

УДК 530.12

DOI: 10.17223/00213411/64/2/43

В.Г. КРЕЧЕТ¹, В.Б. ОШУРКО^{1,2}, А.Э. БАЙДИН¹

ВРАЩАЮЩАЯСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННАЯ ИДЕАЛЬНАЯ ЖИДКОСТЬ С МАГНИТНЫМ И ВИХРЕВЫМ ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОЛЯМИ В ОТО *

В рамках ОТО рассматривается стационарная конфигурация вращающейся электрически заряженной идеальной жидкости с баротропным уравнением состояния $p = w\varepsilon$ ($w = \text{const}$) совместно с продольным магнитным полем и вихревым гравитационным полем. Найдены границы интервала изменения коэффициента баротропности w , когда возможно существование рассматриваемой материальной системы, и показано, что при $w > 0$ возможно образование «кратовых нор». Найдены соответствующие решения, описывающие геометрию пространства-времени «кратовой норы».

Ключевые слова: электрически заряженная жидкость, вращение, магнитное поле, вихревое гравитационное поле, «кратовые норы».

В рамках эйнштейновской теории гравитации (ОТО) рассматривается стационарная система вращающейся электрически заряженной идеальной жидкости с баротропным уравнением состояния $p = w\varepsilon$ ($w = \text{const}$) совместно с вихревым гравитационным полем и продольным магнитным полем H_z , индуцируемыми вращающейся электрически заряженной жидкостью.

Различные случаи цилиндрически-симметричных конфигураций вращающейся электрически нейтральной идеальной жидкости рассматривались, например, в работах [1–5].

Простейшим стационарным пространством-временем, совместимым с самогравитирующей вращающейся жидкостью, является пространство с цилиндрической симметрией, описываемое метрикой

$$dS^2 = A dx^2 + B d\varphi^2 + C dz^2 + 2 E dt d\varphi - D dt^2. \quad (1)$$

Здесь метрические коэффициенты A, B, C, D, E являются функциями от радиальной координаты $x = x^1$; φ – азимутальный угол ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$).

В этом пространстве возможно существование стационарного вихревого гравитационного поля, являющегося вихревой составляющей полного гравитационного поля.

В общем случае вихревое гравитационное поле определяется 4-мерным ротором поля тетрад [1, 2]

$$\omega^i = \frac{1}{2} \varepsilon^{iklm} e_{(a)k} e_{l,m}^{(a)}, \quad (2)$$

где $e_{(a)}^k$ – ортонормированные векторы касательной тетрады; латинские индексы i, k, l, m – мировые индексы, а индексы $(a), (b), (c)$ и т.д. – лоренцевы индексы.

С кинематической точки зрения аксиальный 4-вектор ω^i есть угловая скорость вращения тетрады. Она определяет плотность собственного момента импульса гравитационного поля $S^i(g)$:

$$S^i(g) = \frac{\omega^i}{\varepsilon} \quad \left(\varepsilon = \frac{8\pi G}{c^4} \right). \quad (3)$$

Вихревое гравитационное поле характеризуется также своим тензором энергии-импульса $T_i^k(g, \omega)$, компоненты которого пропорциональны ω^2 . Он удовлетворяет локальному закону сохранения $T_i^k(g, \omega)_{;k} = 0$ относительно соответствующей статической метрики (в данном случае при $E = 0$).

В рассматриваемом случае в пространстве (1)

* Работа выполнена при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ, грант № FSFS-2020-0025.

$$T_i^k(g, \omega) = \frac{\omega^2}{\mathfrak{a}} \text{diag}(1, 1, -1, -3). \quad (4)$$

Вычисления по формуле (2) скорости ω^i в пространстве с метрикой (1) дают выражение

$$\omega^i = \delta_3^i \frac{E'D - D'E}{2D\sqrt{A\Delta C}} \quad (\Delta \equiv E^2 + BD), \quad (5)$$

а ее абсолютное значение $\omega = \sqrt{\omega_k \omega^k}$ следующее:

$$\omega = \frac{E'D - D'E}{2D\sqrt{A\Delta}}. \quad (5')$$

Мы полагаем, что наша вращающаяся система отсчета является сопутствующей материальному источнику гравитации, поэтому азимутальный поток $T_4^2 = 0$. В силу уравнений Эйнштейна и $R_4^2 = 0$ отсюда получаем выражение для угловой скорости

$$\omega = \omega_0 \frac{1}{2D} \sqrt{\frac{\Delta}{A}}, \quad \omega_0 = \text{const}. \quad (6)$$

