

## ОБ ИСКАЖЕНИИ СПЕКТРА РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАССЕЙНИИ НА КРотовых НОРАХ

А.А. Кириллов

ka98@mail.ru

Е.П. Савелова

Государственный университет «Дубна», Дубна, Московская обл., Российская Федерация  
МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

---

### Аннотация

Рассмотрен вопрос рассеяния реликтового излучения на кротовых норах. Показано, что отсутствуют искажения спектра реликтового излучения при наличии пекулярных скоростей. В первом порядке по  $v/c$  когерентные движения газа кротовых нор приводят к появлению дипольной составляющей в  $\Delta T/T$ , что соответствует кинематическому эффекту Зельдовича — Сюняева. В отсутствии когерентных движений и в следующих релятивистских порядках искажения принимают более сложный вид

### Ключевые слова

*Реликтовое излучение, кротовые норы, кинематический эффект Зельдовича — Сюняева*

Поступила в редакцию 26.06.2016  
© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016

---

**Введение.** Все наблюдаемые эффекты темной материи можно воспроизвести с помощью газа кротовых нор [1, 2]. На очень больших масштабах кротовые норы ведут себя точно так же, как и очень тяжелые частицы, взаимодействующие только через гравитацию. Это согласуется с моделями холодной темной материи. В отличие от обычных тяжелых частиц на более малых субгалактических масштабах кротовые норы достаточно интенсивно взаимодействуют с барионами и решают проблему каспов, т. е. приводят к формированию кора темной материи в центрах галактик. Кроме того, различные модели квантовой гравитации на решетке [3–6] свидетельствуют о том, что топологическая структура Вселенной должна иметь фрактальные свойства. Подобная картина имеет естественную реализацию с помощью газа кротовых нор [2]. С учетом изложенного можно утверждать, что в настоящее время кротовые норы являются наилучшими кандидатами на роль частиц темной материи. Окончательный выбор кротовых нор в качестве частиц темной материи обусловлен либо их прямым наблюдением, либо наблюдением эффектов, вызванных кротовыми норами.

В настоящей работе рассмотрен вопрос рассеяния реликтового излучения (РИ) на кротовых норах и показано, что кротовые норы могут наблюдаться с помощью кинематического эффекта Зельдовича — Сюняева (КЗС) [7, 8]. Этот эффект давно используют для изучения пекулярных движений кластеров галактик и групп галактик (см. работы [9–11] и ссылки в этих работах). Эффект Зельдовича — Сюняева состоит из КЗС, теплового эффекта (ТЗС) и релятивистских поправок.

Отметим, что КЗС имеет универсальную природу, т. е. эффект возникает при рассеянии РИ на любом типе материи (не только на горячем электронном газе). В этом отношении достаточно трудно отделить вклад кротовых нор от вклада электронного газа в кластерах и группах галактик. В связи с этим предположим, что КЗС также следует искать и в тех областях, где барионная материя отсутствует. Такие области (воиды) занимают большую часть наблюдаемой Вселенной. Можно ожидать, что плотность кротовых нор в них наиболее высока и главный вклад будут давать именно кротовые норы. Действительно, если принять фрактальность топологической структуры Вселенной, а газ кротовых нор — естественной реализацией указанной фрактальности (а также основным кандидатом на роль темной материи), то в voidах кротовые норы выталкивают (или замещают) барионы. Это позволяет дать принципиальное объяснение, почему в voidах практически нет барионов ни в виде галактик, ни в форме межгалактического газа. Остается также и возможность изучения особенностей рассеяния РИ на одиночных космологических кротовых норах.

Устойчивые космологические кротовые норы имеют сечения в форме тора [12]. Сферически симметричные кротовые норы для устойчивости требуют экзотические формы материи, следовательно, не могут реализоваться в природе. Такие норы должны были сколлапсировать в раннюю эпоху, а в настоящее время по своим проявлениям они не отличаются от первичных черных дыр. Тем не менее в настоящей работе ограничимся простейшей сферически симметричной кротовой норой, которую следует рассматривать как тор, усредненный по всем возможным ориентациям. После усреднения некоторые детальные особенности исчезнут, но основной эффект КЗС остается.

