УДК 530.145

IV. ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ОТСУТСТВИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЧЕРНЫХ ДЫР

М. В. Горбатенко, **В. П. Незнамов**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрено взаимодействие скалярных частиц, фотонов и фермионов с неэкстремальными вращающимися заряженными черными дырами в минимальной пятимерной калибровочной супергравитации. Анализу подвергалось поведение эффективных потенциалов в уравнениях второго порядка типа Шредингера. Установлено, что квантовая теория несовместима с гипотезой о существовании в Природе черных дыр с горизонтами событий нулевой толщины, предсказанных на основе решений минимальной пятимерной калибровочной супергравитации с нулевой и ненулевой космологической постоянной.

Альтернативой могут являться составные системы: коллапсары с фермионами, находящимися в стационарных связанных состояниях.

Ключевые слова: уравнение типа Шредингера, эффективный потенциал, скалярные частицы, фотоны, фермионы, AdS черные дыры в пятимерной супергравитации.

1. Введение

В предыдущих работах [1, 2] мы установили, что квантовая теория несовместима с гипотезой о существовании в Природе классических черных дыр с горизонтами событий нулевой толщины, предсказанных на основе решений общей теории относительности (ОТО) с нулевой и ненулевой космологической постоянной.

В данной работе мы приходим к такому же выводу для неэкстремальных вращающихся заряженных черных дыр с горизонтами событий нулевой толщины в минимальной пятимерной калибровочной супергравитации с отрицательной космологической постоянной.

Схема нашего анализа сохранена как в работах [1, 2].

В разделе 2 уравнения для скалярных частиц, фермионов, фотонов в пространстве-времени пятимерной неэкстремальной вращающейся заряженной черной дыры Керра–Ньюмена–AdS мы приводим к виду уравнений типа Шредингера. Далее мы исследуем поведение эффективных потенциалов уравнений второго порядка в окрестностях горизонтов событий.

В разделе 3 мы обсуждаем полученные результаты и приходим к выводу о несовместимости квантовой теории с гипотезой о существовании рассмотренных AdS черных дыр в пятимерном пространстве.

2. Пятимерная геометрия Керра–Ньюмена–анти де Ситтера

Метрику пятимерной вращающейся заряженной черной дыры Керра–Ньюмена–AdS в координатах Бойера–Линдквиста $(t,r,\theta,\varphi,\psi)$ представим в виде [3]:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = -\frac{\Delta_r}{\Sigma}X^2 + \frac{\Sigma}{\Delta_r}dr^2 + \frac{\Sigma}{\Delta_\theta}d\theta^2 + \frac{\Delta_\theta\left(a^2-b^2\right)\sin^2\theta\cos^2\theta}{p^2\Sigma}Y^2 + \left(\frac{ab}{rp}Z + \frac{Qp}{r\Sigma}X\right)^2, \quad (1)$$

и калибровочный потенциал

$$\mathcal{A} = \frac{\sqrt{3}Q}{2\Sigma}X, \quad (2)$$

где

$$X = dt - \frac{a\sin^2\theta}{\mathrm{X}_a}d\phi - \frac{b\cos^2\theta}{\mathrm{X}_b}d\psi, \quad (3a)$$

$$Y = dt - \frac{\left(r^2+a^2\right)a}{\left(a^2-b^2\right)\mathrm{X}_a}d\phi - \frac{\left(r^2+b^2\right)a}{\left(b^2-a^2\right)\mathrm{X}_b}d\psi, \quad (3b)$$

$$Z = dt - \frac{\left(r^2+a^2\right)\sin^2\theta}{a\mathrm{X}_a}d\phi - \frac{\left(r^2+b^2\right)\cos^2\theta}{b\mathrm{X}_b}d\psi, \quad (3c)$$

и

$$\Delta_r = \left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)\left(\frac{1}{r^2}+\frac{1}{l^2}\right) - 2M + \frac{Q^2+2Qab}{r^2},$$

$$\Delta_\theta = 1-\frac{p^2}{l^2},\ \Sigma = r^2+p^2,\ p = \sqrt{a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta},$$

$$\mathrm{X}_a = 1-\frac{a^2}{l^2},\ \mathrm{X}_b = 1-\frac{b^2}{l^2}.$$

Здесь параметры (M,Q,a,b,l) зависят от массы, двух независимых угловых моментов черной дыры и космологической постоянной.

