

УДК 539. 391+514. 764.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ДЛЯ «РАЗМАЗАННОЙ» НУЛЬ-СТРУНЫ ПОСТОЯННОГО РАДИУСА

Леяков А.П.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: lelyakov@tnu.crimea.ua*

В работе предложен общий вид распределения потенциала безмассового вещественного скалярного поля для «размазанной» нуль-струны постоянного радиуса, которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени полностью лежит в плоскости, ортогональной этой оси. Найдены условия на потенциал скалярного поля, при которых, в пределе сжатия скалярного поля в одномерный объект (окружность радиуса R), компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны того же радиуса.

Ключевые слова: нуль-струна, скалярное поле, космология.

ВВЕДЕНИЕ

Струнные теории уже ни одно десятилетие находятся в состоянии неуклонного поступательного развития. Несмотря на проблемы, неизбежные для любой развивающейся теории, они очаровывают как уже известными результатами, так и большими возможностями в перспективе. Интерес к космическим струнам и другим топологическим решениям инициирован, с одной стороны, той ролью, которую топологические дефекты, возможно, играют в процессе эволюции Вселенной, например, струнные механизмы образования первичных неоднородностей плотности вещества в ранней Вселенной, идеи о топологической инфляции, а с другой, тем, что по своим физическим свойствам эти объекты отличаются от обычной материи [1-3].

Основной трудностью, с которой сталкиваются при исследовании гравитационного поля, порождаемого струной, является сингулярность тензора энергии-импульса, компоненты которого вне струны тождественно равны нулю, а отличны от нуля (стремятся к бесконечности) непосредственно на струне. В этом случае исследовать систему уравнений Эйнштейна можно в двух направлениях:

- ограничиться анализом «внешней» задачи, т.е. в области, для которой компоненты тензора энергии-импульса нуль-струны равны нулю,
- рассматривать компоненты струнного тензора энергии-импульса как предел некоторого «размазанного» распределения и провести анализ уравнений Эйнштейна для этого «размазанного» распределения.

Как было показано в работе [4] анализ «внешней» задачи приводит к большому числу вакуумных решений уравнений Эйнштейна, удовлетворяющих симметриям рассматриваемой задачи. Однако неясны критерии, позволяющие выбрать из этой совокупности единственное решение, описывающее гравитационное поле нуль-струны, движущейся по заданной траектории.

Рассматривая компоненты струнного тензора энергии-импульса как предел некоторого «размазанного» распределения возможны неточности, связанные с тем, что непонятно как учитывать возможное появление слагаемых (множителей), которые стремятся к нулю (константе) при стягивании этого «размазанного» распределения в одномерный объект. Поэтому было предложено изначально рассматривать некоторое «хорошо определенное» «размазанное» распределение, а затем стянуть его в струну требуемой конфигурации.

Целью работы является построение общего выражения для распределения потенциала вещественного безмассового скалярного поля, компоненты тензора энергии-импульса для которого в пределе сжатия в окружность радиуса R , асимптотически совпадают с компонентами нуль-струнного тензора энергии-импульса.

1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ «РАЗМАЗАННОЙ» ЗАДАЧИ

В цилиндрической системе координат $(x^0=t, x^1=\rho, x^2=\theta, x^3=z)$ функции $x^m(\tau, \sigma)$ ($m=0,1,2,3$), определяющие траекторию движения замкнутой нуль-струны постоянного (неизменного со временем) радиуса R , которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени полностью лежит в плоскости, ортогональной этой оси, имеют следующий вид:

$$t = \tau, \quad \rho = R = const., \quad \theta = \sigma, \quad z = -\tau,$$

где τ и σ параметры на мировой поверхности нуль-струны. Используя результаты работ [4,5], квадратичную форму для решаемой задачи можно представить в следующем виде

$$dS^2 = e^{2\nu} \left((dt)^2 - (dz)^2 \right) - A(d\rho)^2 - B(d\theta)^2, \quad (1)$$

