УДК 517.958

ОБ ЭФФЕКТЕ ПЕРЕНОСА МАССЫ ВДОЛЬ КОСМИЧЕСКОЙ СТРУНЫ

С. В. Талалов

Тольяттинский государственный университет,
Россия, 445667, Тольятти, ул. Белорусская, 14.

E-mail: `svtalalov@tltsu.ru`

Рассматривается взаимодействие (захват) массивной квантовой частицы с бесконечной струной. Представлены аргументы, показывающие, что появление на струне точки возврата приводит к локализации захваченной частицы в окрестности этой точки независимо от положения точки захвата.

Ключевые слова: *космические струны, нестационарное уравнение Шрёдингера, телепортация.*

Модели нерелятивистской теории рассеяния изучены к настоящему времени достаточно подробно и составляют содержание многих классических монографий (см., например, [1]). Однако сказанное относится в основном к рассеянию на стационарных объектах; построение соответствующих моделей со сложными движущимися рассеивателями, меняющими в динамике свою структуру (форму, например), представляет собой задачу существенно более сложную. Это связано, в том числе, со значительными математическими трудностями, возникающими при рассмотрении потенциалов взаимодействия, явно зависящих от времени [2]. В данной части работы мы предложим модель, описывающую взаимодействие бесструктурной частицы с некоторой гладкой эволюционирующей кривой $\mathbf{x}(t,\, s)$, где t — время, а $s \in (-\infty, \infty)$ — параметр вдоль кривой. Такой кривой, например, может быть струна Намбу Гото при условии выполнения соответствующей нерелятивистской редукции. Известно, что в динамике на таких струнах могут появляться точки возврата [3] (см. также работу [4]). Бесконечные струны претендуют, вообще говоря, на описание таких (гипотетических) фундаментальных объектов Вселенной, как космические струны [5]. Что касается важности учёта точек возврата, то здесь следует отметить работу [6], в которой была выдвинута гипотеза, объясняющая наблюдение мгновенных вспышек излучения во Вселенной излучением точек возврата при условии переноса энергии вдоль струны.

Итак, рассмотрим бесконечную струну Намбу Гото в пространстве-времени Минковского $E_{1,3}$. Такой объект можно рассматривать как космическую струну в «проволочном» приближении [7]. Мировой лист $(x_0(t,\, s),\, \mathbf{x}(t,\, s))$ параметризован «пространственным» параметром $s \in (-\infty, \infty)$ и (локальным) «временем» t. Для того чтобы использовать нерелятивистскую квантовую теорию рассеяния, необходимо корректно выполнить редукцию теории струны Намбу Гото, рассматриваемой изначально как релятивистская теория в пространстве $E_{1,3}$, к нерелятивистскому описанию, т. е. к теории в пространстве $E_3 \times \mathbb{R}$. Согласно результатам работы [9] (см. также [10] для случая

Сергей Владимирович Талалов (д.ф.-м.н., доц.), профессор, каф. общей и теоретической физики.

конечной струны), струна Намбу Гото может быть описана парой вспомогательных линейных систем первого порядка

$$T'_{\pm}(s) + Q_{\pm}(s)T_{\pm}(s) = 0,$$

в которых матрицы коэффициентов $Q_{\pm}$ выражаются через определенное на мировом листе $SL(2,C)$-значное поле $K(t,s)$ посредством формул

$$Q_{-} = K^{-1}\partial_{-}K, \quad Q_{+} = -(\partial_{+}K)K^{-1},$$

где $\partial_{\pm} = \partial/\partial\xi_{\pm}$, $\xi_{\pm} = s \pm t$, а $T_{\pm}(s) \in SL(2,C)$ — матрицы-решения. Мировой лист восстанавливается по данным матрицам в соответствии с формулами

$$\partial_{\pm}\widehat{X} = \pm\frac{p}{2}T^{+}(I \pm \sigma_3)T, \qquad \widehat{X} \equiv x_0 I - \mathbf{x}\boldsymbol{\sigma}.$$

Существующий произвол в выборе матриц $T_{\pm}(s)$:

$$T_{\pm} \longrightarrow \widetilde{T}_{\pm} = T_{\pm}B, \qquad B \in SL(2,C) \qquad (B_{ij} = \mathrm{const}) \tag{1}$$