**Сечение рассеяния на кротовой норе и эффект КЗС.** Вопрос рассеяния сигналов на сферических кротовых норах уже неоднократно был изучен в литературе [13–17]. Следует отметить два основных эффекта: 1) генерация специфической интерференционной картины (после рассеяния плоской волны на одной кротовой норе) [15]; 2) генерация диффузионного гало вокруг любого дискретного источника [16, 17]. К сожалению, оба эффекта не достаточно хороши для использования их в наблюдениях (первый дает слабый сигнал, а второй может иметь различные интерпретации).

Рассмотрим случай статического газа кротовых нор, т. е. при отсутствии пекулярных движений. Предположим, что газ кротовых нор вовлечен в общее космологическое расширение. Сферическую кротовую нору можно рассматривать как пару сопряженных сферических зеркал: когда реликтовый фотон падает на одно зеркало, после отражения он испускается от второго (сопряженного) зеркала. Сечение такого процесса было описано в работе [15]. Пусть падающая плоская волна (набор фотонов) попадает на горловину. Тогда рассеянный сигнал имеет две составляющие. Первая составляющая представляет собой стандартную дифракцию (соответствует поглощению реликтовых фотонов на горловине) и формирует узкий пучок вдоль направления распространения. Это так называемое рассеяние вперед, которое описывают сечением (сечением захвата РИ):

$$\frac{d\sigma_{absor}}{d\Omega} = \sigma_0 \frac{(ka)^2}{4\pi} \left| \frac{2J_1(ka \sin \chi)}{ka \sin \chi} \right|^2,$$

где  $\sigma_0 = \pi a^2$ ;  $k$  — волновой вектор;  $a$  — радиус горловины;  $J_1$  — функция Бесселя;  $\chi$  — угол, отсчитываемый от направления распространения падающих фотонов. Вторая составляющая соответствует тому, что горловина испускает захваченные фотоны и формирует изотропный поток, который описывают сечением (сечением испускания):

$$\frac{d\sigma_{emit}}{d\Omega} = \sigma_0 \frac{1}{4\pi}. \tag{1}$$

Легко проверить, что полные сечения совпадают

$$\int \frac{d\sigma_{absor}}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma_{emit}}{d\Omega} d\Omega = \sigma_0.$$

Это выражает закон сохранения числа фотонов (число поглощенных и испущенных фотонов совпадает).

Приведенных выражений достаточно, чтобы понять, что происходит с РИ в присутствии газа кротовых нор. Для статического газа (при отсутствии пекулярных движений) один конец горловины кротовой норы поглощает фотоны как абсолютно черное тело, а другой конец горловины переизлучает их изотропно с чернотельным спектром Планка. В этом случае искажения спектра не будет. Иными словами, можно утверждать, что при отсутствии пекулярных движений не происходит искажения спектра РИ.

Рассмотрим случай наличия пекулярных движений. Движение первого конца горловины кротовой норы по отношению к микроволновому фону вызывает зависимость температуры падающего излучения от угла:

$$T_1 = \frac{T_\gamma}{\sqrt{1-\beta_1^2} (1+\beta_1 \cos \theta_1)} \simeq T_\gamma (1-\beta_1 \cos \theta_1 + \dots),$$

где  $\beta_1 = V_1/c$  — отношение скорости первого конца горловины к скорости света;  $\beta_1 \cos \theta_1 = (\beta_1 n)$ ;  $n$  — вектор направления падающих фотонов. Поглощаемое излучение имеет спектр

$$\rho(T_1) = \rho(T_\gamma) + \frac{d\rho(T_\gamma)}{dT} \Delta T_1 + \frac{1}{2} \frac{d^2\rho(T_\gamma)}{dT^2} \Delta T_1^2 + \dots$$