где $\nu = \nu(q, \rho)$, $A = A(q, \rho)$, $B = B(q, \rho)$, $q = t + z$. Тензор энергии-импульса для вещественного безмассового скалярного поля имеет вид [2]

$$T_{\alpha\beta} = \varphi_{,\alpha} \varphi_{,\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} L, \quad (2)$$

где $L = g^{\omega\lambda} \varphi_{,\omega} \varphi_{,\lambda}$, $\varphi_{,\alpha} = \partial\varphi/\partial\alpha$, φ -потенциал скалярного поля, индексы $\alpha, \beta, \omega, \lambda$ принимают значения 0,1,2,3. Для того, чтобы обеспечить самосогласованность уравнений Эйнштейна и тензора (2), будем требовать

$$T_{\alpha\beta} = T_{\alpha\beta}(q, \rho) \rightarrow \varphi = \varphi(q, \rho). \quad (3)$$

Расписывая (2) для квадратичной формы (1), получаем

$$T_{00} = (\varphi_{,q})^2 + \frac{e^{2\nu}}{2A} (\varphi_{,\rho})^2, \quad T_{33} = (\varphi_{,q})^2 - \frac{e^{2\nu}}{2A} (\varphi_{,\rho})^2, \quad T_{11} = \frac{1}{2} (\varphi_{,\rho})^2, \\ T_{01} = T_{13} = \varphi_{,q} \varphi_{,\rho}, \quad T_{03} = (\varphi_{,q})^2, \quad T_{22} = -\frac{1}{2} \frac{B}{A} (\varphi_{,\rho})^2. \quad (4)$$

Система уравнений Эйнштейна для (1), (4) может быть представлена в следующем

виде

$$2v_{,\rho\rho} + 3(v_{,\rho})^2 - v_{,\rho} \frac{A_{,\rho}}{A} = -\frac{\chi}{2}(\varphi_{,\rho})^2, \quad (5)$$

$$(v_{,\rho})^2 + v_{,\rho} \frac{B_{,\rho}}{B} = \frac{\chi}{2}(\varphi_{,\rho})^2, \quad (6)$$

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{A_{,qq}}{A} + \frac{B_{,qq}}{B} \right) + v_{,q} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) + \frac{1}{4} \left(\left(\frac{A_{,q}}{A} \right)^2 + \left(\frac{B_{,q}}{B} \right)^2 \right) = \chi(\varphi_{,q})^2, \quad (7)$$

$$2v_{,\rho\rho} + 2(v_{,\rho})^2 + \frac{B_{,\rho\rho}}{B} - \frac{1}{2} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right)^2 + \quad (8)$$

$$+ v_{,\rho} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} - \frac{A_{,\rho}}{A} \right) - \frac{1}{2} \frac{A_{,\rho}}{A} \frac{B_{,\rho}}{B} = -\chi(\varphi_{,\rho})^2,$$

$$-\frac{1}{2} \frac{B_{,q\rho}}{B} - v_{,q\rho} + \frac{1}{2} v_{,\rho} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) + \frac{1}{4} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) = \chi\varphi_{,q}\varphi_{,\rho}. \quad (9)$$

Если рассматривать полученную систему уравнений для распределения скалярного поля, сконцентрированного внутри «тонкого» кольца, для которого переменные q и ρ изменяются в пределах

$$q \in [-\Delta q, +\Delta q], \quad \rho \in [R - \Delta\rho, R + \Delta\rho], \quad (10)$$

где R радиус замкнутой нуль струны, Δq и $\Delta\rho$ малые положительные константы, определяющие «толщину» кольца, т.е.

$$\Delta q \ll 1, \quad \Delta\rho \ll 1. \quad (11)$$

То в пределе сжатия такого «тонкого» кольца в одномерный объект (нуль-струну)

$$\Delta q \rightarrow 0, \quad \Delta\rho \rightarrow 0. \quad (12)$$

В этом случае пространство-время, в котором движется такая «размазанная» нуль-струна, условно можно разбить на три области

- область I, для которой (рис. 1)

$$q \in (-\infty, -\Delta q) \cup (+\Delta q, +\infty), \quad \rho \in [0, +\infty), \quad (13)$$

