

УДК 535.41

ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

А.А. Есаков, А.Н. Морозов, С.Е. Табалин, И.В. Фомин

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

e-mail: a.esakov@inbox.ru; amor59@mail.ru; tabalin@mail.ru; ingvor@inbox.ru

Проведен анализ возможности применения интерферометров Фабри–Перо для регистрации высокочастотных гравитационно-волновых возмущений, возникших на первоначальной стадии формирования Вселенной. Показано, что при использовании явления низкочастотного оптического резонанса есть возможность настройки лазерной интерференционной гравитационной антенны на регистрацию высокочастотных возмущений. Получены расчетные формулы для определения спектральной чувствительности интерферометра Фабри–Перо и определен уровень минимально обнаружимой спектральной плотности флуктуаций метрики пространства–время. Преимущество предложенного варианта лазерной интерференционной гравитационной антенны — отсутствие необходимости размещения зеркал интерферометра на свободных массах.

Ключевые слова: интерферометр Фабри–Перо, низкочастотный оптический резонанс, гравитационно-волновые возмущения, спектральная плотность.

APPLICATION OF LOW-FREQUENCY OPTICAL RESONANCE FOR DETECTION OF HIGH-FREQUENCY GRAVITATIONAL WAVES

A.A. Esakov, A.N. Morozov, S.E. Tabalin, I.V. Fomin

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

e-mail: a.esakov@inbox.ru; amor59@mail.ru; tabalin@mail.ru; ingvor@inbox.ru

The authors analyze opportunity of application of the Fabry–Perot interferometers for detection of high-frequency gravitational wave perturbations occurred during the initial stage of the formation of the Universe. It is shown that at usage of the phenomenon of low-frequency optical resonance there is opportunity of tuning of laser interferometric gravitational wave antenna for detection of high-frequency perturbations. The calculation formulas for determination of the spectral sensitivity of the Fabry–Perot interferometer are obtained and the level of the minimum detectable spectral density of fluctuations of the space-time metric is evaluated. We have the advantage of this version of laser interferometric gravitational wave antenna due to absence of necessity to host mirrors of the interferometer on free masses.

Keywords: Fabry–Perot interferometer, low-frequency optical resonance, gravitational-wave perturbations, spectral density.

Проблема исследования Вселенной требует разработки новых методов регистрации происходящих в ней астрофизических явлений. Одним из перспективных способов наблюдательной космологии является регистрация гравитационных волн астрофизического происхождения. Для решения задачи создания гравитационно-волновых детекторов

необходимо проведение исследований, направленных на разработку высокочувствительных лазерных интерферометров.

В настоящее время реализуется несколько проектов поиска гравитационных волн, например проекты LIGO (США), VIRGO (Италия, Франция), TAMA-300 (Япония), GEO 600 (Германия) и др. [1–4]. Основная их особенность — попытка регистрации коротких всплесков гравитационных волн астрофизического происхождения от достаточно редких событий, таких как коллапс звезд с образованием черной дыры или слияние нейтронных звезд [5, 6]. Для регистрации указанных событий разрабатываются детекторы, имеющие максимальную чувствительность в диапазоне частот 100...1000 Гц.

Еще один возможный источник гравитационно-волнового возмущения — реликтовые гравитационные волны, возникающие на первоначальной стадии формирования Вселенной. Согласно последним теоретическим расчетам широкого класса космологических моделей, для таких волн должно наблюдаться достаточно резкое возрастание (достигающее 3–4 порядков) спектральной плотности энергии гравитационных волн для частот $10^5 \dots 10^{10}$ Гц [7–9]. С предсказанием существования высокочастотных гравитационно-волновых возмущений связаны попытки создания гравитационных детекторов, настроенных на регистрацию возмущений в указанном диапазоне волн [10, 11].

Цель настоящей работы — анализ возможности использования явления низкочастотного оптического резонанса в интерферометре Фабри–Перо для регистрации высокочастотных гравитационно-волновых возмущений.

Впервые идея применения интерферометра Майкельсона для регистрации гравитационных волн была предложена в 1962 г. [12]. Сейчас она широко используется во всех лазерных интерференционных гравитационных антеннах, в которых в плечах интерферометра Майкельсона располагаются интерферометры Фабри–Перо [13].

Один из перспективных методов повышения чувствительности гравитационных антенн в высокочастотной области спектра — использование явления низкочастотного оптического резонанса, наличие которого в интерферометрах Фабри–Перо установлено в работе [14]. Предварительный анализ чувствительности интерферометра Фабри–Перо в высокочастотной области спектра выполнен в работе [15].