соответствует преобразованиям Лоренца. Важными являются равенства

$$K_{11} = \exp(-\varphi/2), \qquad Q_{12+} = -\rho_{+}, \qquad Q_{21-} = -\rho_{-},$$

устанавливающие явную связь элементов матриц K и $Q_{\pm}$ с коэффициентами фундаментальных форм мирового листа:

$$\mathbf{I} = -(p^2/2)\mathrm{e}^{-\mathrm{Re}\varphi}d\xi_{+}d\xi_{-},$$
$$\mathbf{II}_1 + \mathrm{i}\mathbf{II}_2 = p\left(|\rho_{+}|e^{\mathrm{i}[\beta+\chi]}d\xi_{+}^2 - |\rho_{-}|e^{\mathrm{i}[\beta-\chi]}d\xi_{-}^2\right),$$

где $\chi \equiv (\mathrm{Im}\varphi + \arg\rho_{+} + \arg\rho_{-})/2$. Функции φ, $\rho_{\pm}$, а также функции

$$\alpha_{+} = -\exp(\varphi/2)K_{21}, \qquad \alpha_{-} = \exp(\varphi/2)K_{12}$$

удовлетворяют системе дифференциальных уравнений

$$\partial_{+}\partial_{-}\phi = 2\rho_{+}\rho_{-}\exp\phi, \tag{2}$$
$$\partial_{\pm}\rho_{\mp} = 0, \tag{3}$$
$$\partial_{\pm}\alpha_{\mp} = \rho_{\pm}\exp\phi. \tag{4}$$

Отметим, что уравнения (2) и (3) выводились в [8] из системы уравнений Гаусса и Петерсона—Кодацци. Если обе функции $|\rho_{\pm}|$ нигде не обращаются в ноль, то равенство (2) может быть легко сведено к известному уравнению Лиувилля конформной заменой конусных переменных

$$\xi_{\pm} \longrightarrow \widetilde{\xi}_{\pm} = A_{\pm}(\xi_{\pm}), \qquad A' \neq 0 \tag{5}$$

и сдвигом $\varphi \to \varphi - \mathrm{i}(\arg\rho_{+} + \arg\rho_{-})$. Особенность подхода [9] состоит в том, что мы не накладываем ограничений $|\rho_{\pm}(\xi_{\pm})| \neq 0$ на функции $\rho_{\pm}$, считая их динамическими переменными. При этом необходимо заметить, что равенства $\rho_\pm = 0$ могут иметь место не только в точках, но и на множествах ненулевой меры. С точки зрения соотнесения развиваемой теории и известного геометрического подхода в теории струн [8], это означает рассмотрение класса мировых листов, более широкого, чем обычно. Действительно, множество локально-минимальных поверхностей, для которых вторые квадратичные формы $\mathbf{II}_i$ $(i = 1, 2)$ удовлетворяют условию $\rho_\pm(\xi_\pm) \neq 0$, не является максимально общим. Так, это множество не содержит простейших локально-минимальных поверхностей — времениподобных плоскостей; более сложный пример — поверхности, такие что $\rho_\pm(\xi_\pm) \equiv 0$ при $\xi_+ \in [a_+, b_+]$, $\xi_- \in [a_-, b_-]$, причём в других точках $\rho_\pm \neq 0$. В этом случае никаким преобразованием (5) коэффициенты $|\rho_\pm|$ нельзя сделать постоянными всюду, поскольку данные преобразования могут менять лишь границы отрезков $[a_+, b_+]$ и $[a_-, b_-]$, но не сам факт обращения величин $\rho_\pm$ в ноль. Таким образом, уравнения (2)–(4) в указанном классе функций $\rho_\pm$ позволяют рассматривать с единой точки зрения стандартные $(\rho_\pm(\xi_\pm) \neq 0)$, плоские $(E_{1,1})$, а также локально-плоские мировые листы.

