

УДК 523.11

ТОПОЛОГИЧЕСКОЕ САМОДЕЙСТВИЕ В ПРОСТРАНСТВЕ $M_2 \times V_2$

Ю.В.Грац, А.Б.Лаврентьев

(кафедра теоретической физики)

Рассмотрен эффект топологического самодействия, испытываемого стационарным распределением токов и зарядов на пространстве $M_2 \times V_2$ (M_2 – двумерное пространство Минковского, V_2 – двумерная риманова поверхность). Рассмотрен случай локально-плоского мультиконического пространства.

Исследования в области квантовой и классической теории поля на искривленном пространстве привели к обнаружению ряда эффектов, которые определяются глобальной структурой пространства и интерпретируются как проявления нелокальности в гравитационном взаимодействии. Некоторые из исследованных явлений не только представляют общетеоретический интерес, но и могут играть важную роль в современной астрофизике и космологии. Относительно новым объектом для исследования нелокального влияния кривизны являются локально-плоские пространства с коническими особенностями. Интерес к этим пространствам обусловлен тем, что отсутствие локальной кривизны позволяет выделить в явном виде эффекты, определяемые структурой многообразия в целом. С другой стороны, пространства с коническими особенностями привлекли к себе внимание в связи с гипотезой космических струн [1] и связанными с ними исследованиями в (2+1)-теории гравитации [2], а также благодаря тому, что мультиконические пространства являются хорошей моделью для описания изменения топологии кристаллической решетки, вызванной дисклинациями [3].

Рассмотрим пространство $M_2 \times V_2$ (здесь M_2 – двумерное пространство Минковского, V_2 – двумерная риманова поверхность), элемент длины которого имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - dz^2 - dl^2, \quad dl^2 = \gamma_{ab}(x^c) dx^a dx^b, \quad (a, b, c = 1, 2). \quad (1)$$

Пусть на пространстве (1) задано стационарное распределение тока вида

$$j^\mu(x) = (J^1, 0, 0, J^2) \frac{\delta^{(2)}(x - x_0)}{\sqrt{\gamma}}. \quad (2)$$

В этом случае поля **E** и **H** лежат в плоскости, ортогональной z , и не зависят от z и t , задача становится эффективно-двумерной, и для полной энергии электромагнитного поля, приходящейся на единицу длины вдоль z , мы получаем

$$\frac{U}{\int dz} = \int d^2x \sqrt{\gamma} \gamma^{ab} (E_a E_b + H_a H_b). \quad (3)$$

Инвариантность метрики и рассматриваемого распределения тока относительно трансляций по t и z позволяет выбрать калибровку, при которой отличны от нуля только t - и z -компоненты 4-потенциала

электромагнитного поля, причем зависеть они будут только от координат на V_2 . Записывая поля **E** и **H** с помощью функции Грина уравнения Пуассона на V_2 и используя явный вид распределения 4-тока (2), придем к следующей формуле:

$$\frac{U}{\int dz} = \frac{((J^1)^2 + (J^2)^2)}{2} 4\pi G^{(2)}(x_0, x_0). \quad (4)$$

Для нахождения функции Грина $G^{(2)}(x, x')$ воспользуемся тем, что двумерная риманова поверхность конформна евклидовой плоскости, т. е. при подходящем выборе координат

$$dl^2 = e^{-\Omega(x)} ((dx^1)^2 + (dx^2)^2). \quad (5)$$

Нетрудно проверить, что в конформных координатах уравнение Пуассона на V_2 имеет тот же вид, что и на евклидовой плоскости. Поэтому

$$G^{(2)}(x, x') = -\frac{1}{2\pi} \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \quad \mathbf{r} = (x^1, x^2). \quad (6)$$

В пределе совпадающих точек выражение (6) расходится. Метод нахождения регуляризованного значения двумерной функции Грина при $x \rightarrow x'$ изложен нами в [4, 5]. Используя полученный там результат, запишем

$$\frac{U}{\int dz} = -\Omega(x_0) \frac{((J^1)^2 + (J^2)^2)}{2}. \quad (7)$$

Зависимость собственной энергии от координат говорит о существовании силы топологического самодействия. Для вычисления этой силы воспользуемся выражением

$$\frac{F^a}{\int dz} = -\gamma^{ab} \int d^2x \sqrt{\gamma} F_{bv} j^v. \quad (8)$$

Действуя аналогично предыдущему, получим

$$\frac{F^a}{\int dz} = -4\pi J^2 \gamma^{ab} [\partial_b G^{(2)}(x_0, x_0)]_{\text{reg}} = -\frac{J^2}{2} \gamma^{ab} \partial_b \Omega(x_0). \quad (9)$$

Переход в локально-инерциальную систему координат, где ток покоится, приводит к выражению

$$\frac{\mathbf{F}}{\int dz} = \frac{J^2}{2} e^{\Omega/2} \nabla \Omega. \quad (10)$$