Проведем расчет чувствительности гравитационно-волнового датчика в высокочастотной области спектра, основанного на явлении низкочастотного оптического резонанса. Согласно работам [14–18], запишем выражения для мощности падающего на интерферометр Фабри–Перо монохроматического лазерного излучения (W_0) и мощности

прошедшего этот интерферометр излучения (W_A):

$$W_0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c S E_0^2; \quad (1)$$

$$W_A(t) = \varepsilon_0 c S \eta^4 Y(t), \quad (2)$$

где ε_0 — электрическая постоянная; c — скорость света в вакууме; S — площадь зеркал интерферометра; E_0 — напряженность электрического поля лазерного излучения на входе в интерферометр, которую полагаем постоянной величиной; η — амплитудный коэффициент пропускания зеркал интерферометра (для двух зеркал принимается одинаковым); $Y(t) = |E(t)|^2$ — квадрат модуля напряженности электрического поля $E(t)$ на поверхности зеркал интерферометра.

Полагая, что число переотражений в интерферометре Фабри – Перо велико (оно может достигать значений $10^4 \dots 10^5$), величину $Y(t)$ в соответствии с результатами работы [16] можно представить как решение системы дифференциальных уравнений

$$\dot{Y} + 2\beta Y = \frac{E_0}{4t_0^2} Z + \frac{E_0^2}{4t_0}; \quad (3)$$

$$\ddot{Z} + 2\beta \dot{Z} + \omega_0^2 Z = E_0 F(t). \quad (4)$$

Здесь

$$\beta = -\frac{\ln R^2}{2t_0} = \frac{\Delta}{2t_0}; \quad (5)$$

$$\omega_0^2 = \frac{\kappa^2 + \Delta^2}{4t_0^2}; \quad (6)$$

$$F(t) = \frac{\Delta}{2t_0} - \frac{2k_e}{\kappa} \dot{x}(t),$$

где t_0 — время однократного прохождения света от одного зеркала интерферометра до другого, которое определяется через длину интерферометра L ,

$$t_0 = \frac{L}{c}; \quad (7)$$

R — амплитудный коэффициент отражения зеркал интерферометра; Δ — потери за один цикл переотражений, $\Delta = 1 - R^2$; κ — фазовый сдвиг, характеризующий настройку интерферометра; k_e — волновое число; $x(t)$ — смещение зеркал интерферометра относительно друг друга, $x(t) = Lh(t)$, $h(t)$ — метрика пространства – время, описывающая гравитационно-волновое возмущение. При записи формул (3) и (4) предполагалось, что $|k_e x(t)| \ll \Delta$ и $\Delta \ll 1$, а фаза монохроматической волны на входе интерферометра — постоянная величина.

Примем, что потери на поглощение в зеркалах интерферометра малы, следовательно

$$\Delta = \eta^2.$$

Тогда при отсутствии гравитационной волны мощность вышедшего из интерферометра излучения определяется по формуле

$$W_{A0} = \frac{\varepsilon_0 c S \Delta^2 E_0^2}{2(\kappa^2 + \Delta^2)} = \frac{\Delta^2}{\kappa^2 + \Delta^2} W_0, \quad (8)$$

где $\kappa \ll 1$.

Пусть спектральная плотность флуктуаций метрики пространства – время $h(t)$, вызванных гравитационно-волновыми возмущениями, является функцией циклической частоты $G_h(\omega)$. Записав систему уравнений (3) и (4) в виде фурье-образов переменных частей функций $Y(t)$ и $Z(t)$

$$p\delta\tilde{Y} + 2\beta_0\delta\tilde{Y} = \frac{c^2 E_0}{4L^2} \delta\tilde{Z};$$

$$p^2\delta\tilde{Z} + 2p\beta\delta\tilde{Z} + \omega_0^2\delta\tilde{Z} = -\frac{2k_e L E_0}{\kappa} p\tilde{h}$$

и учитывая формулы (1) и (2), получаем выражение, связывающее фурье-образ флуктуаций мощности $\delta\tilde{W}_A$ лазерного излучения, вышедшего из интерферометра Фабри – Перо, и флуктуации метрики пространства – время \tilde{h} :

$$\delta\tilde{W}_A = -\frac{k_e c^2}{\kappa L} \frac{\Delta^2 p}{(p^2 + 2\beta p + \omega_0^2)(p + 2\beta)} W_0 \tilde{h}. \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что спектральную плотность флуктуаций мощности лазерного излучения, прошедшего интерферометр Фабри – Перо, можно записать в форме

$$G_{\delta W_A} = \frac{k_e^2 c^4}{\kappa^2 L^2} \frac{\Delta^4 \omega^2}{\left((\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2\right) (\omega^2 + 4\beta^2)} W_0^2 G_h(\omega). \quad (10)$$