Система (2)–(4) имеет широкую группу инвариантности $\mathcal{G}$. Действительно, пусть функции $\varphi(\xi_+, \xi_-)$, $\rho_\pm(\xi_\pm)$ и $\alpha_\pm(\xi_+, \xi_-)$ удовлетворяют системе (2)–(4), дифференцируемые комплексные функции $f_\pm(\xi)$ и $g_\pm(\xi)$ произвольны, а вещественные функции $A_\pm(\xi)$ удовлетворяют условию ${A_-}'{A_+}' \neq 0$. Тогда преобразование

$$(\varphi, \rho_\pm, \alpha_\pm) \longrightarrow (\tilde{\varphi}, \tilde{\rho}_\pm, \tilde{\alpha}_\pm)$$

такое, что

$$\tilde{\varphi}(\xi_+, \xi_-) = \varphi(A_+(\xi_+), A_-(\xi_-)) + f_+(\xi_+) + f_-(\xi_-),$$
$$\tilde{\rho}_\pm(\xi_\pm) = \rho(A_\pm(\xi_\pm))A'_\pm(\xi_\pm)\exp\left(-f_\pm(\xi_\pm)\right),$$
$$\tilde{\alpha}_\pm(\xi_+, \xi_-) = \alpha_\pm(A_+(\xi_+), A_-(\xi_-))\exp\left(f_\pm(\xi_\pm)\right) + g_\pm(\xi_\pm)$$

вновь даёт решение рассматриваемой системы. С дифференциально-геометрической точки зрения множество функций $\{\varphi,\ \alpha_\pm,\ \rho_\pm\}$, используемое для описания мировых листов, имеет некоторую «избыточность». Данная «избыточность», возникшая изначально как следствие некоторого произвола в построении поля $K(t, s)$, может быть устранена факторизацией множества функций $\{\varphi,\ \alpha_\pm,\ \rho_\pm\}$ по некоторой подгруппе группы $\mathcal{G}$. Действительно, в работе [9] показывается, что для каждой конфигурации поля $K(t, s)$ существуют и единственны функции $g_\pm(\xi)$, и вещественные функции $f_\pm(\xi)$ такие, что после выполнения групповых преобразований справедливо $K(t, s) \in SU(2)$ при всех t, s. Для матриц $T_\pm$ это означает $T_\pm \in SU(2)$, так что в преобразованиях (1) $B \in SU(2)$ и соответствующий произвол отвечает уже вращениям (только) пространства E_3.

Далее мы используем нестационарное уравнение Шрёдингера для того, чтобы описать взаимодействие некоторой массивной частицы с бесконечной эволюционирующей кривой $\mathbf{x}(t,\ s)$ («нерелятивистской струной»). Фактически выбор в качестве такой кривой именно струны не является принципиальным — он необходим здесь лишь для того, чтобы обосновать появление в динамике точек возврата. Мы будем предполагать также, что кривая $\mathbf{x}(t,\ s)$ является гладкой при всех $t < \varepsilon$, где $\varepsilon > 0$ — некоторое малое число. Таким образом, принимаются следующие допущения:

– для описания взаимодействия применима нерелятивистская квантовая теория;
– в каждый момент времени t струна $\mathbf{x}(s) \in E_3$ рассматривается как источник потенциальных сил, действующих на массивную нерелятивистскую квантовую частицу; потенциал взаимодействия определяется матричными элементами:

$$\langle \mathbf{p} \mid \hat{V}_a(t) \mid \mathbf{p}' \rangle = \epsilon_a \chi_a(\mathbf{p}) \chi_a(\mathbf{p}') \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\mathbf{x}(t,\, s)} g(s) ds, \qquad (6)$$

где $\chi_a(\mathbf{p}) = \theta(1/a - |\,\mathbf{p}|)$, ϵ_a — константа взаимодейстия и функция $g(s)$ является функцией пространства $\mathcal{S}'$ ($\mathcal{S}$ — пространство Шварца);
– асимптотическое поведение на бесконечности рассматриваемых струн определено формулой

$$\lim_{|s|\to\infty} s^n |\mathbf{x}(t,\, s) - \mathbf{n}_3 s| = 0, \qquad \forall\, n = 0, 1, 2, \ldots .$$

Здесь будет уместным указать мотивировку выбора потенциала (6). Предположим, что параметры $s = s_0$ и $t = t_0$ фиксированы. Тогда потенциал

$$\langle \mathbf{p} \mid \hat{V}_a^0 \mid \mathbf{p}' \rangle = \epsilon_a \chi_a(\mathbf{p}) \chi_a(\mathbf{p}') e^{-i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\mathbf{x}_0}$$

