

УДК 530.12, УДК 530.145, УДК 531.51.

**ОБРАБОТКА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛН  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С НАРУШЕННОЙ ЛОРЕНЦ  
ИНВАРИАНТНОСТЬЮ**

**Гришкан Ю.С.**

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

Показано, что линейная поляризация электромагнитного излучения гамма –всплесков не зависит от типа механизма нарушения Лоренц – инвариантности (LV). Для поляризационных параметров, недоступных измерению существующими поляризаторами космического базирования, возникает новый физический механизм осцилляции по красному смещению и энергии излучения. Зависимостью линейной поляризации излучения от параметра смешивания поляризаций  $b$  объясняются взаимно исключающие друг друга результаты экспериментов IBIS/SPI/INTEGRAL и GAP/IKAROS.

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

**A PROCESSING OF HARD RENTGEN EXPEREMENTS DATA ON RADIATING  
ELECTROMAGNETIC FIELD WITH LORENZ INVARIANCE VIOLATION**

**Grishkan Yu.S.**

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

It is shown, a linear polarization of gamma – ray bursts electromagnetic radiation isn't depend on Lorentz invariance violation (LV) mechanisms type. It is originate a new physical mechanism of unsearchable polarization parameters oscillation on redshift  $z$  and energy  $E$ . A dependence of linear polarization on mixing parameter  $b$  clarify us the excluding results of IBIS/SPI/INTEGRAL and GAP/IKAROS experements.

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

Плоская структура пространства – времени при относительно низких энергиях может быть нарушена пространственно - временной пеной квантовых флуктуаций. Для её обнаружения в 2011 – 2012 годах на оборудовании спутника INTEGRAL и космической обсерватории IKAROS были выполнены уникальные измерения параметра нарушения лоренц – инвариантности  $\xi$  и поляризационных параметров излучения в жестком рентгеновском, мягком гамма – диапазонах 50 – 800 кэВ. На параметр нарушения лоренц – инвариантности (LV) были наложены жёсткие ограничения  $\xi \leq 3 \cdot 10^{-16}$  [1], тогда как средняя линейная поляризация излучения  $L > 0.35$  [2]. Обе группы использовали простейшую формулу для эффекта LV [3] (далее используется естественная система единиц  $\hbar = c = 1$ ):

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

где  $M_g \sim 10^{19}$  ГэВ – планковская энергетическая шкала,  $\xi \leq 3 \cdot 10^{-16}$ .

Из формулы (2) вытекает неравенство скоростей левых и правых фотонов. Поэтому, излучение становится поляризованным, что и зафиксировано в (1) на феноменологическом уровне. Эксперимент IBIS/SPI/

INTEGRAL проводился в астрофизическом окне поляризованного рентгеновского излучения с энергией квантов света  $250 < E < 800$  кэВ [1]. Однако, этот эффект обнаружен не был. Напротив, в эксперименте GAP/IKARUS в диапазоне энергий  $50 < E < 300$  кэВ с помощью поляриметра GAP был обнаружен поток поляризованного излучения от послесвечений гамма – всплесков и оценена линейная поляризация этого излучения.

Рассмотрим максимально общий спектр электромагнитных волн, принимаемый от источника с учётом фрактальной материи. Теория калибровочно – инвариантного фрактального электромагнитного поля с источниками была построена в [4]. При высоких энергиях в физических полях может возникать нарушение Лоренц – инвариантности (LV) [3]. Построим теорию фрактального электромагнитного поля с LV.

Тензор калибровочно – инвариантного фрактального поля, обладающий свойствами причинности есть:

$$F_{ab}^\gamma = \partial_a^\gamma A_b - \partial_b^\gamma A_a \quad (A_b \rightarrow A_b + \partial_b^\gamma \varphi) \quad (3)$$

Здесь и ниже греческие индексы обозначают дробную фрактальную производную Риса и пробегают значения  $0 < \alpha, \beta, \gamma < 1$ . В (3) дробная производная Риса по каждой из координат  $x_a$  определена как в [3].

Лагранжиан поля с нарушенной лоренц – инвариантностью имеет вид:

$$L = \frac{F^{\gamma ab} F_{ab}^{\gamma}}{2} - \frac{\xi}{4M} n^m F_{ma}^{\beta} (n^p \partial_p^{\beta}) n_n \tilde{F}^{na\beta} \quad (4)$$

здесь  $M$  – энергетическая шкала LV нарушения,

$\xi$  – численный коэффициент ( $\xi / M \ll 1$ ),

$n_c$  – нормированный единичный вектор

$$(n^d \cdot n_d) = 1, \quad n \approx (1, 0, 0, 0).$$

$\tilde{F}^{na\gamma}$  – дуальный тензор электромагнитного поля.