Неустраняемые квантовые флуктуации прошедшего интерферометр Фабри – Перо лазерного излучения проанализированы в работе [6]. Согласно этой работе, оценка спектральной плотности этих флуктуаций имеет вид

$$G_{W_e} = k_e c \hbar W_{A0} = k_e c \hbar \frac{\Delta^2}{\kappa^2 + \Delta^2} W_0, \quad (11)$$

где \hbar – постоянная Планка. Тогда отношение спектральных плотнос-

тей, задаваемых выражениями (10) и (11), принимает вид

$$\delta G_W = \frac{G_{\delta W_A}}{G_{W_e}} = \frac{k_e c^3}{\kappa^2 L^2 \hbar} \frac{(\kappa^2 + \Delta^2) \Delta^2 \omega^2}{\left((\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2 \right) (\omega^2 + 4\beta^2)} W_0 G_h(\omega). \quad (12)$$

Если осуществлять настройку интерферометра Фабри–Перо на максимальный наклон кривой чувствительности, описываемой формулой (8), как это делается обычно при поиске гравитационных волн, то $\kappa = \Delta/\sqrt{3}$ и выражение (12) приобретает вид

$$\delta G_W^* = \frac{36k_e c^3}{L^2 \hbar} \frac{\Delta^2 \omega^2}{(9\omega^4 + 4\beta^2 \omega^2 + 16\beta^4) (\omega^2 + 4\beta^2)} W_0 G_h(\omega), \quad (13)$$

где учтено соотношение

$$\omega_0^2 = \frac{4}{3}\beta^2.$$

Рассмотрим случай регистрации высокочастотных гравитационно-волновых возмущений. При использовании явления низкочастотного оптического резонанса и настройки интерферометра Фабри–Перо на максимум резонансной кривой, описываемой формулой (12), из этой формулы имеем

$$\delta G_W = \frac{k_e c^3}{4\kappa^2 L^2 \hbar} \frac{(\kappa^2 + \Delta^2) \Delta^2 (\omega_0^2 - 2\beta^2)}{(\omega_0^2 - \beta^2) (\omega_0^2 + 2\beta^2) \beta^2} W_0 G_h(\omega).$$

Здесь учтено приближенное выражение для резонансного значения частоты гравитационно-волнового возмущения

$$\omega^2 = \omega_0^2 - 2\beta^2.$$

Полагая, что $\beta \ll \omega_0$ ($\Delta \ll \kappa$) и с учетом (5), (6) и (7), имеем

$$\delta G_W = \frac{4k_e L^2}{\kappa^2 c \hbar} W_0 G_h(\omega) \quad (14)$$

или с учетом приближенного равенства циклической частоты ω величине ω_0 на основании формул (6) и (7) получаем

$$\delta G_W = \frac{k_e c}{\hbar \omega^2} W_0 G_h(\omega), \quad (15)$$

где регистрируемая циклическая частота ω гравитационно-волнового возмущения должна быть связана с параметрами антенны соотношением

$$\omega = \frac{\kappa c}{2L}. \quad (16)$$

Аналогичное выражение для случая настройки резонатора Фабри–Перо на максимальный наклон кривой чувствительности, который

описывается формулой (13), при $\omega \gg \beta$ имеет вид

$$\delta G_W^* = \frac{36k_e c^3 \Delta^2}{9L^2 \hbar \omega^4} W_0 G_h(\omega),$$

или

$$\delta G_W^* = \frac{8k_e c L^2 \beta^2}{9\hbar \omega^4} W_0 G_h(\omega). \quad (17)$$

Сравнения формул (15) и (17) позволяет сделать вывод, что использование низкочастотного оптического резонанса при регистрации высокочастотных гравитационно-волновых возмущений существенно повышает чувствительность лазерных гравитационных антенн.