является вариантом хорошо известного сепарабельного потенциала для «силового центра» $\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t_0, s_0)$. Более того, справедлива формула

$$\lim_{a\to 0} \langle \mathbf{r} \mid \hat{V}_a^0 \mid \mathbf{r}' \rangle \equiv \lim_{a\to 0} \epsilon_a f_a(\mathbf{r} - \mathbf{x}_0) \overline{f}_a(\mathbf{r}' - \mathbf{x}_0) = \alpha \delta(\mathbf{r} - \mathbf{x}_0) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

при подходящем способе $\epsilon_a \to 0$ [11]. Таким образом, потенциал (6) представляет собой потенциал V_a^0, продолженный вдоль кривой $\mathbf{x} = \mathbf{x}(s)$. При этом функция $g(s)$ моделирует линейную структуру данного (одномерного) рассеивателя. Так, например, выбирая функцию $g(s)$ из множества $\mathcal{D}$ (функций с компактным носителем), мы моделируем процесс рассеяния на конечной кривой. В настоящей работе мы рассматриваем только случай с конечным параметром $a \sim 0$ и рассеиваемые частицы с импульсами $|\mathbf{p}| < 1/a$. Нелокальность сепарабельного потенциала здесь несущественна, т. к. функция $f_a(\mathbf{r})$ пренебрежимо мала[1] для $r > a$. Предел $a \to 0$ в предлагаемой модели не выполняется по следующим причинам.

1. В реальности все одномерные рассеиватели имеют конечные «поперечные» размеры, что и учитывается здесь конечным значением параметра a.
2. Предел $a \to 0$ приводит к существенным математическим сложностям (см., например [12]), которые в данной (нестрогой) модели не вполне оправданы.
3. При конечном ненулевом значении параметра a потенциал (6) определяет корректный интегральный оператор в гильбертовом пространстве $L^2(\mathbb{R}_3)$ в любой момент времени t. Этот факт позволяет исследовать нестационарную задачу рассеяния на эволюционирующей кривой.

[1]Функция $\chi_a(\mathbf{p})$ выбрана здесь в виде $\theta(1/a - |\mathbf{p}|)$ исключительно для упрощения формул. Мы можем переопределить $\chi_a(\mathbf{p})$ так, что её фурье-образ $f_a(\mathbf{r}) \equiv 0$ для $r > a$.

Заметим, что сепарабельная аппроксимация для δ-потенциала фактически использовалась в работе [11], в которой впервые была дана строгая интерпретация гамильтониана вида $-\Delta + \alpha\delta(\mathbf{r})$.

Итак, рассмотрим массивную частицу (далее везде $m = 1/2$, $\hbar = 1$), свободную при $t \to -\infty$ и описываемую вектором состояния $|\psi^-(t)\rangle$. Пусть вектор $|\psi(t)\rangle$ описывает состояние частицы в конечный момент времени t. Тогда волновая функция $\psi(\mathbf{p}, t) = \langle \mathbf{p}|\psi(t)\rangle$ удовлетворяет следующему интегральному уравнению [1]:

$$\psi(\mathbf{p}, t) = \psi^-(\mathbf{p}, t) - i\int_{-\infty}^{t} dt' \int d^3\mathbf{p}' e^{-ip^2(t-t')}\langle \mathbf{p} \mid \hat{V}_a(t') \mid \mathbf{p}'\rangle \psi(\mathbf{p}', t'). \qquad (7)$$

Мы исходим из следующих предположений:
- захват частицы происходит в некоторый момент $t \ll 0$; до этого момента волновая функция $\psi(\mathbf{p}, t)$ есть волновая функция свободной частицы;
- при $t = 0$ струна является прямой:

$$\mathbf{x}(0, s) \equiv s\mathbf{n}_3;$$

- $\psi(\mathbf{p},0) = \varphi_\varkappa(\mathbf{p})$, где функция $\varphi_\varkappa(\mathbf{p})$ является решением стационарного уравнения Шрёдингера с энергией $E = -\varkappa^2$, потенциалом (6) для прямолинейной стационарной струны и $g(s) \equiv 1$.