Эффективное пространственное сечение для данного пространства-времени определяется 3-мерной метрикой

$$dl^2 = A dx^2 + R d\varphi^2 + C dz^2 \quad \left(R = \frac{BD + E^2}{D} \right). \quad (7)$$

Так что наблюдаемая геометрия пространства-времени (1) определяется метрическими коэффициентами A, C, D, R , где $R = \sqrt{\Delta/D}$ – метрический угловой коэффициент в метрике 3-мерного пространственного сечения (7).

Здесь основной материальной компонентой является вращающаяся электрически заряженная идеальная жидкость с баротропным уравнением состояния $p = w\varepsilon$ ($w = \text{const}$), и поскольку при ее вращении получаются кольцевые электрические токи, то в системе будет индуцироваться магнитный момент с распределенным продольным магнитным полем $B_z(x)$, направленным вдоль оси симметрии OZ .

Такому магнитному полю соответствует 4-векторный потенциал A_i с компонентами

$$A_i = (0, \varphi(x), 0, 0). \quad (8)$$

При этом у тензора напряженности электромагнитного поля $F_{ik} = \partial_i A_k - \partial_k A_i$ будет только одна ненулевая ковариантная компонента $F_{12} = \varphi' \equiv B_z$. Ненулевые контравариантные компоненты у этого тензора следующие:

$$F^{12} = \frac{D}{A\Delta} \varphi', \quad F^{14} = \frac{E}{A\Delta} \varphi' \quad (\Delta \equiv E^2 + BD). \quad (9)$$

Плотность электрического тока J^i определяется формулой $J^i = \rho u^i$, где ρ – плотность электрического заряда, а u^i – 4-скорость, нормированная на единицу: $u^k u_k = -1$, так что в сопутствующей системе отсчета компоненты 4-скорости и плотности тока будут иметь вид

$$u^i = \frac{1}{\sqrt{D}} \delta_4^i, \quad J^i = \frac{\rho}{\sqrt{D}} \delta_4^i. \quad (10)$$

При этом закон сохранения электрического заряда $J^k_{;k} = 0$ выполняется тождественно.

Далее выписываем уравнения Максвелла для данного электромагнитного поля: $F^{ik}_{;k} = J^i$

$\left(F^{ik}_{;k} \equiv \frac{1}{\sqrt{-g}} (\sqrt{-g} F^{ik})_{;k} \right)$. Их получается два:

$$1) \left(\sqrt{AC\Delta} \frac{D}{A\Delta} \varphi' \right)' = 0; \quad 2) \left(\sqrt{AC\Delta} \frac{E}{A\Delta} \varphi' \right)' / \sqrt{AC\Delta} = \frac{\rho}{\sqrt{D}}. \quad (11)$$

Из 1-го уравнения получаем

$$\sqrt{AC\Delta} \frac{D}{A\Delta} \varphi' = h \quad (h = \text{const}), \quad \frac{\varphi'}{A\Delta} = \frac{h}{D\sqrt{AC\Delta}}. \quad (12)$$

С учетом формул (12) уравнение (11.2) примет вид

$$\frac{h}{\sqrt{AC\Delta}} \left(\frac{E}{D} \right)' = \frac{\rho}{\sqrt{D}}, \quad \text{т.е.} \quad \frac{E'D - D'E}{D^2} = \frac{\rho}{h} \sqrt{\frac{AC\Delta}{D}}. \quad (13)$$

С помощью формулы (5) для угловой скорости ω выражение (13) приведем к виду

$$2h\omega = \rho\sqrt{CD}. \quad (14)$$

После этого, учитывая далее формулу (6), окончательно придем к выражению для плотности электрического заряда ρ :

$$\rho = \frac{h\omega_0}{CD\sqrt{D}}. \quad (15)$$

Но с другой стороны, электрические заряды всегда имеют материальные носители, т.е. они встроены в материю с плотностью энергии ε . Поэтому отношение плотности электрического заряда к плотности энергии для данного вида материи, в нашем случае для идеальной жидкости, всюду одинаково, т.е.

$$\rho/\varepsilon = a \quad (a = \text{const}), \quad \rho = a\varepsilon. \quad (16)$$