Горизонты событий определяются равенством $\Delta_r = 0$. Например, внешний горизонт событий определяется наибольшим корнем уравнения $\Delta_{r_+} = \left(r-r_+\right)\varphi\left(r_+\right) = 0$, где $\varphi\left(r_+\right) \neq 0$.

2.1. Движение скалярных частиц

В [3] для метрики (1) – (3) проведено разделение переменных в пятимерном массивном уравнении Клейна–Гордона для скалярного поля $\Phi\left(t,r,\theta,\varphi,\psi\right)$. С анзатцем разделения переменных $\Phi = R(r)S(p)e^{i(m\varphi+k\psi-\omega t)}$ уравнение для радиальной функции $R(r)$ получено в виде

$$\frac{1}{r}\partial_r\left(r\Delta_r\partial_r R\right) + \left\{\frac{1}{r^4\Delta_r}\Big[\left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)\omega - \left(r^2+b^2\right)maX_a - \left(r^2+a^2\right)kbX_b + Q\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right) - \frac{\sqrt{3}}{2}qQr^2\Big]^2 - \frac{1}{r^2}\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right)^2 - \mu_0^2 r^2 - \lambda_0^2\right\}R(r) = 0 \quad (4)$$

Уравнение (4) можно привести к виду

$$\frac{d^2R}{dr^2} + A\frac{dR}{dr} + \left(\frac{B_1^2}{\Delta_r^2} + \frac{B_2}{\Delta_r}\right)R = 0, \quad (5)$$

где

$$A = \frac{1}{r} + \frac{\Delta_r'}{\Delta_r}, \quad (6)$$

$$B_1 = \frac{1}{r^2}\Big[\left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)\omega - \left(r^2+b^2\right)maX_a - \left(r^2+a^2\right)kbX_b + Q\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right) - \frac{\sqrt{3}}{2}qQr^2\Big], \quad (7)$$

$$B_2 = \frac{1}{r^2}\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right)^2 - \mu_0^2 r^2 - \lambda_0^2. \quad (8)$$

В (4), (8) μ_0, q – масса и заряд скалярной частицы, λ_0 – константа разделения.

Далее уравнение (5) можно привести к виду уравнения Шредингера с эффективным потенциалом $U_{eff}(r)$

$$\overline{R}(r) = R(r)\exp\frac{1}{2}\int A(r')dr', \quad (9)$$

$$\frac{d^2\overline{R}}{dr^2} + 2\left(E_{Schr} - U_{eff}(r)\right)\overline{R} = 0, \quad (10)$$

$$U_{eff}(r) = E_{Schr} + \frac{1}{4}\frac{dA}{dr} + \frac{1}{8}A^2 - \frac{1}{2}\frac{B_1^2}{\Delta_r^2} - \frac{B_2}{2\Delta_r}, \quad (11)$$

$$E_{Schr} = \frac{1}{2}\left(E^2 - m^2\right). \quad (12)$$

Слагаемое E_{Schr} в (10) выделено для придания уравнению вида уравнения Шредингера. С другой стороны, перенос этого слагаемого в равенство (11) обеспечивает классическую асимптотику эффективного потенциала при $r \to \infty$.

Рассмотрим асимптотику (11) в окрестности внешнего горизонта событий r_+. В этом случае

$$\Delta_r = \left(r-r_+\right)\varphi(r),\ \text{ где }\ \varphi(r)\big|_{r\to r_+} \neq 0. \quad (13)$$

Ведущая особенность выражения $\frac{1}{4}\frac{dA}{dr} + \frac{1}{8}A^2$ в (11) равна

$$\left.\left(\frac{1}{4}\frac{dA}{dr} + \frac{1}{8}A^2\right)\right|_{r\to r_+} = -\frac{1}{8\left(r-r_+\right)^2}. \quad (14)$$

Ведущая особенность эффективного потенциала $U_{eff}(r)$ в окрестности внешнего горизонта событий равна

$$U_{eff}\big|_{r\to r_+} = -\frac{1}{\left(r-r_+\right)^2}\left[\frac{1}{8} + \frac{B_1^2}{2\varphi\left(r_+\right)^2}\right]. \quad (15)$$

Из асимптотики (15) видно, что для любой энергии скалярной частицы с обеих сторон внешнего горизонта событий присутствуют бесконечно глубокие потенциальные ямы $\sim \dfrac{K_+}{(r-r_+)^2}$ с коэффициентом $K_+ \geq 1/8$. В этом случае реализуется несовместимая с квантовой механикой мода «падение частиц на горизонт событий» и по критериям, принятым в [1], система «скалярная частица в поле пятимерной черной дыры Керра–Ньюмена–AdS» является сингулярной.

