Ученые записки Таврического национального университета имени В.И.Вернадского
Серия «Физика». Том 20 (59). 2007 г. № 1. С. 3-13

УДК 539. 391+514. 764.2

ПОЛЯ ЭЙНШТЕЙНА-МАКСВЕЛЛА И ДИНАМИКА ВОРТОНОВ

Жовтан А.В., Рощупкин С.Н.

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: alex_ph@ fastmail.fm, rsn@ tnu.crimea.ua

Рассмотрена общая модель сверхпроводящей струны. Показано, что замкнутая сверхпроводящая струна в аксиально симметричных полях Эйнштейна-Максвелла может быть описана частицеподобным гамильтонианом.
Ключевые слова: сверхпроводящая космическая струна, поля Эйнштейна-Максвелла, численные решения.

ВВЕДЕНИЕ

Калибровочные теории Великого объединения (ТВО), основанные на идее спонтанного нарушения симметрии, предсказывают возможность образования в процессе фазовых переходов в ранней Вселенной одномерных топологически нетривиальных дефектов вакуума в виде космических струн с массой на единицу длины порядка массы объединения [1]. В последнее время гипотеза космических струн привлекла к себе внимание как возможная основа теории происхождения крупномасштабных структур во Вселенной [2]. Если допустить, что радиус кривизны струны всегда намного больше ее характерной толщины, то динамику космической струны можно описывать действием Намбу-Готто. В этом приближении уравнения струны значительно упрощаются и могут быть в некоторых случаях решены точно [3]. Интерес к космическим струнам еще больше возрос после работы Виттена [4], в которой была продемонстрирована возможность образования в некоторых моделях ТВО сверхпроводящих космических струн в результате бозонной конденсации или нулевой фермионной моды в коре струны [5]. В частности была показана возможность существования замкнутых сверхпроводящих струн (вортонов). Дальнейшие исследования показали, что имеют место и иные механизмы, приводящие к сверхпроводимости космических струн [6]. Эта новая внутренняя степень свободы приводит к ряду новых интересных физических эффектов, отсутствующих для обычных струн. В частности было показано, что сверхпроводящие космические струны могут порождать мощные γ-всплески и космические лучи сверхвысоких энергий [7].

В последние годы ведется интенсивная работа по изучению решений нелинейных уравнений движения космических струн в гравитационных полях. Получены первые интересные результаты, показывающие неинтегрируемость уравнений движения космической струны в гравитационном поле черной дыры Шварцшильда и, следовательно, существование в системе динамического хаоса [8].

Возможное существование космических струн не противоречит наблюдениям реликтового излучения. Более того, не исключено, что такие объекты существуют и в современную эпоху и могут быть наблюдаемы. В гравитационном поле струны возникает своеобразный эффект фокусировки вследствие чего струны могут давать двойные (а в более сложных конфигурациях и кратные) изображения светящихся объектов, расположенных позади них [9]. Этот эффект может быть использован для поиска космических струн во Вселенной [10,11].

Цель настоящей работы – исследование динамики ЗСКС в цилиндрически-симметричных полях Эйнштейна-Максвелла.

1. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН ДЛЯ ЗСКС ВО ВНЕШНЕМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

Действие сверхпроводящей космической струны хорошо известно и имеет вид [12]

$$S = \int L(\omega)\sqrt{-\det \; G_{\alpha\beta}}\, d\tau \;\; d\sigma \tag{1}$$

где

$$G_{\alpha\beta} = g_{\mu\nu}(x) x^{\mu}_{,\alpha} x^{\beta}_{,\beta}, \qquad (\alpha,\;\; \beta = 0,1) \tag{2}$$