Тогда из (14) и (15) получаем выражение для плотности энергии идеальной жидкости:

$$\varepsilon = \frac{h\omega_0}{a} \frac{1}{CD\sqrt{D}}. \quad (17)$$

В то же время из закона сохранения для материи $T^{ik}_{;k} = 0$ для данного случая идеальной жидкости получаем уравнение

$$p' + \frac{D'}{2D}(p + \varepsilon) = 0. \quad (18)$$

С учетом уравнения состояния у рассматриваемой идеальной жидкости $p = w\varepsilon$ решение уравнения (18) будет следующим:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 D^{\frac{w+1}{2w}} \quad (\varepsilon_0 = \text{const}). \quad (19)$$

Сравнивая (16) и (18), получаем соотношение для метрических коэффициентов

$$D^{\frac{1-2w}{2w}} = \frac{\varepsilon_0 a}{h\omega_0} C \quad (\varepsilon_0, a, h, \omega_0 - \text{константы}). \quad (20)$$

Теперь необходимо вычислить компоненты тензора энергии-импульса (ТЭИ) магнитного поля по формуле

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{4} g_{ik} F_{ml} F^{ml} - F_{im} F_k^m \right]. \quad (21)$$

Используя выражения (9) для F_{ik} , получим из (21) формулы для смешанных компонент ТЭИ магнитного поля

$$T_1^1 = -\frac{1}{8\pi} \frac{D}{C\Delta^2} \varphi'^2, \quad T_2^2 = -\frac{1}{8\pi} \frac{D}{C\Delta^2} \varphi'^2, \quad T_3^3 = \frac{1}{8\pi} \frac{D}{C\Delta^2} \varphi'^2, \quad T_4^4 = \frac{1}{8\pi} \frac{D}{C\Delta^2} \varphi'^2. \quad (22)$$

Тензор энергии-импульса идеальной жидкости вычисляем по формуле (в сигнатуре +++-)

$$T_{ik} = u_i u_k (p + \varepsilon) + p g_{ik}, \quad T_k^i = u^i u_k (p + \varepsilon) + p \delta_k^i. \quad (23)$$

С учетом формулы (10) для 4-скорости u^i получим

$$T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = p, \quad T_4^4 = -\varepsilon. \quad (24)$$

При выписывании уравнений Эйнштейна для рассматриваемой системы физических полей будем их брать в форме $R_k^i = \varkappa \left(T_k^i - \frac{1}{2} T \delta_k^i \right)$.

Для удобства метрические коэффициенты также представим в экспоненциальной форме:

$$A = e^{2\alpha}, \quad R = e^{2\beta}, \quad C = e^{2\mu}, \quad D = e^{2\gamma}. \quad (25)$$

При этом соотношение (20) между метрическими коэффициентами примет вид $e^{\frac{1-2w}{w}\gamma} = \frac{\varepsilon_0 a}{h\omega_0} e^{2\mu}$,

а для производных от $\gamma(x)$ и $\mu(x)$ получим связь:

$$\frac{1-2w}{2w} \gamma' = \mu', \quad \gamma'' = \frac{2w}{1-2w} \mu''. \quad (26)$$

Будем также пользоваться гармоничным координатным условием $\alpha = \beta + \gamma + \mu$.

Далее, используя полученные выше формулы (4), (10), (12), (17), (19), (22), (24), (25) и условие гармоничности ($\alpha = \beta + \gamma + \mu$), пропуская промежуточные выкладки, выпишем уравнения Эйнштейна в окончательном виде для гравитирующей вращающейся электрически заряженной жидкости, взаимодействующей с вихревым гравитационным полем и индуцированным продольным магнитным полем:

$$\begin{aligned} \beta' \gamma' + \beta' \mu' + \gamma' \mu' &= -\omega_0^2 e^{2\beta-2\gamma} + \varkappa h^2 e^{2\beta+2\gamma} + 2w \varkappa \varepsilon_0 e^{2\beta+2\mu+\frac{w-1}{w}\gamma}, \\ \beta'' &= 2\omega_0^2 e^{2\beta-2\gamma} - \varkappa h^2 e^{2\beta+2\gamma} + (w-1) \varkappa \varepsilon_0 e^{2\beta+2\mu+\frac{w-1}{w}\gamma}, \\ \gamma'' &= -2\omega_0^2 e^{2\beta-2\gamma} + \varkappa h^2 e^{2\beta+2\gamma} + (3w+1) \varkappa \varepsilon_0 e^{2\beta+2\mu+\frac{w-1}{w}\gamma}, \\ \mu'' &= \varkappa h^2 e^{2\beta+2\gamma} + (w-1) \varkappa \varepsilon_0 e^{2\beta+2\mu+\frac{w-1}{w}\gamma}. \end{aligned} \quad (27)$$