Условием наблюдения гравитационно-волнового сигнала при усреднении спектральной плотности за период времени T является неравенство

$$\delta G_W > \frac{1}{\sqrt{\beta T}},$$

или с учетом (5) и (7)

$$\delta G_W > \sqrt{\frac{2L}{cT\Delta}}. \quad (18)$$

Подстановка формул (14) и (15) в неравенство (18) дает выражение для оценки минимальной спектральной плотности флуктуаций метрики пространства – время, которая может быть зарегистрирована с помощью предлагаемого интерферометра Фабри – Перо, использующего явление низкочастотного оптического резонанса:

$$G_h(\omega) > \sqrt{\frac{2c}{TL^3\Delta} \frac{\hbar \kappa^2}{4k_e W_0}}, \quad (19)$$

или

$$G_h(\omega) > \sqrt{\frac{2L}{c^3 T \Delta} \frac{\hbar \omega^2}{k_e W_0}}.$$

Для случая фазовой настройки интерферометра Фабри – Перо $\kappa = 0,1$ и при параметрах лазерной гравитационной антенны $\Delta = 10^{-4}$, $L = 100$ м, $W_0 = 10^3$ Вт, $T = 10^7$ с (116 сут.) и $k_e = 5,9 \cdot 10^6$ м⁻¹ ($\lambda_e = 1,064$ мкм), из выражения (19) имеем минимально обнаруживаемую спектральную плотность флуктуаций гравитационно-волнового возмущения $G_h(\omega) > 3,5 \cdot 10^{-49}$ с. При этом циклическая частота такого возмущения в соответствии с формулой (16) будет равна $\omega = 1,5 \cdot 10^5$ с⁻¹.

Отметим, что аналогичную чувствительность можно получить и для случая уменьшения длины интерферометра в 10 раз ($L = 10$ м), при этом фазовую настройку интерферометра необходимо будет изменить до значения $\kappa = 1,77 \cdot 10^{-2}$, а циклическая частота станет равной

$\omega = 2,65 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Если длину резонатора уменьшить еще в 10 раз ($L = 1 \text{ м}$), то при сохранении чувствительности указанную выше фазовую настройку необходимо снизить до значения $\kappa = 3,16 \cdot 10^{-3}$, а частота возрастет до $\omega = 4,75 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Следовательно, применение низкочастотного оптического резонанса позволяет с помощью интерферометра Фабри–Перо регистрировать высокочастотные гравитационно-волновые возмущения. Преимущество предложенного датчика — отсутствие необходимости устанавливать зеркала интерферометра на подвижных массах, что существенно упрощает процедуру их юстировки. Указанное преимущество возникает ввиду того, что в высокочастотной области спектра механические колебания не успевают распространиться от одного зеркала до другого и интерферометр Фабри–Перо можно рассматривать как жесткую конструкцию [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. *LIGO: The laser interferometer gravitational-wave observatory* / B.P. Abbott, R. Abbott, R. Adhikari, P. Ajith, B. Allen et al. // *Rep. Prog. Phys.* 2009. Vol. 72. No. 7. P. 076901. DOI: 10.1088/0034-4885/72/7/076901 URL: stacks.iop.org/RoPP/72/076901 (дата обращения: 24.04.2014).
2. *A state observer for the Virgo inverted pendulum* // *Review of scientific instruments* / T. Accadia, F. Acernese, P. Astone, G. Ballardin et al. 2011. Vol. 82. P. 094502. DOI: 10.1063/1.3637466 URL: http://pdfserv.aip.org/RP/RSINAK/vol_82/iss_9/094502_1.pdf (дата обращения: 24.04.2014).
3. *Observation results by the TAMA300 detector on gravitational wave bursts from stellar-core collapses* / M. Ando, K. Arai, Y. Aso, P.T. Beyersdorf et al. // *Rhys. Rev. D.* 2005. Vol. 71. No. 8. P. 082002-1–082002-17 DOI: 10.1103/PhysRevD.71.082002 URL: prd71-082002.pdf (дата обращения: 24.04.2014).
4. *First long-term application of squeezed states of light in a gravitational-wave observatory* // H. Grote, K. Danzmann, K.L. Dooley, R. Schnabel, J. Slutsky, H. Vahlbruch // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110. P. 181101-1–181101-5. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.181101 URL: <http://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.110.181101> (дата обращения: 24.04.2014).
5. *Амальди Э., Пицелла Г.* Поиск гравитационных волн // *Астрофизика, кванты и теория относительности*. М.: Мир, 1982. С. 241–396.
6. *Бичак И., Руденко В.Н.* Гравитационные волны в ОТО и проблема их обнаружения. М.: Изд-во МГУ, 1987. 264 с.
7. *Boyle L.A., Steinhardt P.J., Turok N.* The cosmic gravitational-wave background in a cyclic universe // *Phys. Rev. D.* 2004. Vol. 69. P. 127302.
8. *Sa P.M., Henriques A.B.* Gravitational-wave generation in hybrid quintessential inflationary models // *Phys. Rep. D.* 2010. Vol. 81. P. 124043.
9. *Nishizawa A., Motohashi H.* Constraint on reheating after $f(R)$ inflation from gravitational waves // *Phys. Rev. D.* 2014. Vol. 89. P. 063541.
10. *Li F., Tang M., Shi D.* Electromagnetic response of a Gaussian beam to high-frequency relic gravitational waves in quintessential inflationary models // *Phys. Rev. D.* 2003. Vol. 67. P. 104008.