При приближении к горизонту событий r_+ радиальная функция уравнения типа Шредингера имеет неограниченное число нулей

$$\bar{R}\big|_{r\to r_+} \sim (r-r_+)^{1/2} \sin\left(\sqrt{K_+}\ln(r-r_+)+\delta\right), \quad (16)$$

где δ – произвольная фаза $(0 \leq \delta \leq \pi)$. Аналогичное рассмотрение можно провести и для внутреннего горизонта событий r_-.

2.2. Фермион в пятимерном поле Керра–Ньюмена–AdS

Разделение переменных в уравнении Дирака в пространстве-времени пятимерной черной дыры Керра-Ньюмена-AdS проведено в [3]. При разделении переменных для волновой функции Ψ пятимерного уравнения Дирака с массой фермиона μ и зарядом q в [3] использовался анзатц разделения

$$\sqrt{r+ip\gamma^5}\,\Psi = \begin{pmatrix} R_2(r)S_1(p) \\ R_1(r)S_2(p) \\ R_1(r)S_1(p) \\ R_2(r)S_2(p) \end{pmatrix} e^{i(m\varphi+k\psi-\omega t)}. \quad (17)$$

В результате в [3] получена следующая система уравнений для радиальных функций $R_1(r), R_2(r)$

$$\sqrt{\Delta_r}\,\mathrm{D}_r^- R_1 = \left[\lambda + i\mu r - \frac{Q+ab}{2r^2} - \frac{i}{r}\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right)\right] R_2, \quad (18)$$

$$\sqrt{\Delta_r}\,\mathrm{D}_r^+ R_2 = \left[\lambda - i\mu r - \frac{Q+ab}{2r^2} + \frac{i}{r}\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right)\right] R_1, \quad (19)$$

где λ – константа разделения и

$$\mathrm{D}_r^{\pm} = \partial_r + \frac{\Delta_r'}{4\Delta_r} + \frac{1}{2r} \pm i\frac{1}{r^2\Delta_r}\Big[\left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)\omega - \left(r^2+b^2\right)maX_a -$$
$$-\left(r^2+a^2\right)kbX_b + Q\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right) - \frac{\sqrt{3}}{2}qQr^2\Big].$$

Из уравнений (18), (19) следует, что

$$R_1(r) = R_2^*(r). \quad (20)$$

Введем вещественные функции

$$g(r) = R_1(r) + R_2(r), \quad (21)$$

$$f(r) = -i\left(R_1(r) - R_2(r)\right). \quad (22)$$

Складывая (18) с (19) и вычитая из (18) уравнение (19), получаем

$$\sqrt{\Delta_r}\frac{d}{dr}f + \left(\frac{\Delta_r'}{4\sqrt{\Delta_r}} + \frac{\sqrt{\Delta_r}}{2r} - \frac{Q+ab}{2r^2} + \lambda\right) f - \frac{1}{r^2\sqrt{\Delta_r}}\Big[\left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)\omega - \left(r^2+b^2\right)maX_a -$$
$$-\left(r^2+a^2\right)kbX_b + Q\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right) - \frac{\sqrt{3}}{2}qQr^2\Big] g - \frac{1}{r}\left(ab\omega - mbX_a - kaX_b\right) g - \mu r g = 0, \quad (23)$$

$$\sqrt{\Delta_r}\frac{d}{dr}g+\left(\frac{\Delta_r'}{4\sqrt{\Delta_r}}+\frac{\sqrt{\Delta_r}}{2r}-\frac{Q+ab}{2r^2}-\lambda\right)g+\frac{1}{r^2\sqrt{\Delta_r}}\Big[\left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)\omega-\left(r^2+b^2\right)maX_a-$$
$$-\left(r^2+a^2\right)kbX_b+Q\left(ab\omega-mbX_a-kaX_b\right)-\frac{\sqrt{3}}{2}qQr^2\Big]f+\frac{1}{r}\left(ab\omega-mbX_a-kaX_b\right)f-\mu rf=0. \quad (24)$$