Кроме того, учитывая полученное соотношение $e^{\frac{1-2w}{w}\gamma} = \frac{\varepsilon_0 a}{h\omega_0} e^{2\mu}$, множитель $\varepsilon_0 e^{2\beta+2\mu+\frac{w-1}{w}\gamma}$, присутствующий в последних слагаемых в правой части уравнений этой системы, приведем к виду

$$\varepsilon_0 e^{2\beta+2\mu+\frac{w-1}{w}\gamma} = \frac{h\omega_0}{a} e^{2\beta-\gamma}. \quad (28)$$

Теперь, комбинируя 3-е и 4-е уравнения системы (27) с учетом соотношений (26) и формулы (28), получим уравнение для метрического коэффициента $e^{2\gamma}$:

$$2\omega_0^2 e^{-2\gamma} + \frac{\varkappa h^2}{1-2w} e^{2\gamma} + \frac{2w(8w-2)}{1-2w} \varkappa \frac{h\omega_0}{a} e^{-\gamma} = 0. \quad (29)$$

В результате получилось алгебраическое уравнение с постоянными коэффициентами для этого метрического коэффициента. Из уравнения следует, что $e^\gamma = \text{const}$, а выбором масштаба времени e^γ можно сделать равным единице ($e^\gamma = 1$). Отсюда с учетом соотношений (26) получаем

$$\gamma' = 0, \quad \gamma'' = 0, \quad \mu'' = 0 \quad \text{и} \quad e^{2\mu} = \frac{h\omega_0}{a\varepsilon_0}. \quad (30)$$

С помощью (30) два уравнения для функций $\gamma(x)$ и $\mu(x)$ системы (27) после сокращения на $e^{2\beta}$ примут вид алгебраических соотношений между характеристическими параметрами системы (ω_0 , h , ε_0 , a , w), следствием которых и будет являться формула (29) при $e^\gamma = 1$:

$$\begin{aligned} -2\omega_0^2 + \varkappa h^2 + (3w+1) \frac{h\omega_0}{a} \varkappa &= 0, \\ \varkappa h^2 + (w-1) \frac{h\omega_0}{a} \varkappa &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

При этом уравнение 1-го порядка системы уравнений (27) с учетом (30) и (31) обращается в тождество.

Далее из формулы (6) для угловой скорости ω с учетом (30) следует, что ω везде одинакова и является постоянной величиной: $\omega = \omega_0$, а из формул (28), (30), (31) получается, что и плотность энергии ε постоянна: $\varepsilon = \varepsilon_0$, а значит, и давление везде одинаково: $p = w\varepsilon_0$, а все параметры данного материального распределения выражаются через величины ω_0 и w :

$$\alpha h^2 = \left(\frac{1-w}{1+w} \right) \omega_0^2, \quad \alpha \varepsilon_0 = \frac{\omega_0^2}{w+1}, \quad a \equiv \frac{\rho}{\varepsilon} = \sqrt{(1-w^2)\alpha}, \quad \rho = \sqrt{(1-w^2)\alpha} \cdot \varepsilon_0. \quad (32)$$

Из этих соотношений получаем границы возможных значений коэффициента баротропности w :

$$-1 < w < 1. \quad (33)$$

Из условия (33) получается, что для конфигурации вращающейся самогравитирующей электрически заряженной жидкости невозможны случаи предельного уравнения состояния $p = \varepsilon$ ($w = 1$) и вакуумно-подобного состояния $p + \varepsilon = 0$ ($w = -1$). Теперь, подставляя формулы (30) и (32) в уравнение для коэффициента $\beta(x)$ системы (27), это уравнение приведем к окончательному виду

$$\beta'' = \omega_0^2 \frac{4w}{w+1} e^{2\beta}. \quad (34)$$

Из данного уравнения видно, что при $w > 0$ следует, что $\beta'' > 0$, а это есть необходимое (но не достаточное) условие для образования геометрии «кротовой норы», т.е. «кротовая нора» может получиться лишь при $w > 0$.