11. *A new theoretical technique for the measurement of high-frequency relic gravitational waves* / R.C. Woods, R.M.L. Baker, F. Li, G.V. Stephenson, E.W. Davis, A.W. Beckwith // *J. of Modern Physics*. 2011. No. 2. P. 498–518.
12. *Пустовойт В.И., Герцештейн М.Е.* К вопросу об обнаружении гравитационных волн малых частот // *ЖЭТФ*. 1962. Т. 43. Вып. 8. С. 605–607.
13. *Гладышев В.О., Морозов А.Н.* Классификация гравитационных антенн по методам регистрации гравитационного излучения // *Измерительная техника*. 2000. № 9. С. 21–25.
14. *Гладышев В.О., Морозов А.Н.* Низкочастотный оптический резонанс в многолучевом интерферометре Фабри–Перо // *Письма в ЖТФ*. 1993. Т. 19. Вып. 14. С. 39–42.
15. *Морозов А.Н.* Применение интерферометра Фабри–Перо для регистрации высокочастотных флуктуаций метрики пространства – времени // *Инженерный журнал: наука и инновации*. 2012. № 5. С. 24–38. URL: <http://engjournal.ru/articles/203/203.pdf> (дата обращения: 24.04.2014).
16. *Морозов А.Н.* Необратимые процессы и броуновское движение: Физико-технические проблемы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997. 332 с.
17. *Gladyshev V.O., Morozov A.N.* The theory of a Fabry–Perot interferometer in a gravitational wave experiment // *J. Moscow Phys. Soc.* 1996. Vol. 6. P. 209–221.
18. *Gladyshev V.O., Morozov A.N.* Low-frequency optical resonance in multi-beams Fabry–Perot resonator and problem of gravitational waves detection // *Proceedings of XIII International Scientific Meeting “Physical Interpretations of Relativity Theory”*. Moscow, 2007. P. 6–10.

REFERENCES

- [1] Abbott B.P., Abbott R., Adhikari R., Ajith P., Allen B. et al. of the LIGO Scientific Collaboration. LIGO: The laser interferometer gravitational-wave observatory. *Reports on Progress in Physics*, AIP, 2009, vol. 72: 076901, pp. 1–25. DOI: 10.1088/0034-4885/72/7/076901
- [2] Accadia T., Acernese F., Astone P., Ballardin G. et al. of the Scientific Collaboration A state observer for the Virgo invented pendulum. *Review of scientific instruments*, AIP, 2011, vol. 82: 094502. DOI: 10.1063/1.3637466
- [3] Ando M., Arai K., Aso Y., Beyersdorf P.T. et al. Observation results by the TAMA300 detector on gravitational wave bursts from stellar-core collapses. *Phys. Rev. D.*, 2005, vol. 71, no. 8, pp. 082002-1–082002-17. DOI: 10.1103/PhysRevD.71.082002
- [4] Grote H., Danzmann K., Dooley K.L., Schnabel R., Slutsky J., Vahlbruch H. First long-term application of squeezed states of light in a gravitational-wave observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 110, pp. 181101-1–181101-5. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.181101
- [5] Amaldi E., Pizzella G. The search for gravitational waves, in *Relativity, Quanta and Cosmology in the development of the scientific thought of Albert Einstein*. New York, USA, Johnson Reprint Corporation, Academic Press, 1979 (Russ. ed.: Amal'di E., Pitsella G. *Poisk gravitatsionnykh voln. Astrofizika, kvanty i teoriya otnositel'nosti*. Moscow, Mir Publ., 1982 (pp. 241–396).
- [6] Bichak I., Rudenko V.N. *Gravitatsionnye volny v OTO i problema ikh obnaruzheniya* [Gravitational waves at general theory of relativity (GTR) and the problem of their detection]. Moscow, MGU Publ., 1987. 264 p.
- [7] Boyle L.A., Steinhart P.J., Turok N. The cosmic gravitational-wave background in a cyclic universe. *Phys. Rev. D, Particles Fields*, The American Physical Society, 2004, vol. 69: 127302–127302.4. DOI: 10.1103/PhysRevD.69.127302
- [8] Sa P.M., Henriques A.B. Gravitational-wave generation in hybrid quintessential inflationary models. *Phys. Rev. D*. 2010, vol. 81: 124043. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.124043