Варьируя действие с функцией Лагранжа (4) в калибровке Лоренца  $\partial_b^{\gamma} A^b = 0$ , получаем уравнения поля

$$\partial_b^{\gamma} \partial^{\gamma b} A_a - \frac{\xi}{2M} (n^m \partial_m^{\beta})^2 \varepsilon^{nacd} F_{cd}^{\beta} = 0 \quad (5)$$

Получим из (5) уравнения для плоской поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси «z» трёхмерного пространства

$$A_{1,2} = \varepsilon_{1,2} \exp(i(\omega_{\gamma} t - k_z z)), \quad (6)$$

где вектор поляризации определён стандартно

$$\partial_b^{\gamma} \partial^{\gamma b} A_a = \pm \frac{\xi}{M} (\partial_t)^2 \partial_z A_a \quad (7)$$

Дисперсионное соотношение для плоской свободной ( $\xi = 0$ ) фрактальной электромагнитной волны с растущей высокоэнергетической модой ( $\omega|_{k \rightarrow \infty} \rightarrow \infty$ ) получено в [4]:

$$\omega_{\gamma} = k^{\gamma} \sin(\gamma\pi / 2) \quad (8)$$

Пользуясь (5), рассчитаем поправку к (8) методом последовательных приближений по параметру  $\xi / M \ll 1$ :

$$\omega_{\gamma} = k^{\gamma} \sin(\gamma\pi / 2) \pm \frac{\xi}{2M \sin(\gamma\pi / 2)} k^{3\beta-\gamma} \quad (9)$$

Учтём, что измерения производятся в гравитационном поле стандартной модели Вселенной. Введём систему отсчёта с метрикой расширяющейся Вселенной, масштабным фактором:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) dl^2 \quad (10)$$

В этой метрике для механизма (2) частота волны примет вид [6]:

$$w_k = k \frac{a}{a_0} \pm \Delta w \left( k \frac{a}{a_0} \right) \quad (11)$$

$a(t_0) = a|_{t_0}$  – масштабный фактор Вселенной в настоящий момент времени. Предположим, что источник, находящийся на расстоянии с красным смещением  $z = \frac{a_0}{a} - 1$ ,

генерирует волну, содержащую как суперпозицию левой (LP) и правой (RP) поляризации, так и циркулярную поляризацию (CPR). Вектор – потенциал поляризованной электромагнитной волны может быть представлен в виде, где волна записана как суперпозиция лево- и право - поляризованных волн [6]. Перепишем (11) через квантовую поправку к частоте  $\Delta w_+ = \Delta w_k$ , релятивистскую частоту волны в метрике (10) как

$$W = \frac{w}{a/a_0}, P_3 = \frac{k_3}{a/a_0}. \quad (12)$$

Теперь вектор – потенциал (14) можно переписать в функции от фазы смешивания поляризации  $\Delta\varphi = \int_{t_0}^t \Delta w_k dt$ , амплитуды  $A = \exp[i(\int_{t_0}^t W d\tau - P_3 x_3)]$

$$A_{\alpha} = -A[(e_{\alpha L} \exp(i\Delta\varphi) + e_{\alpha R} \exp(-i\Delta\varphi)) + b e_{\alpha R} \exp(-i\Delta\varphi)], \quad (13)$$

Рассчитаем напряжённость электрического поля волны в унитарной калибровке:

$$E_1 = -\frac{\partial A_1}{\partial t}, E_2 = -\frac{\partial A_2}{\partial t}, \quad (14)$$

$$E_1 = -iWA[(2+b)\cos\Delta\varphi - ib\sin\Delta\varphi], E_2 = iWA[(2+b)\sin\Delta\varphi + ib\cos\Delta\varphi] \quad (15)$$