Обозначим $f_r=\Delta_r/r^2$ и введем функции $F(r)=f(r)/r\sqrt{f_r}$, $G(r)=g(r)/r\sqrt{f_r}$. В итоге уравнения для вещественных радиальных функций $F(r)$ и $G(r)$ равны:

$$\begin{aligned}\frac{dF}{dr}&=A(r)F+B(r)G,\\ \frac{dG}{dr}&=C(r)F+D(r)G.\end{aligned} \quad (25)$$

В (25)

$$A(r)=-\frac{1}{f_r}\left[\frac{2f_r}{r}+\frac{3}{4}f_r'+\left(\frac{\lambda}{r}-\frac{Q+ab}{2r^3}\right)\sqrt{f_r}\right], \quad (26)$$

$$B(r)=\frac{1}{f_r}\left[\frac{B_1(r)}{r^2}+\left(B_3(r)+\mu\right)\sqrt{f_r}\right], \quad (27)$$

$$C(r)=-\frac{1}{f_r}\left[\frac{B_1(r)}{r^2}+\left(B_3(r)-\mu\right)\sqrt{f_r}\right], \quad (28)$$

$$D(r)=-\frac{1}{f_r}\left[\frac{2f_r}{r}+\frac{3}{4}f_r'-\left(\frac{\lambda}{r}-\frac{Q+ab}{2r^3}\right)\sqrt{f_r}\right]. \quad (29)$$

В (26), (27) выражение для $B_1(r)$ приведено в (7), $B_3(r)=\frac{1}{r^2}\left(ab\omega-mbX_a-kaX_b\right)$.

Далее, если провести преобразования

$$\psi_F=g_F F, \quad (30)$$

$$\psi_G=g_G\,\mathrm{G}, \quad (31)$$

$$g_F=\exp\left(\frac{1}{2}\int^r A_F(r')\,dr'\right), \quad (32)$$

$$g_G=\exp\left(\frac{1}{2}\int^r A_G(r')\,dr'\right), \quad (33)$$

$$A_F(r)=-\frac{1}{B}\frac{dB}{dr}-A-D, \quad (34)$$

$$A_G(r)=-\frac{1}{C}\frac{dC}{dr}-A-D, \quad (35)$$

то для функций ψ_F,ψ_G получим самосопряженные уравнения типа Шредингера с эффективными потенциалами $U_{eff}^F(R),U_{eff}^G(R)$:

$$\frac{d^2\psi_F}{dr^2}+2\left(E_{Schr}-U_{eff}^F(r)\right)\psi_F=0, \quad (36)$$

$$\frac{d^2\psi_G}{dr^2}+2\left(E_{Schr}-U_{eff}^G(r)\right)\psi_G=0. \quad (37)$$

В формулах (36), (37)

$$E_{Schr}=\frac{1}{2}\left(\omega^2-\mu^2\right). \quad (38)$$

Уравнение для частиц представляет уравнение (36), уравнение для античастиц соответствует уравнению (37).

Для частиц эффективный потенциал равен

$$U_{eff}^F(r)=E_{Schr}+\frac{3}{8}\left(\frac{1}{B}\frac{dB}{dr}\right)^2-\frac{1}{4}\frac{1}{B}\frac{d^2B}{dr^2}+$$
$$+\frac{1}{4}\frac{d}{dr}(A-D)-\frac{1}{4}\frac{A-D}{B}\frac{dB}{dr}+\frac{1}{8}(A-D)^2+\frac{1}{2}BC. \quad (39)$$

Явное выражение (39) имеет громоздкий вид. Ранее выражение для эффективного потенциала в различных геометриях четырехмерного пространства неоднократно приводилось нами в работах [1, 4–7]. Там же приведено более подробное изложение формализма, кратко изложенного выше.