– индуцированная метрика на мировом листе струны, $g_{\mu\nu}(x)$ $(\mu,\;\nu = 0,\;1,\;2,\;3)$ – метрика фонового гравитационного поля, $x^{\mu}(\tau,\;\sigma)$ – мировые координаты струны параметризованные времениподобным параметром τ и пространственноподобным σ, $x^{\mu}_{,\alpha} \equiv \partial x^{\mu} / \partial \zeta^{\alpha}$ $(\zeta^{\alpha} = (\zeta^0, \zeta^1) = (\tau,\;\sigma))$, а $L(\omega)$ – плотность функции Лагранжа, зависящая от ковариантной производной скалярного поля Φ «живущего» на мировом листе струны:

$$\omega = G^{\alpha\beta}(\Phi_{,\alpha} + A_{\mu} x^{\mu}_{,\alpha})(\Phi_{,\beta} + A_{\mu} x^{\mu}_{,\beta}) \tag{3}$$

В формуле (3) A_{μ} – потенциал внешнего электромагнитного поля.

Рассмотрим модель, в которой плотность функции Лагранжа имеет вид:

$$L(\omega) = 1 + \omega/2, \qquad A_{\mu} = 0, \tag{4}$$

а для мировых координат струны и скалярного поля Φ выберем следующий анзац [12]:

$$x^{a} = x^{a}(\tau), \quad (a = 0,1,2), \quad x^3 = \phi = \sigma, \quad \Phi = f(\tau) + n\sigma \;, \tag{5}$$

где $f(\tau)$ – произвольная функция τ, а $n = const$. Анзац (5) описывает замкнутую токонесущую струну, движущуюся вдоль оси z.

Подставляя (2)-(5) в (1) получаем эффективное действие описывающее ЗСКС

$$S_{eff} = \int L(\omega)\sqrt{-g_{ab} g_{\phi\phi} \dot{x}^{a} \dot{x}^{b}}\, d\tau \tag{6}$$

где точка обозначает дифференцирование по τ. Варьируя действие (6) по $f(\tau)$ и $x^{a}(\tau,\sigma)$ приходим к уравнениям

$$\omega(\tau) = \frac{n^2 - \Omega^2}{g_{\phi\,\phi}} \tag{7}$$

$$\left[\frac{g_{ab} g_{\phi\,\phi}}{\sqrt{-g_{ab} g_{\phi\,\phi} \dot{x}^a \dot{x}^b}} (1 + \frac{N^2}{2 g_{\phi\,\phi}}) \dot{x}^b \right]^{\bullet} + \frac{\sqrt{-g_{ab} g_{\phi\,\phi} \dot{x}^a \dot{x}^b}}{2 g_{\phi\,\phi}} \times$$

$$\times (1 - \frac{N^2}{2 g_{\phi\,\phi}}) g_{\phi\,\phi\,,\,a} - \frac{g_{bc\,,\,a} \dot{x}^b \dot{x}^c g_{\phi\,\phi}}{2 \sqrt{-g_{ab} g_{\phi\,\phi} \dot{x}^a \dot{x}^b}} (1 + \frac{N^2}{2 g_{\phi\,\phi}}) = 0, \tag{8}$$

где Ω – постоянная интегрирования, а $N^2 = n^2 + \Omega^2$. Вводя метрику

$$h_{ab} \equiv g_{ab} g_{\phi\,\phi} \left(1 + \frac{N^2}{2 g_{\phi\,\phi}} \right)^2 , \tag{9}$$

и переходя к новому аффинному параметру $\tilde{\tau}$

$$d\tilde{\tau} = \sqrt{-g_{ab} g_{\phi\,\phi} \dot{x}^a \dot{x}^b} \left(1 + \frac{N^2}{2 g_{\phi\,\phi}} \right) d\tau \ , \tag{10}$$

уравнения (8) можно записать в компактном виде

$$\frac{d^2 x^a}{d\tilde{\tau}^2} + \Gamma^a_{bc} \frac{dx^b}{d\tilde{\tau}} \frac{dx^c}{d\tilde{\tau}} = 0 \,, \tag{11}$$