Спектральная плотность принимаемого пакета плоских волн имеет вид  $n(P)$ . Поляризационные параметры Стокса для этого пакета аналогично [6] с учётом нелинейных по параметру  $b$  смешивания поляризаций членов:

$$I_p = n(P)W^2(|E_1|^2 + |E_2|^2) = n(P)W^2[(2+b)^2 + b^2] \quad (16)$$

$$Q = n(P)W^2(|E_1|^2 - |E_2|^2) = n(P)W^2[(2+b)^2 - b^2]\cos(2\Delta\varphi) \quad (17)$$

$$U = n(P)W^2 2 \operatorname{Re}(E_1 E_2^*) = -n(P)W^2[(2+b)^2 - b^2]\sin(2\Delta\varphi) \quad (18)$$

$$V = n(P)W^2 2 \operatorname{Im}(E_1 E_2^*) = n(P)W^2 2b(2+b) \quad (19)$$

Построенные параметры образуют ортогональный поляризационный базис Стокса:

$$e_i = \left( \frac{Q}{I_p}, \frac{U}{I_p}, \frac{V}{I_p} \right), e_i e_i = 1, (I_p)^2 = Q^2 + U^2 + V^2. \quad (20)$$

Приёмник излучения, принимая волну, усредняет её параметры  $X(E)$  по энергетическому спектру [7]. Моменты усреднения имеют вид:

$$\langle X^n \rangle = \int_{E_0}^{E_1} \frac{X^n(E/E_0, z)}{E_1 - E_0} dE \quad (21)$$

Введём безразмерную энергию  $e = \frac{E}{E_0}$ , ( $E_0$  - начальная точка отсчёта энергии в спектре). В рассматриваемом пакете плоских волн

$$\langle P^2 \rangle = \langle Q^2 \rangle + \langle U^2 \rangle = [(2+b)^2 - b^2]^2 \int_1^{e_1} \frac{n(P) (WA)^2}{e_1 - 1} de \quad (22)$$

Средний квадрат мощности принимаемого волнового пакета

$$\langle N^2 \rangle = [(2+b)^2 + b^2]^2 \int_1^{e_1} \frac{n(P) (WA)^2}{e_1 - 1} de \quad (23)$$

Среднее значение линейной поляризации в рассматриваемой модели:

$$L = \langle L \rangle = \sqrt{\frac{\langle P^2 \rangle}{\langle N^2 \rangle}} = \frac{(2+b)^2 - b^2}{(2+b)^2 + b^2} \quad (24)$$

Кривая  $L(b)$  изображена на Рис.1. В эксперименте GAP [2] получено ограничение на линейную поляризацию послесвечения гамма – всплеска GRB 110721A  $L > 0.35$ , соответствующее значению  $-1.21 < b < 3.07$  в

формуле (26). По измерениям GAP, спектр энергии в поляриметре  $n(P) \approx P^{-2}$ . Зафиксируем  $f(P) = \xi P^2 / M_g / a$ . Тогда разность фаз примет в модели (2) есть:

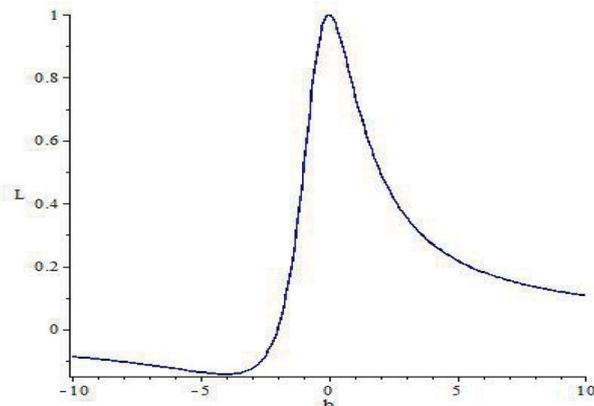


Рис. 1. Зависимость поляризации  $L$  излучения гамма- всплеска от параметра смешивания  $b$ .

$$\Delta\varphi = \int_{t_0}^t \frac{2\xi k^2 dt}{M_g a / a_0} = \int_0^z \frac{2\xi k^2 w dw}{M_g [0.7 + 0.3w^3]^{1/2}} \quad (25)$$

Рассчитаем, к примеру,  $\langle Q^2 \rangle$ . Пользуясь (18), (19), имеем

$$\langle Q^2 \rangle = [(2+b)^2 - b^2] \int_1^{e_1} e^{-2a} \cos^2 \Delta\varphi de \quad (a=2). \quad (26)$$