- область II, для которой

$$q \in [-\Delta q, +\Delta q], \quad \rho \in [0, R - \Delta\rho) \cup (R + \Delta\rho, +\infty), \quad (14)$$

- область III (выделенная на рис. 1 черным цветом), для которой

$$q \in [-\Delta q, +\Delta q], \quad \rho \in [R - \Delta\rho, R + \Delta\rho]. \quad (15)$$

Поскольку скалярное поле сконцентрировано внутри «тонкого» кольца, то в области I, II (рис. 1) потенциал скалярного поля равен нулю, а в области III (внутри «тонкого» кольца) $\varphi \neq 0$.

При стягивании скалярного поля в струну система уравнений (5)-(9) должна асимптотически стремиться к системе уравнений Эйнштейна, построенной для замкнутой нуль-струны и приведенной в работах [4, 5]. Тогда в области (13), (14) (область I и II (рис. 1))

$$\varphi = 0, \quad \varphi_{,\rho} = 0, \quad \varphi_{,q} = 0, \quad (16)$$

а в области (15) (внутри «тонкого» кольца) в общем случае

$$\varphi \neq 0, \quad \varphi_{,\rho} \neq 0, \quad \varphi_{,q} \neq 0. \quad (17)$$

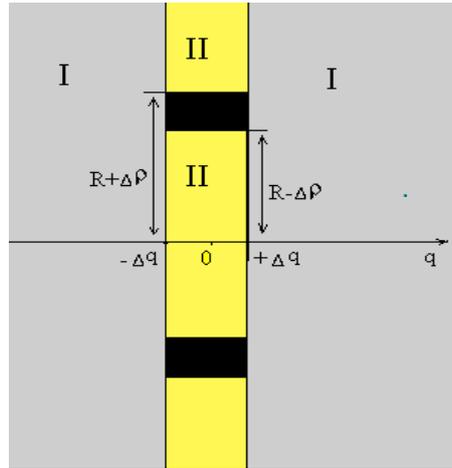


Рис. 1. На рисунке схематично представлено сечение пространства плоскостью $\theta = const.$ и условное разбиение внешнего пространства-времени на три области (область III выделена на рисунке черным цветом).

Сравнивая систему уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль струны [4] с системой (5)-(9), можно сделать вывод о том, что при стягивании скалярного поля в струну требуемой конфигурации, т.е. при $\Delta q \rightarrow 0, \Delta \rho \rightarrow 0$

$$\left. (\varphi_{,\rho})^2 \right|_{q=0, \rho=R} \rightarrow 0, \quad \left. (\varphi_{,q})^2 \right|_{q=0, \rho=R} \rightarrow \infty, \quad \left. (\varphi_{,q} \varphi_{,\rho}) \right|_{q=0, \rho=R} \rightarrow 0. \quad (18)$$

В области I, согласно (16), при любом фиксированном значении переменной $q = q_0 \in (-\infty, -\Delta q) \cup (+\Delta q, +\infty)$ и для всех значений переменной $\rho \in [0, +\infty)$ потенциал скалярного поля

$$\varphi(q_0, \rho) = 0, \quad (19)$$

если же рассматривать распределение потенциала скалярного поля при любом фиксированном значении переменной $q = q_0 \in (-\Delta q, +\Delta q)$ (область II и III), то в случае, когда переменная $\rho \in [0, R - \Delta \rho) \cup (R + \Delta \rho, +\infty)$ (область II), должно быть выполнено

$$\varphi(q_0, \rho) = 0, \quad (20)$$

а при $\rho \in (R - \Delta\rho, R + \Delta\rho)$ (область III)

$$\varphi(q_0, \rho) \neq 0. \quad (21)$$

Поскольку при одном и том же значении переменной $q_0 \in (-\Delta q, +\Delta q)$ и фиксированном значении переменной ρ значения, принимаемые потенциалом скалярного поля, совпадают, то для выполнения (20), (21) необходимо требовать, чтобы для $\rho \in [0, +\infty)$ значения $\varphi(q, \rho)$ были различны.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ДЛЯ «РАЗМАЗАННОЙ» НУЛЬ-СТРУНЫ