2.2.1. Асимптотики эффективного потенциала

При наличии внешнего и внутреннего горизонтов событий

$$\Delta_r=r^2f_r=(r-r_+)(r-r_-)\varphi_1(r)$$

формулы (26)–(29) показывают, что эффективный потенциал (39) сингулярен с ведущими особенностями $\sim 1/(r-r_+)^2$, $1/(r-r_-)^2$. Вблизи горизонтов событий по своей структуре асимптотики эффективного потенциала имеют одинаковый вид. Например, в окрестности внешнего горизонта событий при $r\to r_+$ и $B_1(r_+)\neq 0$

$$U_{eff}\Big|_{r\to r_+}=-\frac{1}{(r-r_+)^2}\left\{\frac{1}{8}+\frac{B_1(r_+)^2}{2\left[(r_+-r_-)\varphi_1(r_+)\right]^2}\right\}. \quad (40)$$

Случай $B_1(r_+)=0$ соответствует стационарному состоянию

$$\omega_+^{st} = \frac{1}{\left(r_+^2+a^2\right)\left(r_+^2+b^2\right)+Qab}\Bigg[\left(r_+^2+b^2\right)maX_a+$$

$$+\left(r_+^2+a^2\right)kbX_b+Q\left(mbX_a+kaX_b\right)+\frac{\sqrt{3}}{2}qQr_+^2\Bigg]. \quad (41)$$

Этот случай будет обсуждаться в следующем разделе.

Из асимптотики (40) следует, что для любой энергии фермиона $\omega \neq \omega^{st}$ в потенциале (39) присутствуют бесконечно глубокие потенциальные ямы $\sim K_1^+/(r-r_+)^2$, $K_1^-/(r-r_-)^2$ с коэффициентами $K_1^\pm \geq 1/8$. В результате, как и для скалярных частиц, реализуется неприемлемый для квантовой теории режим «падения» фермионов на соответствующие горизонты событий. В итоге мы приходим к выводу, что для $\omega \neq \omega^{st}$ система «фермион в пятимерном поле Керра–Ньюмена–AdS» является сингулярной.

2.2.2. Стационарные состояния фермионов

Рассмотрим случай, когда либо $B_1(r_+)=0$, либо $B_1(r_-)=0$. В этих случаях энергия фермиона равна

$$\omega_\pm^{st} = \frac{1}{\left(r_\pm^2+a^2\right)\left(r_\pm^2+b^2\right)+Qab}\Bigg[\left(r_\pm^2+b^2\right)maX_a+$$

$$+\left(r_\pm^2+a^2\right)kbX_b+Q\left(mbX_a+kaX_b\right)+\frac{\sqrt{3}}{2}qQr_\pm^2\Bigg]. \quad (42)$$

В окрестности горизонтов событий асимптотики эффективного потенциала (39) имеют вид

$$U_{eff}^F\Big|_{r\to r_\pm} = -\frac{3}{32}\frac{1}{\left(r-r_\pm\right)^2}. \quad (43)$$

Выражение (43) не совпадает с асимптотикой (40) при $B_1(r_\pm)\to 0$. Для совпадения необходимо учесть в выражении для U_{eff}^F (см. (39)) слагаемые, несущественные при конечном значении B_1, но дающие заметный вклад в коэффициент при основной сингулярности в случае $B_1(r_\pm)\to 0$.

Асимптотика (43) для $\left|\omega_\pm^{st}\right|<m$ допускает существование стационарных связанных состояний частиц со спином ½. Анализ таких состояний для различных геометрий пространства-времени с нулевой космологической постоянной проведен в работах [4–6]. Аналогичный анализ может быть проведен для метрик с ненулевой космологической постоянной, в том числе и для пятимерной черной дыры Керра–Ньюмена–AdS.

Решениям с $\left|\omega_\pm^{st}\right|<m$ соответствуют квадратично-интегрируемые волновые функции уравнения типа Шредингера, обращающиеся в нуль на горизонтах событий. Частицы в стационарных связанных состояниях с подавляющей вероятностью расположены вблизи горизонтов событий (вне внешнего горизонта событий и под внутренним горизонтом событий). Максимумы плотностей вероятности обнаружения частиц отстоят от горизонтов событий на доли комптоновской длины волны связанных фермионов.