где Γ^a_{bc} – символы Кристоффеля для метрики h_{ab}. Легко показать, что уравнения (11) могут быть получены из гамильтониана

$$\mathrm{H} = \left(h^{ab} p_a p_b + 1 \right) / 2 = 0 \tag{12}$$

Таким образом, динамика ЗСКС сводится к исследованию движения фиктивной точечной частицы в «нефизическом» трехмерном пространстве, которое определяется метрическим тензором h_{ab}. Однако, предпочтительней описывать динамику ЗСКС в физическом пространстве-времени, описываемом метрическим тензором $g_{\mu\nu}$. С этой целью удобно перейти к новому гамильтониану $\widehat{\mathrm{H}}$, который связан с гамильтонианом (12) следующим соотношением:

$$\widehat{\mathrm{H}} \equiv g_{\phi\,\phi} \left(1 + \frac{N^2}{2 g_{\phi\,\phi}} \right)^2 \mathrm{H} \,, \tag{13}$$

и новому аффинному параметру $\hat{\tau}$

$$d\hat{\tau} \equiv \left(1+\frac{N^2}{2g_{\phi\phi}}\right)^{-2} \frac{d\tilde{\tau}}{g_{\phi\phi}} . \tag{14}$$

В результате находим

$$\hat{\mathrm{H}} = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} p_\mu p_\nu + \frac{1}{2} g_{\phi\phi} \left(1+\frac{N^2}{2g_{\phi\phi}}\right)^2 - \frac{\Omega^2 n^2}{2g_{\phi\phi}}, \tag{15}$$

$$p_\phi = -n\Omega, \quad \hat{\mathrm{H}} = 0 . \tag{16}$$

Беря за основу гамильтониан (15), рассмотрим динамику ЗСКС в аксиально-симметричных полях.

2. ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ И ДИНАМИКА ЗСКС

Известны три точных решения описывающих статические, цилиндрически-симметричные поля Эйнштейна-Максвелла [13]:

1) с азимутальным магнитным полем, обусловленным осевым током;

2) с продольным магнитным полем, обусловленным азимутальными токами;

3) с радиальным электрическим полем, обусловленным аксиальным распределением заряда.

Соответствующие первые квадратичные формы имеют вид:

$$ds^2 = \rho^{2m^2} G^2 (d\rho^2 - dt^2) + \rho^2 G^2 d\phi^2 + G^{-2} dz^2 , \tag{17}$$

$$ds^2 = \rho^{2m^2} G^2 (d\rho^2 - dt^2) + G^{-2} d\phi^2 + \rho^2 G^2 dz^2 , \tag{18}$$

$$ds^2 = \rho^{2m^2} G^2 (d\rho^2 + dz^2) + \rho^2 G^2 d\phi^2 - G^{-2} dt^2 , \tag{19}$$

где

$$G = C_1 \rho^m + C_2 \rho^{-m} , \tag{20}$$

а C_1, C_2, m – вещественные константы. Безразмерная константа m для метрик (17), (18) определяет функциональную зависимость магнитостатического потенциала от радиальной координаты ρ, а для метрики (19) зависимость электростатического потенциала от ρ. В дальнейшем константы C_1 и C_2 входящие в функцию G будем считать равными ($C_1 = C_2 = c$).

Азимутальное магнитное поле.

Воспользовавшись уравнениями (15)-(17) легко получить явный вид гамильтониана

$$\mathrm{H} = -\frac{1}{2}\rho^{-2m^2}G^{-2}\varepsilon_0^2 + \frac{1}{2}\rho^{-2m^2}G^{-2}p_\rho^2 + \frac{1}{2}G^2p^2 + \frac{1}{2}\left(\rho G + \frac{N^2}{2\rho G}\right)^2, \quad (21)$$