Таким образом, функция $\varphi_\varkappa(\mathbf{p})$ есть решение уравнения

$$-\varkappa^2\varphi_\varkappa(\mathbf{p}) = p^2\varphi_\varkappa(\mathbf{p}) + \int d^3\mathbf{p}'\langle \mathbf{p} \mid \hat{V}_a(0) \mid \mathbf{p}'\rangle\varphi_\varkappa(\mathbf{p}'),$$

а величина $\varkappa = \varkappa(p_3)$ — уравнения

$$1 + 2\pi\epsilon_a \int \frac{\chi_a(\mathbf{p})dp_1dp_2}{\varkappa^2 + p^2} = 0.$$

В итоге

$$\varphi_\varkappa(\mathbf{p}) = \frac{\chi_a(\mathbf{p})C(p_3)}{\varkappa^2 + p^2}, \qquad \varphi_\varkappa(\mathbf{p}) \in (L^2(R_3))^*,$$

где (обобщённая) функция $C(p_3)$, вообще говоря, произвольна. Данная функция зависит от способа приготовления исходного пакета $\psi^-(\mathbf{p}, t)$ и определяет степень и место локализации частицы в момент захвата. Символ * означает оснащение соответствующего гильбертова пространства. Таким образом, сделанные предположения позволяют свести уравнение (7) к следующему ($t \geqslant 0$):

$$\psi(\mathbf{p}, t) = e^{-ip^2t}\varphi_\varkappa(\mathbf{p}) - \\ - i\epsilon_a\chi_a(\mathbf{p})\int_0^t dt' e^{-ip^2(t-t')}\int_{-\infty}^{\infty} ds' g(s') e^{-i\mathbf{p}\mathbf{x}(t',\, s')} I(t', s'), \qquad (8)$$

$$I(t, s) = \int d^3\mathbf{p}\chi_a(\mathbf{p})e^{i\mathbf{p}\mathbf{x}(t,\, s)}\psi(\mathbf{p}, t). \qquad (9)$$

Например, в простейшем случае прямолинейной стационарной струны, такой, что $\mathbf{x}(t,\,s) \equiv \mathbf{n}_3 s$ $(\forall s, \forall t)$ и $g(s) \equiv 1$, функция $\psi(\mathbf{p},t) = e^{i\varkappa^2 t}\varphi_{\varkappa}(\mathbf{p})$ удовлетворяет уравнениям (8), (9) тождественно. Функция $I(t,s)$ есть решение интегрального уравнения

$$I(t,s) = I_0(t,s) - \epsilon_a \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} ds' g(s') K(t,s;t',s') I(t',s') \tag{10}$$

со свободным членом $I_0(t,s) \equiv \int d^3\mathbf{p}\chi_a(\mathbf{p}) e^{i[\mathbf{p}\mathbf{x}(t,\,s) - p^2 t]}\varphi_{\varkappa}(\mathbf{p})$ и ядром

$$K(t,s;t',s') = i \int d^3\mathbf{p}\chi_a(\mathbf{p}) e^{i[-p^2(t-t') + \mathbf{p}(\mathbf{x}(t,\,s) - \mathbf{x}(t',\,s'))]}.$$

В данной работе мы ограничимся только первым слагаемым итерационного ряда для уравнения (10), так что далее в формуле (8) полагаем

$$I(t,s) \to I_0(t,s).$$

В качестве следующего шага мы исследуем перестройку волновой функции $\psi(\mathbf{p},t)$ захваченной частицы в момент появления на струне точки возврата. Пусть пространство TE_3 есть пространство импульсов частицы $\mathbf{p}$. В соответствии с нашими предположениями следующая область $\mathcal{Q} \subset TE_3$ существует при некоторых $\varepsilon_1 < \varepsilon$:

$$\mathcal{Q}: \quad p_1^2 + p_2^2 < q(\varepsilon_1) p_3^2, \qquad \mathbf{p}\mathbf{x}'(s,\,t) \neq 0, \qquad t \in [0,\varepsilon_1], \qquad \forall s.$$

Здесь функция $q(\varepsilon_1)$ — некоторая непрерывная функция на интервале $(0,\varepsilon)$; поскольку при $t = 0$ рассматриваемая струна является прямой линией, совпадающей с третьей координатной осью, имеем $q(\varepsilon_1) \to \infty$ при $\varepsilon_1 \to 0$. Таким образом, для всех «продольных» (т. е. в пределах некоторого конуса, ось которого направлена по касательному к струне вектору) направлений в интеграле (8) критические точки отсутствуют. Это означает, что для всех направлений (по импульсу частицы) из области $\mathcal{Q}$ выполняется:

$$\psi(\mathbf{p},t) = \psi(\mathbf{p},0) + \delta\psi(\mathbf{p},t),$$

где малая вариация $\delta\psi \in \mathcal{S}$. В итоге получаем, что в моменты времени $t \in (0,\varepsilon)$ начальная локализация рассматриваемой частицы не меняется значительно.