Здесь  $\rho(T_\gamma)$  — стандартный спектр Планка;  $\Delta T_1(\beta_1 \cos \theta_1) = T_1 - T_\gamma$ . Оказывается, что в первом порядке  $\beta_1$  такая анизотропия не дает вклада в переизлучение фотонов и не искажает переизлучаемый спектр. Действительно, в системе координат, в которой второй конец горловины покоится, будет существовать изотропный поток (1), поэтому, интегрируя по всем углам  $\theta_1$ , находим

$\int \Delta T(\cos \theta_1) d\Omega = 0$ . Таким образом, в первом порядке  $\beta_1$  второй конец горловины испускает (в покоящейся системе координат) чернотельное излучение с температурой  $T_\gamma$ , как и у падающего РИ. В следующих порядках  $\beta_1$  возникают исчезающие вклады в искажение спектра  $\rho(T_1) - \rho(T_\gamma)$ . Однако в следующих порядках более важные детали будут возникать, когда будет рассмотрено сечение рассеяния на реальных кротовых норах с горловинами в форме торов. Следующие порядки, как и вопрос более точного поведения сечения рассеяния, оставим для дальнейшего изучения.

Рассмотрим переизлучение поглощенных фотонов РИ. В первом порядке  $\beta_2 = V_2/c$  ( $V_2$  — пекулярная скорость второго конца горловины) горловина испускает чернотельное излучение с видимой поверхностной яркостью (температурой)

$$T_2 \simeq T_\gamma (1 + \beta_2 \cos \theta_2 + \dots), \quad (2)$$

где  $\beta_2 \cos \theta_2 = (\beta_2 m)$ ;  $m$  — единичный вектор, указывающий на наблюдателя. Это выражение в точности представляет собой кинематический эффект Зельдовича — Сюняева.

Рассмотрим скопление кротовых нор. Чтобы оценить обмен энергии между РИ и газом кротовых нор, необходимо усреднить сечение (1) распределения кротовых нор. В среднем реликтовый фотон претерпевает  $\tau_w$  актов рассеяния, где  $\tau_w$  — оптическая толщина скопления. Если  $n(r)$  — плотность числа кротовых нор, отсчитываемая от центра скопления, то величину  $\tau_w$  задают как  $\tau_w = \pi \bar{a}^2 \int n(r) d$  ( $d$  — расстояние между входами кротовой норы). Здесь интегрирование осуществляют вдоль линии луча зрения,  $\bar{a}^2 = \frac{1}{n} \int a^2 n(r, a) da$ , где  $n(r, a)$  — плотность числа кротовых нор в зависимости от радиуса горловины  $a$ . Оптическую толщину  $\tau_w$  также можно интерпретировать следующим образом. Пусть  $L$  характерный размер скопления кротовых нор, которое будет покрывать поверхность неба площадью  $S \sim L^2$ . Тогда долю этой поверхности, соответствующую горловинам кротовых нор, определяют по выражению

$$\tau_w = \frac{N \pi \bar{a}^2}{L^2} = \pi \bar{a}^2 \bar{n} L,$$

где  $N$  — число горловин кротовых нор в скоплении;  $\bar{n}$  — средняя плотность горловин. Поскольку все горловины кротовых нор имеют поверхностную яркость (2), которая отличается от яркости РИ, параметр  $\tau_w$  определяет (вместе с пекулярными скоростями  $\beta_2$ ) поверхностную яркость скопления.

**Заключение.** Скопления кротовых нор можно наблюдать с помощью эффекта КЗС — по доплеровскому сдвигу частот переизлучаемых реликтовых фотонов. В галактиках и их скоплениях вклад кротовых нор в КЗС смешивается со вкладом обычного вещества (пыли, межгалактического газа и т. д.). В современ-

ных наблюдениях его достаточно трудно (хотя и вполне возможно) выделить в явном виде. Однако, поскольку в voidах нет ни галактик, ни межгалактического газа, можно ожидать, что основной вклад будут давать именно кротовые норы. В этом отношении вполне возможным и ожидаемым является результат, полученный в работе [9] о существовании темного потока (наличие общей дипольной составляющей в РИ).