где ε_0 – энергия струны, а $p = -P_z$. Из гамильтониана (21) и связи (16) находим уравнение движения и эффективный потенциал

$$\dot{\rho}^2 = \rho^{-4m^2}G^{-4}\varepsilon_0^2 - \rho^{-2m^2}p^2 - \rho^{-2m^2+2} - \frac{N^4}{4}\rho^{-2m^2-2}G^{-4} - N^2\rho^{-2m^2}G^2, \quad (22)$$

$$U_{эф}^2(\rho) = \rho^{2m^2}G^4p^2 + \rho^{2m^2+2}G^4 + \frac{N^4}{4}\rho^{2m^2-2} + N^2\rho^{2m^2}G^2, \quad (23)$$

Эффективный потенциал (23) позволяет, с одной стороны, найти стационарную точку типа «седло», которая определяется следующими условиями:

$$\rho = 1, \quad m_s = \sqrt{\frac{N^4 - 64c^4}{64c^4p^2 + (8c^2 + N^2)^2}}, \quad (24)$$

а с другой стороны «критическое» значение «интенсивности» внешнего поля $m_c = 2$, которое разделяет области, в которых поведение эффективного потенциала различно

$$\begin{aligned} &U_{\min} \neq 0\ , \quad при \quad \rho \neq 0, \quad m < m_c, \\ &U_{\min} \to 0, \quad при \quad \rho \to 0, \quad m > m_c \end{aligned} \quad (25)$$

В области $m < m_c$ имеет место устойчивый режим колебаний ЗСКС, в то время как в области $m > m_c$ ЗСКС коллапсирует на ось z при любых начальных условиях. Вид эффективного потенциала приведен на Рис.1

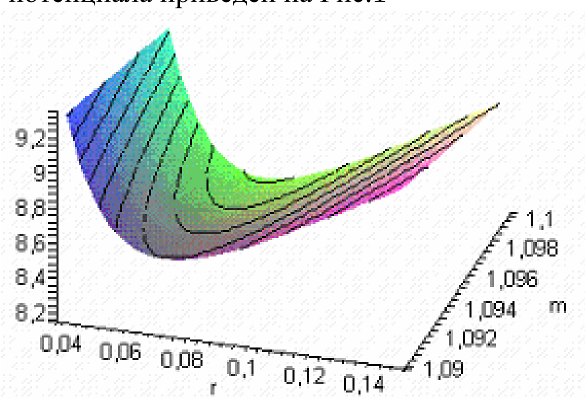

Рис. 1. Общий вид "эффективного потенциала" (23) в случае азимутального магнитного поля.

Таким образом, имеем следующую качественную картину поведения ЗСКС в азимутальном магнитном поле. Если $N < 2\sqrt{2}c$, то стационарная точка (24) у эффективного потенциала отсутствует и ЗСКС движется вдоль оси z, совершая осцилляции в ортогональной плоскости. Характер осцилляций зависит как от начальных данных $\rho(0),\ \dot{\rho}(0)$, так и параметров N и m. Для малых колебаний ЗСКС частота последней определяется только параметрами N и m, причем с увеличением m частота колебаний монотонно растет и может быть достаточно хорошо аппроксимирована в интервале $0 < m < 1.9$ функцией вида $ae^{b\,m^2}$, где a и b некоторые постоянные. Вычисления показывают, что на этом интервале частота колебаний изменяется на два порядка.

При $N > 2\sqrt{2}c$ движение ЗСКС имеет тот же характер, как и в случае $N < 2\sqrt{2}c$, однако зависимость частоты колебаний от параметров N и m носит более сложный характер. Численный анализ показывает, что при $0 < m < m_s$ частота колебаний возрастает на порядок и ее рост неплохо аппроксимируется экспонентой с показателем пропорциональным m^4. Наиболее резкое возрастание частоты наблюдается при $m_s < m < 1.2$, причем рост частоты усиливается с увеличением N. И, наконец, при $1.2 < m < 1.9$ частота растет экспоненциально с показателем пропорциональным m^2.

Продольное магнитное поле.