2.3. Фотон в пятимерном поле Керра (геометрия Myers–Perry)

В работе [8] Лунин провел, в частности, разделение переменных уравнений Максвелла в пятимерной геометрии Myers–Perry. В той же работе есть все материалы для проведения разделения переменных уравнений Максвелла в геометрии пятимерной вращающейся заряженной черной дыры с ненулевой космологической постоянной. Однако в настоящей работе и в работах [1, 2] мы видели, что характер поведения эффективных потенциалов в окрестностях горизонтов событий не изменяется при переходе от незаряженной вращающейся черной дыры к заряженной вращающейся черной дыре. Аналогичное происходит в случаях учета и неучета в метриках космологической постоянной. Поэтому ниже для краткости изложения мы ограничимся анализом поведения эффективных потенциалов в окрестности горизонтов событий в геометрии Myers–Perry при наличии дополнительного (пятого) измерения. В обозначениях [8] функция Ψ основного уравнения (the master equation) представляется в виде

$$\Psi = e^{-i\omega t+im\varphi+in\psi}\Phi(r)S(\theta). \quad (44)$$

Анзатц (44) приводит к двум типам решений, которые Лунин назвал «электрической» и «магнитной» поляризациями. Ведущие особенности эффективных потенциалов одинаковы для двух типов решений. Ниже для примера мы будем рассматривать «электрическое» решение.

Уравнение для радиальной функции $\Phi(r)$ приведено в формулах (4.31) работы [8]. Далее стандартным образом (см. раздел 1) для функции $\bar{\Phi}(r)$ можно получить уравнение типа Шредингера с эффективным потенциалом. В обозначениях Лунина вблизи горизонтов событий $r_\pm$ ведущие особенности эффективного потенциала имеют вид

$$U_{eff}\Big|_{r\to r_\pm}=-\frac{1}{\left(r-r_\pm\right)^2}\left\{\frac{1}{8}+\frac{Mr^2}{2R}\frac{\left[\left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)\omega-\left(r^2+b^2\right)ma-\left(r^2+a^2\right)nb\right]^2}{\left[\left(r_\pm-r_\mp\right)\varphi_1\left(r_\pm\right)\right]^2}\right\}, \qquad (45)$$

где $R=\left(r^2+a^2\right)\left(r^2+b^2\right)$, $\Delta_r=\left(r-r_+\right)\left(r-r_-\right)\varphi_1\left(r\right)$.

Из асимптотики (45) следует, что для любой энергии ω с обеих сторон горизонтов событий $r_\pm$ в эффективном потенциале присутствуют бесконечно глубокие потенциальные ямы $\sim K_1^\pm/\left(r-r_\pm\right)^2$ с коэффициентами $K_1^\pm\geq 1/8$. В результате реализуется неприемлемый для квантовой теории режим «падения» частиц на горизонты событий.

При приближении к горизонтам событий радиальная функция уравнения типа Шредингера $\bar{\Phi}\left(r\right)$ имеет неограниченное число нулей. Например, при $r\to r_+$

$$\bar{\Phi}\left(r\right)\Big|_{r\to r_+}\sim\left(r-r_+\right)^{1/2}\sin\left(\sqrt{K_1^+}\ln\left(r-r_+\right)+\delta\right). \qquad (46)$$

В формализме Лунина [8] функция Ψ в (44) связана с потенциалами электромагнитного поля $A^\mu\left(t,r,\theta,\varphi,\psi\right)$ через компоненты обобщенной тетрады Киннерсли.

В окрестности горизонтов событий осциллирующее поведение $\bar{\Phi}\left(r\right)$ в (46) будет присуще и компонентам $A^\mu\left(t,r,\theta,\varphi,\psi\right)$. Очевидно, что после проведения квантования электромагнитного поля можно заключить, что система «фотон в пятимерном поле Myers–Perry» является сингулярной.

3. Обсуждение результатов

Наш анализ показывает, что в пространстве-времени неэкстремальной вращающейся заряженной черной дыры в минимальной пятимерной калибровочной супергравитации существование стационарных состояний скалярных частиц и фотонов невозможно. Для фермионов этот вывод справедлив для $\omega\neq\omega^{st}$. Существование для фермионов стационарных связанных состояний с $\omega=\omega_b^{st}$ не изменяет предыдущих выводов, так как для достижения значений ω_b^{st} в интервале $\left(-\mu,\mu\right)$ необходимо изменение до этого уровня определенной начальной энергии частицы в непрерывном энергетическом спектре с $\omega>\mu$. Однако квантово-механических стационарных состояний частиц с $\omega>\omega_b^{st}$ не существует в рассматриваемых гравитационных и электромагнитных полях.