Возможная фрактальность топологической структуры пространства свидетельствует о том, что кротовые норы могут иметь различные размеры [3–6]. Достаточно крупные (гигантские) объекты хотя и редко встречаются, но при наличии их пекулярных движений могут быть непосредственно выделены в флуктуациях реликтового фона. В частности, утверждение о наличии структур типа колец в микроволновом фоне [18] может свидетельствовать в пользу этого. Поскольку горловины космологических кротовых нор должны иметь форму тора, то следует ожидать, что более частыми должны быть структуры типа эллиптических колец.

При наблюдении коллективного эффекта КЗС (от скоплений кротовых нор) возникают две основные проблемы. Первая — нечеткие предсказания такого эффекта. Действительно, мало известно о плотности кротовых нор  $n_w$  и характеристическом размере сечения  $\bar{a}$  (или  $\sigma_0 = \pi\bar{a}^2$ ). Фрактальность распределения галактик, а также распределение темной материи в галактиках позволяет фиксировать два других параметра измерением эмпирической функции Грина [19]

$$-G_{emp} = \frac{4\pi}{k^2} (1 + (Rk)^{-\alpha}),$$

где  $R$  — характеристический масштаб, на котором появляется поправка к закону Ньютона;  $\alpha$  — параметр, характеризующий спектральный наклон поправки или свойство распределения темной материи. На малых масштабах ( $Rk \ll 1$ ) она дает стандартный закон Ньютона, а на больших масштабах  $Rk \gg 1$  трансформируется во фрактальный закон, или дает логарифмическое поведение. Отметим, что логарифмическая поправка, наблюдаемая в галактиках, соответствует значению  $\alpha \approx 1$  и  $R \sim 5Kpc$  (см. например, работу [19]). Однако не ясно, как можно выделить надежную оценку для оптической толщи  $\tau_w$ . Газ кротовых нор можно описать, по крайней мере, тремя масштабными параметрами (характеристическим размером сечения горловины  $\bar{a}$ , плотностью числа кротовых нор  $n_w$ , характеристическим расстоянием между входами кротовой норы  $\lambda$ ). В связи с изложенным двух параметров ( $R$  и  $\alpha$ ) недостаточно для фиксирования всех параметров газа кротовых нор и независимого определения толщи  $\tau_w$ . Другими словами, эта проблема требует дальнейшего изучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kirillov A.A., Savelova E.P. Density perturbations in a gas of wormholes // Mon. Not. RAS. 2011. Vol. 412. P. 1710–1720.