- [9] Nishizawa A., Motohashi H. Constraint on reheating after $f(R)$ inflation from gravitational waves. *Phys. Rev. D.*, 2014, vol. 89: 063541. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.063541
- [10] Li F., Tang M., Shi D. Electromagnetic response of a Gaussian beam to high-frequency relic gravitational waves in quintessential inflationary models. *Phys. Rev. D.*, 2003, vol. 67: 104008. DOI: 10.1103/PhysRevD.67.104008
- [11] Woods R.C., Baker R.M.L., Li F., Stephenson G.V., Davis E.W., Beckwith A.W. A new theoretical technique for the measurement of high-frequency relic gravitational waves. *J. Modern Physics*, 2011, no. 2, pp. 498–518. DOI: 10.4236/jmp.2011.26060
- [12] Pustovoyt V.I., Gertsenshteyn M.E. On the problem about detection of low frequency gravitational waves. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* [J. Exp. Theor. Phys.], 1962, vol. 43, iss. 8, pp. 605–607 (in Russ.).
- [13] Gladyshev V.O., Morozov A.N. Classification of gravitational-wave antennas by the methods of gravitational radiation detection. *Izmeritel'naya tekhnika* [Measurement Technique, 2000, vol. 43, iss. 9, pp. 741–746], 2000, no. 9, pp. 21–25 (in Russ.). DOI: 10.1023/A:1026616020579
- [14] Gladyshev V.O., Morozov A.N. Low-frequency optical resonance in multiple-beam Fabry–Perot interferometer. *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* [Tech. Phys. Lett.], 1993, vol. 19, iss. 14, pp. 39–42 (in Russ.).
- [15] Morozov A.N. Fabry–Perot interferometer application for registration of high-frequency fluctuations of the metric space-time. *Jelektr. nauchno-tehn. Izd. "Inzhenernyj zhurnal: nauka i innovacii" MGTU im. N.E. Baumana* [El. Sc.-Techn. Publ. "Eng. J. Science and Innovation" of Bauman MSTU], 2012, no. 5, pp. 24–38 (in Russ.). Available at: <http://engjournal.ru/articles/203/203.pdf> (accessed 24.04.2014).
- [16] Morozov A.N. Neobratiymye protsessy i brownovskoe dvizhenie: Fiziko-tekhnicheskie problemy [Irreversible processes and Brownian motion: physical and technical problems]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 1997. 332 p.
- [17] Gladyshev V.O., Morozov A.N. The theory of a Fabry–Perot interferometer in a gravitational wave experiment. *J. Moscow Phys. Soc.*, 1996, vol. 6, pp. 209–221.
- [18] Gladyshev V.O., Morozov A.N. Low-frequency optical resonance in multi-beams Fabry–Perot resonator and problem of gravitational waves detection. *Proc. of XIII Int. Sci. Meeting "Physical Interpretations of Relativity Theory"*. Moscow, 2007, pp. 6–10.

Статья поступила в редакцию 25.06.2014

Есаков Артем Александрович — ассистент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 20 научных работ в области физической оптики. МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Esakov A.A. — assistant lecturer of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 20 publications in the field of physical optics. Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Морозов Андрей Николаевич — д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 200 научных работ в области прецизионных измерений и физической кинетики. МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Morozov A.N. — Dr. Sci. (Phys.-Math.), professor, head of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 200 publications in the field of high precision measuring and physical kinetics. Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Табалин Сергей Егорович — научный сотрудник НИЧ НУК “Фундаментальные науки” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 научных работ в области физической оптики и прецизионных измерений.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Tabalin S.E. — researcher at the research division of the Scientific-Educational Complex of “Fundamental Sciences” of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 30 publications in the field of physical optics and precision measurements.

Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Фомин Игорь Владимирович — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 20 научных работ в области космологии.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Fomin I.V. — Cand. Sci. (Phys.-Math.), assoc. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 20 publications in the field of cosmology.

Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.