Нетрудно показать, что гамильтониан (15) в рассматриваемом случае имеет вид

$$\mathrm{H} = -\frac{1}{2}\rho^{-2m^2}G^{-2}\varepsilon_0^2 + \frac{1}{2}\rho^{-2m^2}G^{-2}p_\rho^2 + \frac{1}{2}\rho^{-2}G^{-2}p^2 + \frac{1}{2}\left(G^{-1} + \frac{N^2}{2}G\right)^2 \qquad (26)$$

Уравнение движения и эффективный потенциал, вытекающие из гамильтониана (26) могут быть записаны следующим образом

$$\dot{\rho}^2 = \rho^{-4m^2}G^{-4}\varepsilon_0^2 - \rho^{-2m^2-2}G^{-4}p^2 - \rho^{-2m^2}G^{-4} - \frac{N^4}{4}\rho^{-2m^2} - N^2\rho^{-2m^2}G^{-2}, \qquad (27)$$

$$U_{эф}^2(\rho) = \rho^{2m^2-2}p^2 + \rho^{2m^2} + \frac{N^4}{4}\rho^{2m^2}G^4 + N^2\rho^{2m^2}G^2. \qquad (28)$$

Из эффективного потенциала находим стационарную точку

$$\rho = 1, \quad m_s = \frac{p}{\sqrt{p^2 + (1 + 2N^2c^2)^2}}, \qquad (29)$$

критическое значение параметра $m_c = 2$ и условия аналогичные (25). Вид эффективного потенциала приведен на Рис.2

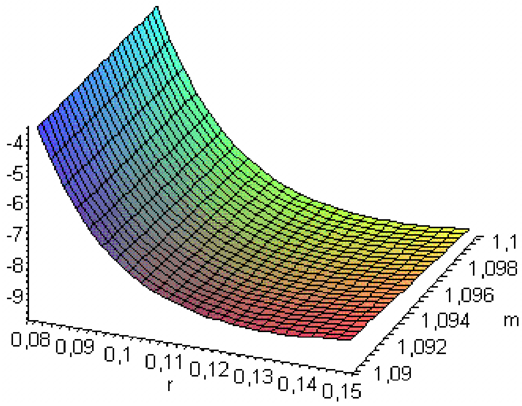

Рис. 2. Графический вид "эффективный потенциал" (28) в случае продольного магнитного поля.

Как и в случае азимутального магнитного поля, в рассматриваемом случае устойчивые осцилляции ЗСКС возможны только при $m < m_c$, в противном случае ЗСКС коллапсирует на ось z. Характер поведения частоты колебаний ЗСКС схож с рассмотренным в предыдущем случае, однако имеются отличия, проявляющиеся в несколько различной роли параметров N и p влияющих на рост частоты. Если в азимутальном магнитном поле скачок частоты колебаний в области $m_s < m < 1.2$ наблюдается при $N > 2\sqrt{2}c$ и этот параметр, по крайней мере, в несколько раз больше p, то в рассматриваемом случае имеет место обратная ситуация. Если же $N \sim p$, то рост частоты с ростом m носит более плавный характер и аналогичен рассмотренному в первом случае. Следует отметить, что изменение частоты при изменении m от 0 до 1.9 весьма велико и достигает трех порядков.

Радиальное электрическое поле.

Динамика ЗСКС в радиальном электрическом поле кардинально отличается от рассмотренных ранее случаев. В этом случае гамильтониан ЗСКС имеет вид

$$\mathrm{H} = -\frac{1}{2}G^2\varepsilon_0^2 + \frac{1}{2}\rho^{-2m^2}G^{-2}p_\rho^2 + \frac{1}{2}\rho^{-2m^2}G^{-2}p^2 + \frac{1}{2}\left(\rho G + \frac{N^2}{2\rho \quad G}\right)^2, \qquad (30)$$

а уравнение движения и эффективный потенциал могут быть представлены в следующей форме:

$$\dot{\rho}^2 = \rho^{-2m^2}\varepsilon_0^2 - \rho^{-4m^2}G^{-4}p^2 - \rho^{-2m^2+2} - \frac{N^4}{4}\rho^{-2m^2-2}G^{-4} - N^2\rho^{-2m^2}G^{-2}, \qquad (31)$$

$$U_{эф}^2(\rho) = \rho^{-2m^2} G^{-4} p^2 + \rho^2 + \frac{N^4}{4} \rho^{-2} G^{-4} + N^2 G^{-2} \ . \qquad (32)$$

Вид эффективного потенциала приведен на Рис.3.