2. Kirillov A.A., Savelova E.P. Dark matter from a gas of wormholes // Phys. Lett. B. 2008. Vol. 660. P. 93–99.
3. Knizhnik V., Polyakov A., Zamolodchikov A. Fractal structure of 2D quantum gravity // Mod. Phys. Lett. A. 1988. Vol. 3. P. 819.
4. Ambjorn J., Jurkiewicz J., Watabiki Y. On the fractal structure of two-dimensional quantum gravity // Nucl. Phys. B. 1995. Vol. 454. P. 313–342.
5. Kawai H., Kawamoto N., Mogami T., Watabiki Y. Transfer matrix formalism for two-dimensional quantum gravity and fractal structures of space-time // Phys. Lett. B. 1993. Vol. 306. P. 19–26.
6. Ambjorn J., Jurkiewicz J., Loll R. Spectral dimension of the universe // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 171301.
7. Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background. The possibility of its measurement // Mon. Not. RAS. 1980. Vol. 190. P. 413–420.
8. Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the Universe // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 1980. Vol. 18. P. 537–560.
9. Kashlinsky A., Atrio-Barandela F., Ebeling H. Measuring the dark flow with public X-ray cluster data // Astrophys. J. 2011. Vol. 732. No. 1. DOI: 10.1088/0004-637X/732/1/1
10. *The contribution of radio galaxy contamination to measurements of the Sunyaev — Zel'dovich decrement in massive galaxy clusters at 140 GHz with Bolocam* / J. Sayers, T. Mroczkowski, N.G. Czakon, S.R. Golwala, A. Mantz, S. Ameglio, T.P. Downes, P.M. Koch, K.-Y. Lin, S.M. Molnar, L. Moustakas, S.J.C. Muchovej, E. Pierpaoli, J.A. Shitanishi, S. Siegel, K. Umetsu // Astrophys. J. 2013. Vol. 764. No. 2. DOI: 10.1088/0004-637X/764/2/152
11. *Evidence of galaxy cluster motions with the kinematic Sunyaev — Zel'dovich effect* / Hand N., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. P. 041101.
12. Kirillov A.A., Savelova E.P. Cosmological wormholes // Int. J. Mod. Phys. D. 2016. Vol. 25. P. 1650075.
13. Clement G. Scattering of Klein — Gordon and Maxwell waves by an Ellis geometry // Int. Journ. Theor. Phys. 1984. Vol. 23. P. 335–350.
14. Perez Bergliaffa S.E., Hibberd K.E. Electromagnetic waves in a wormhole geometry // Phys. Rev. D. 2000. Vol. 62. P. 044045.
15. Kirillov A.A., Savelova E.P. On scattering of electromagnetic waves by a wormhole // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 710. P. 516–518.
16. Kirillov A.A., Savelova E.P., Shamshutdinova G.D. On the topological bias of discrete sources in the gas of wormholes // JETP Lett. 2009. Vol. 90. P. 599–603.
17. Kirillov A.A., Savelova E.P., Zolotarev P.S. Propagation of cosmic rays in the foam-like Universe // Phys. Lett. B. 2008. Vol. 663. P. 372–376.
18. Meissner K.A., Nurowski P., Ruszczycki B. Structures in the microwave background radiation // Proc. R. Soc. A. 2013. Vol. 469. P. 20130116.
19. Kirillov A.A., Turaev D. The Universal rotation curve of spiral galaxies // Mon. Not. RAS. L. 2006. Vol. 371. P. 31–35.

**Кириллов Александр Альбертович** — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры «Теоретическая физика» Государственного университета «Дубна» (Российская Федерация, 141982, Московская обл., Дубна, ул. Университетская, д. 19), профессор кафедры «Физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

**Савелова Елена Павловна** — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры «Прикладная математика» Государственного университета «Дубна» (Российская Федерация, 141982, Московская обл., Дубна, ул. Университетская, д. 19), доцент кафедры «Математическое моделирование» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

**Пробьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Кириллов А.А., Савелова Е.П. Об искажении спектра реликтового излучения при рассеянии на кротовых норах // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2016. № 5. С. 96–104. DOI: 10.18698/1812-3368-2016-5-96-104

**THE DISTORTION OF CMB SPECTRUM RADIATION DUE TO SCATTERING BY WORMHOLES**

**A.A. Kirillov**  
**E.P. Savelova**

ka98@mail.ru

**University Dubna, Dubna, Moscow Region, Russian Federation**  
**Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation**

**Abstract**

This article considers the problem of the scattering of cosmic microwave background (CMB) radiation by wormholes. Our work shows that there are distortions of the CMB spectrum in the presence of peculiar velocities of wormholes. In the first order by  $v/c$  the coherent motions of a gas of wormholes lead to the dipole contribution in  $\Delta T/T$ . It corresponds to the kinematic Sunyaev — Zeldovich effect. In the next orders and also in case of chaotic motions of wormholes the distortion proves to be more complicated

**Keywords**

*Cosmic microwave background (CMB) radiation, scattering, worm-holes, kinematic Sunyaev — Zeldovich effect*

**REFERENCES**

- [1] Kirillov A.A., Savelova E.P. Density perturbations in a gas of wormholes. *Mon. Not. RAS.* 2011, vol. 412, pp. 1710–1720.
- [2] Kirillov A.A., Savelova E.P. Dark matter from a gas of wormholes. *Phys. Lett. B*, 2008, vol. 660, pp. 93–99.
- [3] Knizhnik V., Polyakov A., Zamolodchikov A. Fractal structure of 2D quantum gravity. *Mod. Phys. Lett. A*, 1988, vol. 3, pp. 819.

