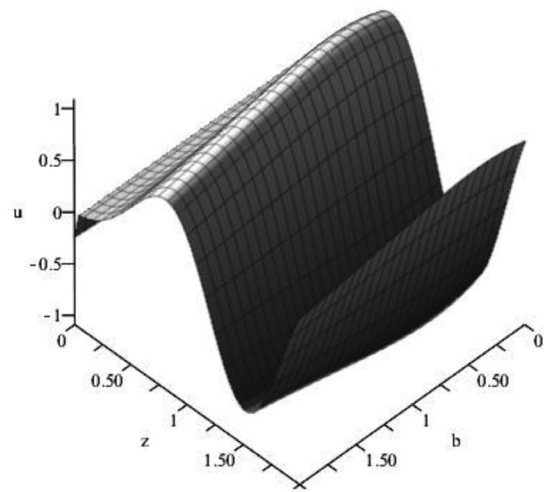


Рис. 4. Зависимость осцилляций поляризационного параметра q от красного смещения z и параметра смешивания b

На рис. 4 приведён трёхмерный график зависимости осцилляций параметра u от красного смещения z и параметра смешивания b

Список литературы

1. Wiersma K. et al. Circular polarization of the optical afterglow of GRB 121024A. // Nature Lett. – 2014. – v. 509, № 201, P. 13237.
2. Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillations. Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande collaboration) / Phys. Rev. Lett. – 2004. – v. 93. – P. 101801–101805.
3. Myers Robert C, Maxim Pospelov. Ultraviolet modifications of dispersion relations in effective field theory // Physical Review Letters. – 2003. – v. 90. – P. 211601–211605.
4. Gotz et al. The polarized Gamma Ray Burst GRB 061122. // Monthly Notice Royal Astronomical Society. – 2013. – v. 431, Issue 4. – P. 3550–3556.
5. Гришкан Ю.С. Поиск ограничений на параметры нарушения Лоренц – инвариантности с помощью изучения всплесков гамма – излучения высокой энергии. // Письма в Астрономический журнал. – 2010. – т. 36 – С. 403–410.
6. Гришкан Ю.С. // Межд. Журн. Прикл. Фунд. Исслед. – 2014. – № 8. – С. 119–121.
7. Горбунов. Д.С., Рубаков В.А. // Введение в теорию ранней вселенной. – М. ЛКИ, 2008. – С. 1–552.