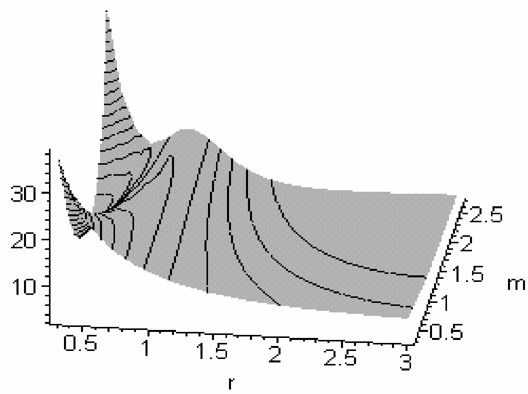

Рис. 3. Графический вид "эффективного потенциала" (32) в случае продольного магнитного поля. Видно, что в области m>2 существуют два минимума.

Несмотря на наличие в эффективном потенциале стационарной точки типа «седло», ни при каких значениях параметров N и p не наблюдается какое-либо заметное увеличение частоты колебаний ЗСКС при увеличении параметра m. Более того, в достаточно широком диапазоне изменения параметров, частота заметно падает с ростом m. Из (32) находим два критических значения параметра m: $m_{c1} = 1/2$, $m_{c2} = 2$. Эти значения разделяют области в которых поведение эффективного потенциала различно.

Анализ последнего условия в (33) показывает, что в данном интервале изменения m существует два минимума. Если ЗСКС локализована во второй потенциальной яме, то ее колебания носят устойчивый характер. Если же энергия ЗСКС превосходит значение потенциальной энергии в максимуме эффективного потенциала, то ЗСКС с неизбежностью коллапсирует на ось z. Следует отметить, что второй минимум эффективного наблюдается не при всех значениях параметров N и p. Следовательно, при некоторых значениях параметров N и p ЗСКС коллапсирует независимо от величины начальной энергии.

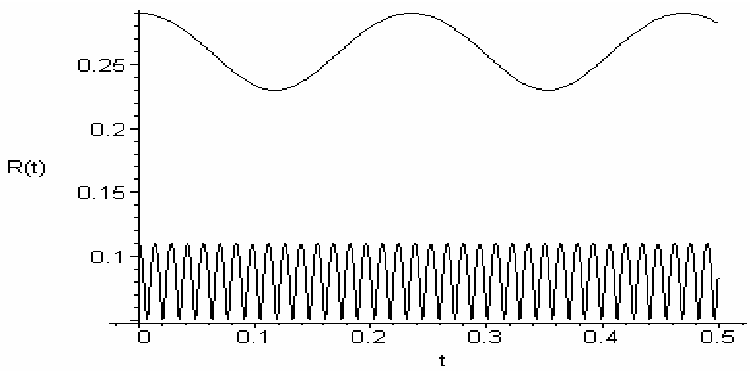

Рис. 4. Малые колебания струны для случая азимутального магнитного поля при значении параметра m равного 1 (верхняя кривая) и 1.1 (нижняя кривая). Видно, что частоты осцилляций отличаются больше чем на порядок.

$$\begin{aligned}
&U_{\min} \neq 0 \quad \text{\textit{при}} \quad \rho \neq 0, \quad m < m_{c1}, \quad m_{c2} < m, \\
&U_{\min 1} \to 0 \quad \text{\textit{при}} \quad \rho \to 0, \\
&U_{\min 2} \neq 0 \quad \text{\textit{при}} \quad \rho \neq 0, \quad m_{c1} < m < m_{c2}
\end{aligned} \tag{33}$$

Численный анализ первого условия в (33) показывает, что в этих областях изменения параметра существует устойчивый колебательный режим. Кроме того в каждой из этих областей могут существовать два минимума. Наличие вторых минимумом зависит от соотношения между параметрами N и p .