Для полученных условий (19)-(21) распределение потенциала скалярного поля удобно представить в виде

$$\varphi(q, \rho) = -\ln(\alpha(q) + \lambda(q)f(\rho)), \quad (22)$$

где функции $\alpha(q)$ и $\lambda(q)$ симметричны относительно инверсии q на $-q$, т.е.

$$\alpha(q) = \alpha(-q), \quad \lambda(q) = \lambda(-q), \quad (23)$$

функция $\alpha(q) + \lambda(q)f(\rho)$ ограничена

$$0 < \alpha(q) + \lambda(q)f(\rho) \leq 1, \quad (24)$$

а потенциал скалярного поля (22) в области (24) может принимать значения от

$$\varphi = 0, \text{ при } \alpha(q) + \lambda(q)f(\rho) = 1, \quad (25)$$

и до

$$\varphi \rightarrow \infty, \text{ при } \alpha(q) + \lambda(q)f(\rho) \rightarrow 0, \quad (26)$$

причем, в области I, в соответствии с (19), (25),

$$\alpha(q) = 1, \quad \lambda(q) = 0. \quad (27)$$

Поскольку согласно (20) потенциал скалярного поля в области II равен нулю, то при $q \in (-\Delta q, +\Delta q)$ и любом фиксированном значении переменной $\rho = \rho_0 \in [0, R - \Delta\rho) \cup (R + \Delta\rho, +\infty)$, должно быть выполнено

$$\alpha(q) + \lambda(q)f(\rho_0) = 1. \quad (28)$$

В области III $\varphi \neq 0$, поэтому для тех же значениях $q \in (-\Delta q, +\Delta q)$ и при $\rho = \rho_0 \in (R - \Delta\rho, R + \Delta\rho)$

$$0 < \alpha(q) + \lambda(q)f(\rho_0) < 1. \quad (29)$$

Из (28) следует, что при всех $\rho \in [0, R - \Delta\rho) \cup (R + \Delta\rho, +\infty)$ значения функции $f(\rho)$ постоянны

$$f(\rho) \Big|_{\rho \in [0, R - \Delta\rho) \cup (R + \Delta\rho, +\infty)} = f_0 = const., \quad (30)$$

причем $f_0 \neq 0$, а функции $\alpha(q)$ и $\lambda(q)$ связаны между собой

$$\lambda(q) = (1 - \alpha(q)) / f_0. \quad (31)$$

Подставляя (31) в (29), получаем, что в области III ($\varphi \neq 0$)

$$0 < \alpha(q) + (1 - \alpha(q))f(\rho) / f_0 < 1, \quad (32)$$

тогда из (26), (32) следует, что при $\varphi \rightarrow \infty$

$$\alpha(q) \rightarrow 0, \quad f(\rho) \rightarrow 0. \quad (33)$$

Таким образом, в выражении для потенциала скалярного поля (22) функции $\alpha(q)$ и $f(\rho)$ ограниченные и для всех $q \in (-\infty, +\infty)$ и $\rho \in [0, +\infty)$ принимают значения

$$0 \leq \alpha(q) \leq 1, \quad 0 \leq f(\rho) \leq f_0, \quad (34)$$

причем в области I, согласно (27), функция $\alpha(q)$

$$\alpha(q) \Big|_{q \in (-\infty, -\Delta q) \cup (+\Delta q, +\infty)} = 1, \quad (35)$$

а из (33), с учетом симметричности функции $\alpha(q)$ (равенства (23)), следует

$$\lim_{q \rightarrow 0} \alpha(q) \rightarrow 0. \quad (36)$$

Поведение функция $f(\rho)$ при $\rho \in [0, R - \Delta\rho) \cup (R + \Delta\rho, +\infty)$ определяется равенством (30), а при $\rho \rightarrow R$ согласно (33)

$$f(\rho) \Big|_{\rho \rightarrow R} \rightarrow 0. \quad (37)$$

Дифференцируя (23), с учетом (31), по переменным q и ρ , получаем

$$\varphi_{,q} = -\frac{\alpha_{,q}(1 - f(\rho) / f_0)}{\alpha(q) + (1 - \alpha(q))f(\rho) / f_0}, \quad \varphi_{,\rho} = -\frac{(1 - \alpha(q))f_{,\rho} / f_0}{\alpha(q) + (1 - \alpha(q))f(\rho) / f_0}. \quad (38)$$