Рассмотрим частный случай пространства (1),

(5), соответствующий выбору конформного фактора

$$\Omega(x) = \sum_{i=1}^N 2(1 - \alpha_i) \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|. \quad (11)$$

В этом случае V_2 представляет собой локально-плоскую двумерную поверхность с N коническими особенностями, расположенными в точках с координатами x_i , а параметры α_i определяют связанный с i -й особенностью дефицит угла [2]. В космологическом приложении (1), (5), (11) определяют метрику пространства-времени N параллельных космических струн [6]. При этом ток (2) можно связать с током сверхпроводящей космической струны, существование которой было предсказано в работе [7]. Из (6) и (11) видно, что при $N > 1$ вклады от различных конических особенностей, будучи записаны в конформных координатах, входят в энергию самодействия аддитивно, и можно говорить о "конформном принципе суперпозиции" [5]. Для силы топологического самодействия из (10) получим

$$\frac{F(x)}{\int dz} = e^{\alpha/2} \sum_{i=1}^N J^2 (1 - \alpha_i) \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}, \quad \text{где } \mathbf{n} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}. \quad (12)$$

Чтобы проинтерпретировать полученный результат, рассмотрим случай $N=1$. Переходя к новой координате $\rho = \alpha^{-1} r^\alpha$, получим

$$\frac{F(x)}{\int dz} = J^2 \frac{(1 - \alpha)}{\alpha \rho^2} \rho. \quad (13)$$

Координата ρ дает истинное геодезическое расстояние от конической особенности. Таким образом, полученный результат говорит о том, что 4-ток (2), находящийся в локально-плоском коническом пространстве, взаимодействует с линейным коническим дефектом так, как он взаимодействовал бы с током

$I^\mu(x) = \alpha^{-1}(1 - \alpha) J^\mu \delta^2(x)$ в пространстве Минковского. Знак силы зависит от того, какова плотность тока (2): времениподобна (отталкивание) или пространственноподобна (притяжение).

Мы видим, что при $N = 1$ наш результат согласуется с результатом [8], однако используемый там метод получения функции Грина не позволяет рассматривать более одной конической особенности, и тем более случай, когда риманова поверхность V_2 не является локально-плоской. Рассмотренный эффект имеет чисто топологическую природу и обусловлен глобальным отличием мультиконического пространства от пространства Минковского. Если иметь в виду возможности наблюдательных проявлений эффекта, то заметим, что сила топологического самодействия пропорциональна дефицитам углов $(1 - \alpha_i)$, которые весьма малы в случае космических струн ($\sim 10^{-6}$), но могут достигать больших значений (~ 1) в случае дисклинаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант (96-02-18899).

Литература

1. Kibble T.W. // J. Phys. 1976. **A9**. P.1387.
2. Deser S., Jackiw R., 't Hooft G. // Ann. Phys. 1984. **152**. P.220.
3. Katanaev M.O., Volovich I.V. // Ann. of Phys. (N.Y.) 1992. **216**. P.1.
4. Грац Ю.В., Лаврентьев А.Б. // Известия вузов, Физика. 1994. №9. С.99.
5. Grats Y., Garcia A. // Class. Quantum Grav. 1996. **13**. P.189.
6. Letelier P.C. // Class. Quantum Grav. 1987. **4**. P.L75.
7. Witten E. // Nucl. Phys. 1985. **B249**. P.557.
8. Bezerra E.R. de Mella, Bezerra V.B., Furtado C., Moraes F. // Phys. Rev. 1995. **D51**. P.7140.

Поступила в редакцию
23.10.96

УДК 539.12.01

АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ХИГГСОВСКИХ БОЗОНОВ ЛЕПТОНАМИ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

К.В. Жуковский, П.А. Эминов

(кафедра теоретической физики)

Рассчитана вероятность ассоциативного рождения хиггсовского и Z-бозона заряженным лептоном в поле плоской электромагнитной волны произвольной интенсивности. Показано, что в частном случае лобового столкновения электрона с волной слабой интенсивности с поглощением одного фотона имеет место логарифмический рост сечения исследованного нами процесса в области сверхвысоких энергий до величины, существенно превосходящей сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow Z + H$ при аналогичных условиях.

Одна из актуальных задач физики элементарных частиц – поиск и исследование свойств хиггсовского бозона, масса которого является свободным параметром Стандартной модели электро-слабых взаимодействий. Константа взаимодействия хиггсовского бозона с другими частицами оп-

ределяется массами этих частиц. Поэтому процессы совместного рождения хиггсовского бозона с массивными W^+, W^-, Z – бозонами считаются наиболее перспективными при выборе различных механизмов рождения хиггсовского бозона и являются предметом постоянного теоретического и