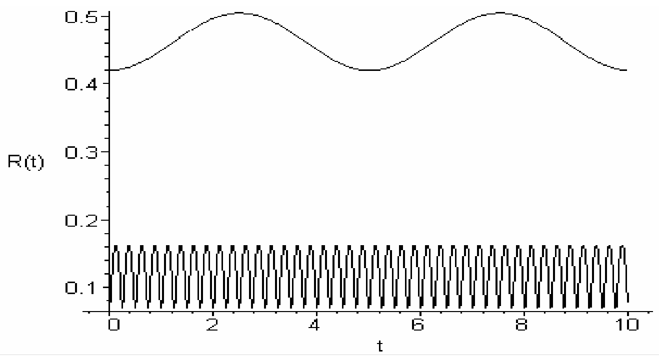

Рис. 5. Малые колебания струн, локализованных в разных потенциальных ямах. По оси абсцисс отложено собственное время в условных единицах, по оси ординат – радиус струны. Верхний график искусственно опущен для наглядности: истинный радиус струны в 5 раз больше. Нижний график соответствует значительно более узкой яме с «крутыми» стенками.

Так, например, если p превосходит N, то два минимума существуют только в области $m < m_{c1}$, тогда как в области $m_{c2} < m$ остается только один минимум. Если же N превосходит p, то ситуация становится прямо противоположной.

Потенциальные ямы, соответствующие «небольшим» значениям ρ, могут быть гораздо уже и глубже потенциальных ям соответствующих большим значениям ρ. Таким образом, если ЗСКС локализована в потенциальной яме, соответствующей большему значению ρ, то частота ее осцилляций может быть на несколько порядков меньше частоты колебаний струны, локализованной в узкой потенциальной яме при одной и той же полной энергии струны.

Таким образом, в случае радиального электрического поля мы имеем более разнообразную динамику ЗСКС чем в предыдущих двух. Однако, как и следовало ожидать, во всех трех случаях четко прослеживается зависимость возникновения того или иного типа движения ЗСКС как от характеристик последней (параметр N), так и от характеристик фоновой метрики (параметр m).

Уравнения для радиальной функции $\rho(\tau)$ решались численно методом Рунге-Кутта четвертого порядка для всех трех случаев (22), (27), (31). Варьируя начальные данные и параметры m, N и p можно получить все типы движения ЗСКС описанные выше. На Рис.4 представлен колебательный процесс ЗСКС в случае азимутального магнитного поля при $m = 1$, и при $m = 1.1$. Хорошо видна разница между частотами обоих колебаний. Рис.5 иллюстрирует колебательный процесс ЗСКС для случая радиального электрического поля при наличии двух потенциальных ям ($m = 1/3$). Верхний график искусственно сжат в вертикальном направлении. Видно, что струна, локализованная в узкой потенциальной яме, совершает колебания с частотой значительно большей частоты колебаний струны, локализованной в широкой потенциальной яме.