Подставляя (27), (28), (30) в (38), получаем, что в области I и II $\varphi_{,\rho} = 0$, $\varphi_{,q} = 0$, что согласуется с (16). В области III (Рис.1) при $\rho \rightarrow R$, с учетом (37), первое из равенств (38) можно представить в виде

$$\varphi_{,q} = -\alpha_{,q} / \alpha(q), \quad (39)$$

откуда, согласно (18), при $\Delta q \rightarrow 0$, $\Delta\rho \rightarrow 0$

$$\left| \alpha_{,q} / \alpha(q) \right|_{q=0} \rightarrow \infty. \quad (40)$$

Второе из равенств (38) при $q \rightarrow 0$, с учетом (36), можно представить в виде

$$\varphi_{,\rho} = -f_{,\rho} / f(\rho), \quad (41)$$

откуда при $\Delta q \rightarrow 0$, $\Delta\rho \rightarrow 0$, согласно (18)

$$f_{,\rho} / f(\rho) \Big|_{\rho=R} \rightarrow 0. \quad (42)$$

С другой стороны, рассматривая равенства (38) в некоторой малой окрестности

окружности $q = 0$, $\rho = R$, т.е. внутри области, в которой сконцентрировано скалярное поле и для которой, в соответствии с (36), (37) $f(\rho)/f_0 \ll 1$, $\alpha(q) \ll 1$, можно записать

$$\varphi_{,q}\varphi_{,\rho} = \left(\alpha_{,q}/\alpha(q) \right) / \left(1 + \frac{1}{f_0} \frac{f(\rho)}{\alpha(q)} \right) \times \left(f_{,\rho}/f(\rho) \right) / \left(f_0 \frac{\alpha(q)}{f(\rho)} + 1 \right), \quad (43)$$

тогда, согласно (18) при $\Delta q \rightarrow 0$, $\Delta \rho \rightarrow 0$, должно быть выполнено

$$\left(\alpha_{,q}/\alpha(q) \right) \times \left(f_{,\rho}/f(\rho) \right) \Big|_{q=0, \rho=R} \rightarrow 0. \quad (44)$$

В качестве примера можно привести следующий выбор функций $\alpha(q)$ и $f(\rho)$, удовлетворяющих найденным условиям

$$\alpha(q) = \exp\left(-1/(\xi q)^2\right), \quad f(\rho) = f_0 \exp\left(-\mu \left(1 - \exp\left(\frac{-1}{(\zeta(\rho-R))^2}\right)\right)\right), \quad (45)$$

где константы ξ и ζ определяют размер («толщину») кольца, внутри которого сконцентрировано скалярное поле соответственно, по переменным q и ρ , а именно, как следует из (45) при $\Delta q \rightarrow 0$, $\Delta \rho \rightarrow 0$

$$\xi \rightarrow \infty, \quad \zeta \rightarrow \infty, \quad (46)$$

а положительная константа μ обеспечивает выполнение асимптотического условия (37), при $\rho = R$. Используя (31), (45) для (22), получаем выражение одного из возможных распределений потенциала безмассового вещественного скалярного поля,

$$\varphi(q, \rho) = -\ln \left(\exp\left(-1/(\xi q)^2\right) + \left(1 - \exp\left(-1/(\xi q)^2\right)\right) \times \exp\left(-\mu \left(1 - \exp\left(\frac{-1}{(\zeta(\rho-R))^2}\right)\right)\right) \right), \quad (47)$$

компоненты тензора энергии-импульса, для которого в пределе сжатия в одномерный объект (окружность радиуса R) асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны того же радиуса.