Далее, пусть теперь в некоторый момент $t = t_1$ на струне в точке с координатой $s = s_1$ появляется точка возврата. Это означает, что

$$\mathbf{p}\mathbf{x}'(t_1,\,s_1) = 0, \qquad \forall \mathbf{p} \in TE_3,$$

так что интеграл (8) имеет критическую точку (см., например, [13]). Соответствующая асимптотика функции $\delta\psi(\mathbf{p},t)$ при всех $t > t_1$ будет следующей (здесь мы выписываем только главный член асимптотического ряда):

$$\delta\psi(\mathbf{p},t) \sim \mathrm{const}\frac{e^{i\mathbf{p}\mathbf{x}(t,\,s_1)}}{\sqrt{|\mathbf{p}|}}, \qquad |\mathbf{p}| \to \infty. \tag{11}$$

Из вышеизложенного следует, что появление точки возврата с необходимостью делает асимптотику волновой функции $\psi(\mathbf{p},t)$ во всех (в т. ч. и в «продольных») направлениях импульса $\mathbf{p}$ более медленной. Для Фурье-образа $\delta\psi(\mathbf{x},t)$ асимптотика (11) приводит к следующей зависимости вблизи точки $\mathbf{x}=\mathbf{x}(t,\, s_1)$ [14]:

$$\delta\psi(\mathbf{x},t)\sim \mathrm{const}|\mathbf{x}-\mathbf{x}(t,\, s_1)|^{-5/2}.$$

Таким образом, точка возврата $\mathbf{x}=\mathbf{x}(\cdot,\, s_1)$, возникающая на струне в некоторый момент времени $t = t_1$, приводит к коллапсу волновой функции в окрестности этой точки. В итоге представленные аргументы свидетельствуют о существовании механизма переноса (т. е. некой «телепортации») массивного объекта вдоль одномерной структуры — космической струны. Конечно, более детальное исследование такого явления необходимо проводить в рамках той или иной релятивистской модели.

Данная работа является расширенным вариантом статьи [15], положенной в основу доклада [16] на Третьей международной конференции по математической физике и её приложениям (г. Самара, 27 августа – 1 сентября 2012 г.).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *R. G. Newton*, Scattering Theory of Waves and Particles. New York: McGraw-Hill, 1966. 699 pp.; русск. пер.: *Р. Ньютон*, Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969. 608 с.
2. *М. Рид, Б. Саймон*, Методы современной математической физики. Т. 2: Гармонический анализ. Самосопряжённость. М.: Мир, 1978. 395 с. [*M. Reed, B. Simon*, Methods of modern mathematical physics. Vol. 2: Harmonic analysis. Selfadjointness. Moscow: Mir, 1978. 395 pp.]
3. *N. Turok*, "Grand unified strings and galaxy formation" // *Nucl. Phys. B*, 1984. Vol. 242, no. 2. Pp. 520–541.
4. *С. В. Клименко, И. Н. Никитин*, "Исследование особенностей на мировых листах открытых релятивистских струн" // *ТМФ*, 1998. Т. 114, № 3. С. 380–398; англ. пер.: *S. V. Klimenko, I. N. Nikitin*, "Singularities on world sheets of open relativistic strings" // *Theoret. and Math. Phys.*, 1998. Vol. 114, no. 3. Pp. 299–312.
5. *A. Vilenkin*, "Cosmic strings and domain walls" // *Phys. Rep.*, 1985. Vol. 121, no. 5. Pp. 263–315.
6. *T. Vachaspati*, "Cosmic Sparks from Superconducting Strings" // *Phys. Rev. Lett.*, 2008. Vol. 101, no. 14, 141301. 4 pp., arXiv: 0802.0711 [astro-ph].
7. *M. R. Anderson*, The mathematical theory of cosmic strings. Cosmic strings in the wire approximation / Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. Bristol: IOP Publishing, 2003. xii+380 pp.
8. *Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко*, Модель релятивистской струны в физике адронов. М.: Энергоатомиздат, 1987. 176 с. [*B. M. Barbashov, V. V. Nesterenko*, The Model of the Relativistic String in Hadronic Physics. Moscow: Energoatomizdat, 1987. 176 pp.]
9. *С. В. Талалов*, "Об N-солитонных струнах в четырехмерном пространстве-времени" // *ТМФ*, 2007. Т. 152, № 3. С. 430–439; англ. пер.: *S. V. Talalov*, "N-Soliton strings in four-dimensional space-time" // *Theoret. and Math. Phys.*, 2007. Vol. 152, no. 3. Pp. 1234–1242.
10. *S. V. Talalov*, "The anyon model: an example inspired by string theory" // *Internat. J. Modern Phys. A*, 2011. Vol. 26, no. 16. Pp. 2757–2772, arXiv: 1105.0743 [math-ph].
11. *Ф. А. Березин, Л. Д. Фаддеев*, "Замечание об уравнении Шрёдингера с сингулярным потенциалом" // *Докл. Акад. наук СССР*, 1961. Т. 137, № 5. С. 1011–1014; англ. пер.: *F. A. Berezin, L. D. Faddeev*, "A remark on Schrödinger's equation with a singular potential" // *Sov. Math., Dokl.*, 1961. Vol. 2. Pp. 372–375.