При $w = 0$ имеем вращающуюся электрически заряженную пылевидную материю. Такой случай, но без учета вихревого гравитационного поля, рассматривался в работе [6]. Мы здесь также начнем с рассмотрения этого случая, но с учетом вихревого гравитационного поля.

Тогда из (32) получим

$$\alpha h^2 = \omega_0^2, \quad \alpha \varepsilon_0 = \omega_0^2, \quad a = \sqrt{\alpha}, \quad \rho = \sqrt{\alpha} \cdot \varepsilon_0, \quad p = 0, \quad (35)$$

а из (34) найдем решение для углового метрического коэффициента $e^{2\beta} \equiv R(x)$

$$\beta' = c_1, \quad \beta = c_1 x, \quad e^{2\beta} = e^{2c_1 x} \quad (-\infty < x < \infty), \quad c_1 = \text{const} > 0. \quad (36)$$

Совершая координатное преобразование $x = \ln(c_1 r)/c_1$, метрику пространства-времени в (3+1)-представлении запишем так:

$$dS^2 = dr^2 + c_1^2 r^2 d\varphi^2 + dz^2 - dt^2 \quad (0 \leq r < \infty). \quad (37)$$

Далее мы будем рассматривать только те варианты уравнения (34) для метрического коэффициента $e^{2\beta}$, которые могут приводить к геометрии «кротовых нор», когда $1 > w > 0$. Случаи, когда $-1 < w < 0$, соответствуют различным видам экзотической материи и не могут, как видно из (34), приводить к геометрии «кротовых нор», так как в этих случаях $\beta'' < 0$, и мы их здесь не рассматриваем.

Поскольку мы анализируем вариант, когда $w > 0$, то сделаем для удобства переобозначение коэффициента $\omega_0^2 \frac{4w}{w+1}$:

$$\omega_0^2 \frac{4w}{w+1} = m^2, \quad \text{т.е.} \quad \beta'' = m^2 e^{2\beta}. \quad (38)$$

Уравнение (38) – это уравнение Лиувилля, и решение его известно. Первый интеграл этого уравнения имеет вид

$$\beta' = -\sqrt{m^2 e^{2\beta} + \text{sign } k \cdot k^2}. \quad (39)$$

Здесь $\text{sign } k$ – знаковая функция: $\text{sign } k = 1$ при $k > 0$; $\text{sign } k = -1$ при $k < 0$; $\text{sign } k = 0$ при $k = 0$. Поэтому будем рассматривать эти три случая отдельно.

1) Пусть $k > 0$, тогда интеграл (39) запишем в форме

$$\beta' = -\sqrt{m^2 e^{2\beta} + k^2}. \quad (40)$$

Решение этого уравнения следующее:

$$e^{2\beta} = \frac{k^2(w+1)}{4\omega_0^2 w} \frac{1}{\operatorname{sh}^2 kx} \quad (0 < x < \infty). \quad (41)$$

Остальные метрические коэффициенты практически определены ранее

$$e^{2\mu} = 1, \quad e^{2\gamma} = 1, \quad e^{2\alpha} = e^{2\beta}. \quad (42)$$

Из формулы (41) видно, что пространственная бесконечность, когда $e^{2\beta} \rightarrow \infty$, имеет место при $x \rightarrow 0$, а ось симметрии, где $e^{2\beta} \rightarrow 0$, находится при бесконечном значении радиальной координаты x ($x \rightarrow \infty$).

2) $k = 0$, из (39) получаем решение для $e^{2\beta}$:

$$e^{2\beta} = \sqrt{\frac{w+1}{w}} \frac{1}{2\omega_0 x} \quad (0 < x < \infty). \quad (43)$$

Остальные метрические коэффициенты определяются формулами (42).

Здесь, как и при $k > 0$, при $x \rightarrow 0$ имеем пространственную бесконечность, а ось симметрии в точке $x \rightarrow \infty$.

В обоих предыдущих случаях ($k > 0$, $k = 0$) не получается геометрия «кротовой норы».

3) $k < 0$. Это самый интересный случай, при котором получается решение с геометрией «кротовой норы». При этом уравнение 1-го порядка (39) для метрического коэффициента будет такое:

$$\beta' = -\sqrt{m^2 e^{2\beta} - k^2}. \quad (44)$$

Его решение следующее:

$$e^{2\beta} = \frac{k^2(w+1)}{4\omega_0^2 w} \frac{1}{\cos^2 kx} \quad (-\pi < x < \pi). \quad (45)$$

Видно, что в этом интервале $e^{2\beta}$ везде больше нуля, а на обоих его концах $e^{2\beta} \rightarrow \infty$, т.е. получаются две пространственные бесконечности, что соответствует геометрии «кротовой норы».