На рис. 2 представлено распределение функции $\alpha(q) + (1 - \alpha(q))f(\rho)/f_0$ в области $q \in [-10, 10]$, $\rho \in [0, 10]$, для функций $\alpha(q)$, $f(\rho)$, заданных равенствами (45) при $R = 5$, и соответствуют выбору значений констант: а) $\xi = \zeta = \mu = 1$, б) $\xi = \zeta = \mu = 4$. Из представленного рисунка видно, что с увеличением значений констант ξ , ζ , область, в которой функция $\alpha(q) + (1 - \alpha(q))f(\rho)/f_0$ отлична от единицы (т.е. область, в которой сконцентрировано скалярное поле и потенциал скалярного поля, отличен от нуля) сжимается, чему соответствует уменьшение «толщины» кольца, в котором сконцентрировано скалярное поле.

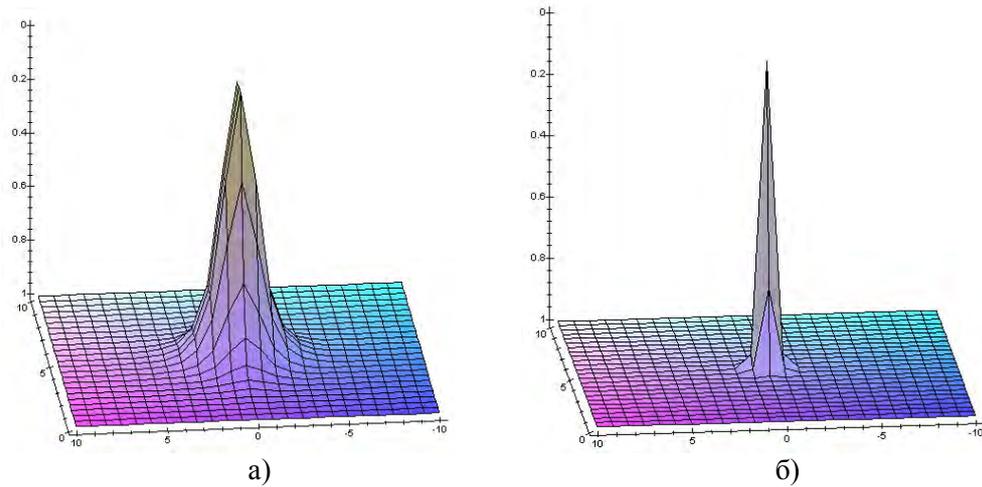


Рис. 2. Распределение функции $\alpha(q) + (1 - \alpha(q))f(\rho) / f_0$, определяемой (45) для $R = 5$, $q \in [-10, 10]$, $\rho \in [0, 10]$, при: а) $\xi = \zeta = \mu = 1$ и б) $\xi = \zeta = \mu = 4$.

На рис. 3 для $R = 5$, $\xi = 1$, $\mu = 3$ представлено изменение распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (47) по переменной ρ ($\rho \in [0, 10]$) при фиксированном значении переменной $q = 0.01$, и соответствуют выбору значений константы ζ : а) $\zeta = 0.2$, б) $\zeta = 0.3$, в) $\zeta = 0.4$. Здесь черным цветом выделена область, в которой $\varphi = 0$. Из рисунка видно, что с увеличением значений константы ζ область, в которой потенциал скалярного поля (47) отличен от нуля, сжимается, чему соответствует уменьшение по переменной ρ «толщины» кольца, в котором сконцентрировано скалярное поле.