ВЫВОДЫ

Полученные в работе результаты показывают, что динамика ЗСКС может быть сведена к исследованию движения точечной частицы в эффективном потенциале, который однозначно определяется фоновой метрикой. Это наблюдение позволяет достаточно просто исследовать динамику ЗСКС в цилиндрически-симметричных полях Эйнштейна-Максвелла. При этом оказывается, что динамика ЗСКС носит нетривиальный характер и существенным образом зависит как от параметров фоновой метрики, так и от параметров сверхпроводящей струны. В частности, очень четко прослеживаются изменения в динамике ЗСКС от параметра m. В случае азимутального и аксиального магнитного полей частота колебаний струны монотонно увеличивается при увеличении параметра m. При этом, если значение m в седловой стационарной точке приближается к 1, частота колебаний значительно возрастает в узком диапазоне изменения m. Случай радиального электрического поля кардинально отличается от предыдущих двух: во-первых, наличие стационарной точки типа «седло» не оказывает заметного влияния на поведение ЗСКС и, как следствие, при увеличении параметра m не наблюдается роста частоты осцилляций; во-вторых, в достаточно широком диапазоне изменения параметров N и p при фиксированном m возможно существование двух потенциальных ям различной ширины. Частоты колебаний ЗСКС локализованных в этих ямах могут очень сильно отличаться.

Авторы искренне благодарны Л.Я. Арифову, А.А. Желтухину и А.П. Лелякову за плодотворное обсуждение и критические замечания.

Список литературы

1. *A. Vilenkin, E.P.S. Shellard*. Cosmic strings and other topological defects –Cambridge University Press, 2000.
2. *P.I.E. Peebles*. Principles of physical cosmology –Princeton University Press, 1993.
3. *A. Kuiroukidis, D.B. Papadopoulos*. Strings in Kerr-Newman black holes, // gr-qc/9909057.
4. *E. Witten*. // Nucl. Phys. B 249, 557-592, 1985.
5. *M.B. Hindmarsh, T.W.B. Kibble*. Cosmic strings // hep-th/9411342.
6. *A.E. Everett*. // Phys. Rev. Lett. V 61, № 16, 1807-1810.
7. *V. Berezinsky, B. Hnatyk, A. Vilenkin*. Gamma ray bursts from superconducting cosmic strings // astro-ph/0102366.
8. *A.L. Larsen*. Cosmic Strings and Black Holes // hep-th/9610063.
9. *Д.В. Гальцов, Э. Масар*. // ТМФ, т 80, № 2, с. 288-304, 1989.
10. *M. Sazhin, G. Longo, M.* Capaccioli and others. CSL-1: chance projection effect or serendipitous discovery of gravitational lens induced by a cosmic strings? // astro-ph/0302547.
11. *M.V. Sazhin, O.S. Khovanskaya, M.* Capaccioli and others. Lens candidates in the Capodimonte Deep Field in vicinity of the CSL-1 object // astro-ph/0406516.
12. *A.L. Larsen*. Charged cosmic string nucleation in de Sitter space // hep-th/9409005..
13. *Д. Крамер, Х. Штефани, М. Мак-Каллум, Э. Херльт* Точные решения уравнений Эйнштейна. Под ред. Э. Шмутцера: Пер. с англ.— М.: Энергоиздат, 1982. 416 с.

Жовтан О.В., Рощупкин С.М. **Поля Ейнштейна-Максвела і динаміка вортонов** // Учені записки Таврійського національного університета ім. В. І. Вернадського. – 2007. – Серія «Фізика». - Т. 20 (59). - № 1. - С. 3-13.

Розглянуто загальну модель сверхпровідної струни. Показано, що замкнута сверхпровідна струна в аксиально-симетричних полях Ейнштейна-Максвелла може бути описана крапка подібним гамільтоніаном.

Ключові слова: сверхпровідна космічна струна, поля Ейнштейна-Максвелла, чисельні розв’язки.

Zhovtan A.V., RoshchupkinS.N. **Einstein-Maxwell gravitational backgrounds and vorton dynamics** // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2007. – Series «Fizika». – V. 20 (59). - № 1. – P. 3-13.

A general family of charge-current carrying string model is investigated. In the special case of circular configurations in axially symmetric Einstein-Maxwell gravitational backgrounds the dynamics is determined by simple point particle Hamiltonians.

Keywords: superconducting cosmic string, Einstein-Maxwell gravitational backgrounds, numerical solutions

Поступила в редакцию 22.12.2006 г.