Чтобы представить это решение в более наглядном физическом виде, произведем преобразование радиальной координаты x к координате r , при котором метрика будет наиболее близка к метрике Минковского, а концы интервала $(-\pi < x < \pi)$ раздвинутся в бесконечность. Это преобразование можно записать так:

$$2\omega_0 \sqrt{\frac{w}{w+1}} r = \ln \left(\frac{1 + \sin kx}{\cos kx} \right). \quad (46)$$

В результате метрика пространства-времени получившейся «кротовой норы» будет иметь вид

$$dS^2 = dr^2 + \frac{k^2(w+1)}{4w\omega_0^2} \operatorname{ch}^2 \left(\frac{2\omega_0 \sqrt{w}}{\sqrt{w+1}} r \right) d\varphi^2 + dz^2 - dt^2 \quad (-\infty \leq r < \infty). \quad (47)$$

Видно, что все метрические коэффициенты в метрике (47), кроме углового метрического коэффициента, совпадают с соответствующими метрическими коэффициентами метрики пространства Минковского в цилиндрических координатах: $dS^2 = dr^2 + r^2 d\varphi^2 + dz^2 - dt^2$.

В этой метрике угловой метрический коэффициент ($g_{\varphi\varphi} = r^2$, $0 \leq r < \infty$) равен нулю при $r = 0$ (точка на оси OZ) и $g_{\varphi\varphi} \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow \infty$, что соответствует пространственной бесконечности.

Однако в получившейся метрике (47) угловой метрический коэффициент везде больше нуля и нигде не равен нулю, $g_{\varphi\varphi} \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow +\infty$ и при $r \rightarrow -\infty$, т.е. получаются две пространственных бесконечности на обоих концах интервала $(-\infty \leq r < \infty)$, что соответствует геометрии «кротовой норы».

Таким образом, цилиндрически-симметричная конфигурация вращающейся электрически заряженной идеальной жидкости с баротропным уравнением состояния $p = w\varepsilon$ при $w > 0$ может образовывать «кротовые норы».

При этом по всему распределению материи угловая скорость ω везде одинакова ($\omega = \omega_0$), т.е. получается твердотельное вращение, а также везде одинаковы и плотность энергии ($\varepsilon = \varepsilon_0$), и плотность электрического заряда ρ , пропорциональная плотности энергии ($\rho = a\varepsilon_0$, $a = \text{const}$).

Кроме того, все характеристические параметры системы (w , a , ω_0 , ε_0 , h) выражаются через два из них (ω_0 , w) по формулам (32).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кречет В. Г. // Изв. вузов. Физика. – 2007. – Т. 50. – № 10. – С. 57–60.
2. Krechet V. G. and Sadovnikov D. V. // Grav. Cosmol. – 2007. – V. 13. – No. 4. – P. 269–272.
3. Bronnikov K. A. and Krechet V. G. // Phys. Rev. D. – 2019. – V. 99. – No. 8. – P. 084051.
4. Bolokhov S. V., Bronnikov K. A., and Skvortsova M. V. // Grav. Cosmol. – 2019. – V. 25. – No. 2. – P. 122–130.
5. Bronnikov K. A. // Int. J. Mod. Phys. A. – 2020. – V. 35. – No. 02n03. – P. 2040004.
6. Ivanov B. V. // Class. Quantum Grav. – 2002. – V. 19. – No. 20. – P. 5131–5141.

Поступила в редакцию 02.04.2020.

¹ Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»,
г. Москва, Россия

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

Кречет Владимир Георгиевич, д.ф.-м.н., профессор, профессор каф. физики МГТУ «СТАНКИН»;

Ошурко Вадим Борисович, д.ф.-м.н., доцент, зав. каф. физики МГТУ «СТАНКИН», ведущ. науч. сотр. ИОФ РАН,
e-mail: vbo08@yandex.ru;

Байдин Алексей Эдуардович, к.ф.-м.н., доцент каф. физики МГТУ «СТАНКИН», e-mail: al.baidin@yandex.ru.