В работе [1] мы рассмотрели взаимодействие частиц с различными спинами с классическими черными дырами Керра–Ньюмена, Керра, Райсснера–Нордстрёма, Шварцшильда, полученными на основе асимптотически плоских вакуумных решений ОТО. В работе [2] мы провели аналогичное рассмотрение для (анти) деситтеровской Вселенной с ненулевой космологической постоянной. В настоящей работе мы провели такое рассмотрение в пространстве-времени пятимерной неэкстремальной вращающейся заряженной черной дыры – AdS с отрицательной космологической постоянной. В качестве частиц мы рассмотрели массивные заряженные бозоны с нулевым спином, фотоны со спином 1, фермионы со спином ½.

Для всех рассмотренных метрик и для частиц с различными спинами характерен универсальный характер ведущей расходимости эффективных потенциалов уравнения типа Шредингера в окрестностях горизонтов событий, а именно: $U_{eff}\Big|_{r\to r_{+,-,\Lambda^+}}=-\frac{K_1^{+,-,\Lambda^+}}{\left(r-r_{+,-,\Lambda^+}\right)^2}$ с коэффициентами $K_1^{+,-,\Lambda^+}\geq 1/8$ (космологический горизонт Λ^+ возникает при рассмотрении деситтеровской Вселенной с космологической постоянной $\Lambda>0$).

Выявленные сингулярности не позволяют применять квантовую теорию в полном объеме (режим «падения» частиц на горизонт событий), что приводит к необходимости изменения начальной постановки физической задачи. Фактически эти изменения должны привести к «размазыванию» нулевой толщины горизонтов событий и к уменьшению (исчезновению) сингулярностей эффективных потенциалов в окрестностях горизонтов (см., например, [9]).

Для этой цели мы предлагаем дополнить механизм гравитационного коллапса. Пусть в последней стадии коллапса захвачены частицы со спином ½, которые после образования горизонтов событий окажутся в стационарных связанных состояниях с $\omega = \omega_b^{st}$ как под внутренним, так и над внешним горизонтами событий. Для следующих частиц самосогласованные гравитационное и электромагнитное поля будут определяться как массой и зарядом коллапсара, так и массами и зарядами фермионов в стационарных связанных состояниях с $\omega = \omega_b^{st}$, с подавляющей вероятностью находящихся вблизи горизонтов событий [4–6]. Очевидно такая система может быть несингулярной. Для строгого доказательства нужны точные расчеты самосогласованных гравитационного и электромагнитного полей составных систем и доказательство существования в них стационарных состояний квантово-механических пробных частиц. Обсуждаемые составные системы могут рассматриваться также в качестве носителей темной материи [4, 5]. С другой стороны, эти системы могут быть строительными блоками для присоединения новых частиц и образования в конечном итоге макроскопических объектов.

Авторы благодарят Е. Ю. Попова за полезные дискуссии и обсуждения. Авторы также благодарят А. Л. Новоселову за существенную техническую помощь в подготовке статьи.

Список литературы

1. Горбатенко М. В., Незнамов В. П. // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2019. Вып. 2. С. 22.

2. Горбатенко М. В., Незнамов В. П. // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2019. Вып. 2. С. 47.

3. Wu S. Q. // Phys. Rev. 2009. Vol. D **80**. P. 084009, arxiv: 0906.2049v4 [hep-th].

4. Незнамов В. П., Сафронов И. И., Шемарулин В. Е. // ЖЭТФ. 2018. Т. **154**. С. 802, arxiv: 1810.01960 [gr-qc, hep-th].

5. Незнамов В. П., Сафронов И. И., Шемарулин В. Е. // ЖЭТФ. 2018. Т. **154**. С. 802, arxiv: 1810.01960 [gr-qc, hep-th].

6. Незнамов В. П., Сафронов И. И., Шемарулин В. Е. // ЖЭТФ. 2019. Т. **155**. С. 69, arxiv: 1904.05791 [gr-qc, hep-th].

7. Незнамов В. П. // ТМФ. 2018. Т. 197. № 3. С. 493.

8. Lunin O. // J. High Energ. Phys (2017) 2017: 138, arxiv: 1708.06766v2 [hep-th].

9. Zeng D. // Nucl. Phys. 2019. Vol. B **941**. P. 665.

Статья поступила в редакцию 15.07.2019