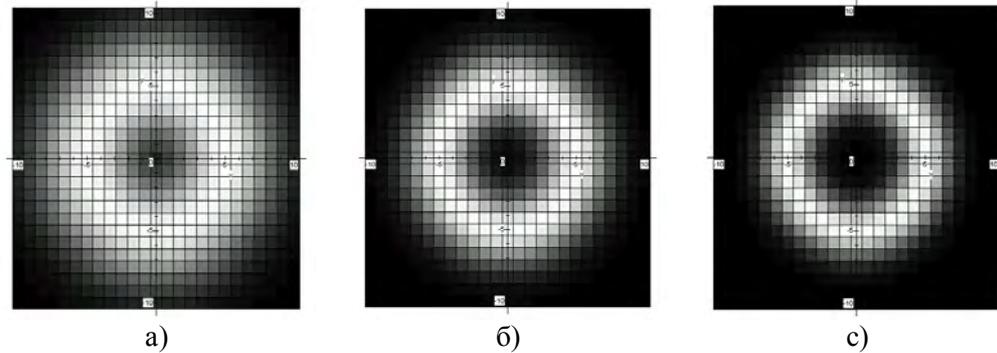


Рис. 3. На рисунках для $R = 5$, $\xi = 1$, $\mu = 3$, $q = 0.01$ представлены распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (47) по переменной ρ ($\rho \in [0, 10]$), при: а) $\zeta = 0.2$, б) $\zeta = 0.3$, в) $\zeta = 0.4$.

На рис. 4 представлено изменение распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (47) на гиперповерхностях а) $q = 0.2$, б) $q = 0.3$, в) $q = 0.4$, которые соответствуют выбору значений констант $R = 5$, $\xi = 3$, $\mu = 3$, $\zeta = 0.7$. Здесь так же черным цветом выделена область, в которой $\varphi = 0$, а изменению интенсивности от белого цвета (рис. 4, а, при $q = 0.2$) до темно серого (рис. 4, с, при $q = 0.4$) соответствует стремление потенциала (47) к нулю при $q \rightarrow \Delta q$.

На рис. 5 представлены распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (47) на поверхности $\theta = const.$ и которые соответствуют выбору значений констант: а) $\xi = 0.5$, $\zeta = 0.2$, $\mu = 1$, б) $\xi = 0.6$, $\zeta = 0.3$, $\mu = 1.1$, с) $\xi = 0.8$, $\zeta = 0.4$, $\mu = 1.2$, при $R = 5$ $q \in [-10, 10]$, $\rho \in [0, 10]$.

Из рисунка видно, что с увеличением значений констант ξ , ζ , μ область, в которой потенциал скалярного поля отличен от нуля, сжимается, т.е. уменьшается «толщина» кольца, в котором сконцентрировано скалярное поле.

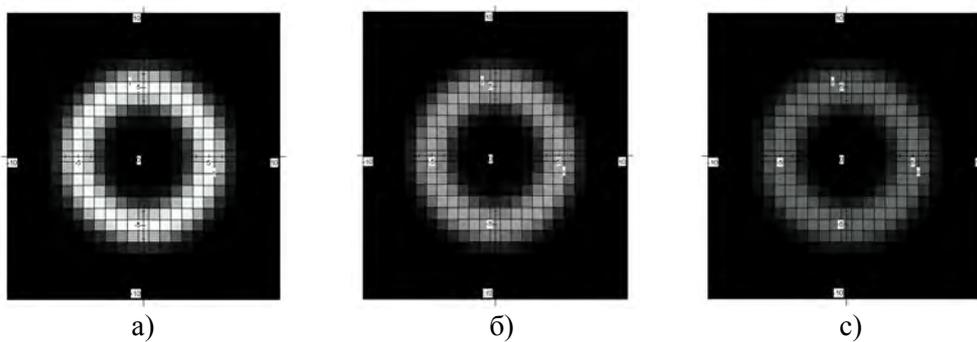


Рис. 4. На рисунках а, б, с, для $R = 5$, $\xi = 3$, $\mu = 3$, $\zeta = 0.7$ представлено изменение распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (47) на гиперповерхностях: а) $q = 0.2$, б) $q = 0.3$, с) $q = 0.4$.