- [4] Ambjorn J., Jurkiewicz J., Watabiki Y. On the fractal structure of two-dimensional quantum gravity. *Nucl. Phys. B*, 1995, vol. 454, pp. 313–342.
- [5] Kawai H., Kawamoto N., Mogami T., Watabiki Y. Transfer matrix formalism for two-dimensional quantum gravity and fractal structures of space-time. *Phys. Lett. B*, 1993, vol. 306, pp. 19–26.
- [6] Ambjorn J., Jurkiewicz J., Loll R. Spectral dimension of the universe. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, vol. 95, p. 171301.
- [7] Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background. The possibility of its measurement. *Mon. Not. RAS*, 1980, vol. 190, pp. 413–420.
- [8] Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the Universe. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1980, vol. 18, pp. 537–560.
- [9] Kashlinsky A., Atrio-Barandela F., Ebeling H. Measuring the dark flow with public X-ray cluster data. *Astrophys. J*, 2011, vol. 732, no. 1. DOI: 10.1088/0004-637X/732/1/1
- [10] Sayers J., Mroczkowski T., Czakon N. G., Golwala S. R., Mantz A., Ameglio S., Downes T.P., Koch P. M., Lin K.-Y., Molnar S.M., Moustakas L., Muchovej S.J.C., Pierpaoli E., Shitanishi J. A., Siegel S., Umetsu K. The contribution of radio galaxy contamination to measurements of the Sunyaev — Zel'dovich decrement in massive galaxy clusters at 140 GHz with Bolocam. *Astrophys. J*. 2013, vol. 764, no. 2. DOI: 10.1088/0004-637X/764/2/152
- [11] Hand N., et al. Evidence of galaxy cluster motions with the kinematic Sunyaev — Zel'dovich effect. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, vol. 109, p. 041101.
- [12] Kirillov A.A., Savelova E.P. Cosmological wormholes. *Int. J. Mod. Phys. D.*, 2016, vol. 25, p. 1650075.
- [13] Clement G. Scattering of Klein — Gordon and Maxwell waves by an Ellis geometry. *Int. Journ. Theor. Phys.*, 1984, vol. 23, pp. 335–350.
- [14] Perez Bergliaffa S.E., Hibberd K.E. Electromagnetic waves in a wormhole geometry. *Phys. Rev. D*, 2000, vol. 62, p. 044045.
- [15] Kirillov A.A., Savelova E.P. On scattering of electromagnetic waves by a wormhole. *Phys. Lett. B*, 2012, vol. 710, pp. 516–518.
- [16] Kirillov A.A., Savelova E.P., Shamshutdinova G.D. On the topological bias of discrete sources in the gas of wormholes. *JETP Lett.*, 2009, vol. 90, pp. 599–603.
- [17] Kirillov A.A., Savelova E.P., Zolotarev P.S. Propagation of cosmic rays in the foam-like Universe. *Phys. Lett. B*, 2008, vol. 663, pp. 372–376.
- [18] Meissner K.A., Nurowski P., Rusczycki B. Structures in the microwave background radiation. *Proc. R. Soc. A*, 2013, vol. 469, p. 20130116.
- [19] Kirillov A.A., Turaev D. The Universal rotation curve of spiral galaxies. *Mon. Not. RAS. L*, 2006, vol. 371, pp. 31–35.

**Kirillov A.A.** — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor of Theoretical Physics Department, University Dubna (ul. Universitetskaya 19, Dubna, Moscow Region, 141982 Russian Federation), Professor of Physics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Savelova E.P.** — Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assoc. Professor of Applied Mathematics Department, University Dubna (ul. Universitetskaya 19, Dubna, Moscow Region, 141982 Russian Federation), Assoc. Professor of Mathematical Modelling Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Kirillov A.A., Savelova E.P. The Distortion of CMB Spectrum Radiation due to Scattering by Wormholes. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2016, no. 5, pp. 96–104.

DOI: 10.18698/1812-3368-2016-5-96-104