12. *Ю. Г. Шондин*, “О полуограниченности δ-возмущений лапласиана на кривых с угловыми точками” // *ТМФ*, 1995. Т. 105, №1. С. 3–17; англ. пер.: *Yu. G. Shondin*, “On the semiboundedness of δ-perturbations of the laplacian supported by curves with angle points” // *Theoret. and Math. Phys.*, 1995. Vol. 105, no. 1. Pp. 1189–1200.
13. *М. В. Федорюк*, “Метод стационарной фазы и псевдодифференциальные операторы” // *УМН*, 1971. Т. 26, №1(157). С. 67–112; англ. пер.: *M. V. Fedoryuk*, “The stationary phase method and pseudodifferential operators” // *Russian Math. Surveys*, 1971. Vol. 6, no. 1. Pp. 65–115.
14. *И. М. Гельфанд, Г. Е. Шилов*, Обобщенные функции и действия над ними. Т. 1: Обобщенные функции. М.: ФИзматлит, 1959. 470 с.; англ. пер.: *I. M. Gel'fand, G. E. Shilov*, Generalized functions. Vol. 1: Properties and operations. New York, London: Academic Press, 1964.
15. *S. V. Talalov*, “About the mechanism of matter transfer along the cosmic string” // *Mod. Phys. Let. A*, 2012. Vol. 27, no. 8, 1250048. 5 pp., arXiv: 1202.2222 [math-ph].
16. *С. В. Талалов*, “Об эффекте переноса массы вдоль космической струны” / В сб.: *Третья международная конференция «Математическая физика и её приложения»*: Материалы конф. (Самара, 27 августа – 1 сентября, 2012 г.); ред. ред. чл.-корр. РАН И. В. Волович, д.ф.-м.н., проф. В. П. Радченко. Самара: СамГТУ, 2012. С. 288. [*S. V. Talalov*, “The effect of the mass transfer along the cosmic string” / In: *The Third International Conference “Mathematical Physics and Its Applications”*: Book of Abstracts (August 27 – September 01, 2012 Samara, Russia); eds. I. V. Volovich, V. P. Radchenko. Samara: Samara State Technical Univ., 2012. Pp. 288].

Поступила в редакцию 30/X/2012;
в окончательном варианте — 12/XII/2012.

MSC: 81T30, 83E30

THE EFFECT OF THE MASS TRANSFER ALONG THE COSMIC STRING

S. V. Talalov

Togliatti State University,
14, Belorusskaya st., Togliatti, 445667, Russia.

E-mail: `svtalalov@tltsu.ru`

The caption of massive quantum particle by the infinite string is considered. It is demonstrated that the appearance of the cuspidal point on the string leads to the collapse of particle wave function in this point.

Key words: *cosmic strings, non-stationary Schrödinger equation, teleportation.*

Original article submitted 30/X/2012;
revision submitted 12/XII/2012.

Sergey V. Talalov (Dr. Sci. (Phys. & Math.)), Professor, Dept. of General & Theoretical Physics.