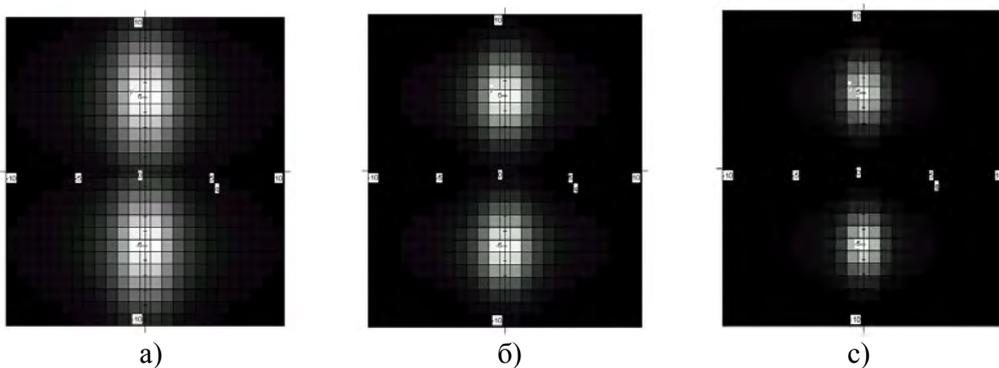


Рис. 5. На рисунках а, б, с, представлено распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (47) на поверхности $\theta = const.$, $q \in [-10, 10]$, $\rho \in [0, 10]$ для $R = 5$ при: а) $\xi = 0.5$, $\zeta = 0.2$, $\mu = 1$, б) $\xi = 0.6$, $\zeta = 0.3$, $\mu = 1.1$, с) $\xi = 0.8$, $\zeta = 0.4$, $\mu = 1.2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен общий вид распределения потенциала безмассового вещественного скалярного поля для «размазанной» нуль-струны постоянного радиуса, которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени полностью лежит в плоскости, ортогональной этой оси. Найдены условия на потенциал скалярного поля, при которых в пределе сжатия скалярного поля в одномерный объект (окружность радиуса R) компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны того же радиуса. Приведён пример распределения потенциала скалярного поля, удовлетворяющего найденным условиям.

Следующим этапом станет интегрирование системы уравнений Эйнштейна для найденного распределения скалярного поля и анализ гравитационного поля, порождаемого «размазанной» замкнутой нуль-струной постоянного радиуса, которая движется вдоль оси z без изменения формы.

Список литературы

1. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и космология / Линде А.Д. – М.: Наука, 1990. – 275 с.
2. Peebles P.S.E. Principles of physical cosmology / Peebles P.S.E. – Princeton University Press, 1994.
3. Vilenkin A. Cosmic strings and other topological defects / Vilenkin A., Shellard E.P.S. – Cambridge Univ. Press, 1994. – 534 p.
4. Леляков А.П. Внешние решения уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного радиуса / Леляков А.П. // Ученые записки ТНУ им. В.И.Вернадского. Серия “Физика” –2007. – Том 20 (59). – с. 14-20.
5. Леляков А.П. Анализ системы уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного радиуса : материалы 4 Всеукраинской научно-технической конференции “БФФХ 2008”, “СевНТУ” – 2008. – с. 25-28.

Леляков О.П. Розподіл потенціалу скалярного поля для «розмазаної» нуль струни постійного радіуса / Леляков О.П. // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), №3. – С. 3-12.

У роботі запропоновано загальний вигляд розподілу потенціалу безмасового дійсного скалярного поля для «розмазаної» нуль-струни постійного радіуса, що прямує уздовж осі z й у кожен момент часу цілком лежить у площині, ортогональній цієї осі. Знайдено умови на потенціал скалярного поля, при яких, при стисканні скалярного поля в одномірний об'єкт (коло радіуса R), компоненти тензора енергії-імпульсу скалярного поля асимптотично збігаються з компонентами тензора енергії-імпульсу замкненої нуль-струни того ж радіуса.

Ключові слова: нуль-струна, скалярне поле, космологія.

Lelyakov A.P. Distribution of potential of a scalar field for “thick” null string of constant radius / Lelyakov A.P. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010 – Vol. 23(62), No.3. – P. 3-12.

In this article, we have received, the general view of distribution of potential scalar field for “thick” null string of constant radius which goes along an axis z and at each moment of time completely lays in a plane, orthogonal this axis. Conditions on potential of a scalar field at which, within the limits of compression of a scalar field in one-dimensional object, the stress energy tensor components of a scalar field coincide with components stress energy tensor of the closed null string of the same radius are found.

Keywords: null string, scalar field, cosmology.

Поступила в редакцію 27.09.2010 г.