Нормированные усреднённые поляризационные параметры есть:

$$q = \sqrt{\frac{\langle Q^2 \rangle}{\langle I^2 \rangle}} = \frac{(2+b)^2 - b^2}{(2+b)^2 + b^2} \sqrt{\frac{\int_1^{e_1} e^{-2a} \cos^2 \Delta\varphi (-2a+1) de}{e_1^{-2a+1} - 1}} \quad (27)$$

$$u = \sqrt{\frac{\langle U^2 \rangle}{\langle I^2 \rangle}} = \frac{(2+b)^2 - b^2}{(2+b)^2 + b^2} \sqrt{\frac{\int_1^{e_1} e^{-2a} \cos^2 \Delta\varphi (-2a+1) de}{e_1^{-2a+1} - 1}} \quad (28)$$

$$v = \sqrt{\frac{\langle V^2 \rangle}{\langle I^2 \rangle}} = \frac{b(b+2)}{(2+b)^2 + b^2} \sqrt{\frac{\int_1^{e_1} e^{-2a} \cos^2 \Delta\varphi (-2a+1) de}{e_1^{-2a+1} - 1}} \quad (29)$$

Оценим фазу  $\Delta\varphi$ . В используемой системе единиц  $H_0 M_g \sim 10^{-23} \text{ Гэв}$

$$\Delta\varphi \sim \xi E^2 / M_g H_0 \sim 30 E^2 / (\text{Mev})^2 \quad (30)$$

Нормируя в (26) энергию на  $E_0 = 300 \text{ Кэв}$ , введём безразмерную энергию  $e = E/E_0$ . Тогда  $\Delta\varphi \sim e^2$ .

Из Рис.2 видно, что при энергии  $E_0$  и существующих сегодня оценках  $\xi$  наблю-

дается осцилляционный минимум для поляризационного параметра  $q$  по красному смещению. Как следует из Рис.3., для параметра  $u$  расчет предсказывает появление поляризационного максимума по  $z$ .

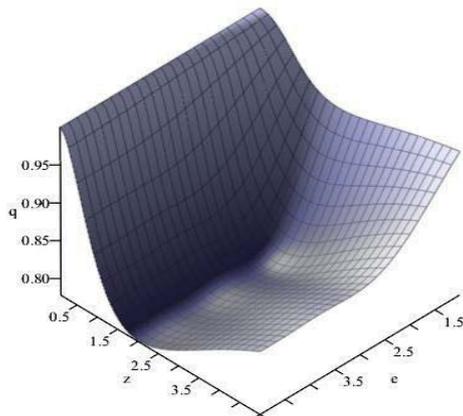


Рис.2. Осцилляционный минимум поляризационного параметра  $q$  по красному смещению  $z$  при  $b=0$ .

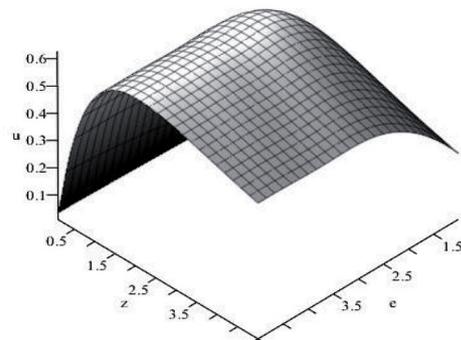


Рис.3. Осцилляционный максимум поляризационного параметра  $u$  по красному смещению  $z$  при  $b=0$ .

Из Рис.1 видно, что результаты экспериментов GAP/IKAROS и IBIS/INTEGRAL согласуются друг с другом при больших абсолютных значениях параметра смешивания  $b$ , малой поляризации излучения  $L$ .

#### Список литературы

1. Gotz Diego et. al. The polarized Gamma Ray Burst GRB 061122. //MNRAS -2011-v.431, Issue 4- P. 3550 -3556.
2. Mukohayama Shogi.et. al. Strict Limit on CPT violation from polarization of gamma –ray Bursts.// Phys. Rev. Lett.- 2012-v- 109-P. 241104 -24110
3. Myers Robert C, Pospelov Maxim. Ultraviolet modifications of dispersion relations in effective field theory// Physical Review Letters.-2003-v.90-P.211601-211605.
4. Lazo Matheus Jascoske. Gauge Invariant Fractional Electromagneti Fields. //Phys. Lett. A, -2011-v.375- p.3541-3546.
5. Liberati Stefano, Mattingly David.Lorentz breaking effective field theory models and gravity. //-2012-gr-qc/1208.1071- v.1- P1-9.
6. 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.
7. Kostelecky Alan, M. Mewes Mattue Astrophysical Tests of Lorentz and CPT violation with photons.// Phys. Rev.Lett.- 2006- v.97.- P.140401.