Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.10, стр. 553 – 555 20 ноября 1981 г.

О РОЖДЕНИИ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ В КОНФОРМНО ПЛОСКИХ ПРОСТРАНСТВАХ

Б.Л.Спокойный

Вычислена плотность калибровочных бозонов, рожденных в конформно плоском пространстве. Обсуждается вопрос о зависимости перенормированных зарядов от координат.

Наша Вселенная с высокой степенью точности описывается фридмановской моделью. В последнее время появились работы, в которых рассматриваются изотропные космологические модели с учетом однопетлевых квантово-гравитационных эффектов, имеющие экспериментально проверяемые следствия [1, 2]. Поэтому, имеет смысл более подробное изучение квантовых полей в конформно плоских пространствах. Мы рассмотрим наиболее интересную область $|R_{iklm}R^{iklm}| >> m^4$, когда в первом приближении массой покоя частиц m можно пренебречь. Считается, что поля при $m \to 0$ подчиняются конформно-инвариантным уравнениям. Долгое время существовало мнение, что в конформно-плоском мире безмассовые частицы не рождаются. Однако, если есть взаимодействие между частицами, то за счет радиационных поправок уравнения для полей станут эффективно конформно неинвариантными,и рождение частиц станет возможным [3 – 5].

Мы рассмотрим взаимодействующие между собой квантовые спинорные, скалярные и безмассовые векторные поля в изотропном пространстве с метрикой

$$g_{ik} = a^2(x)\,\eta_{ik}\ , \tag{1}$$

где η_{ik} – метрика пространства Минковского. В дальнейшем мы будем считать метрику (1) не имеющей сингулярности и будем рассматривать пространство-время классически.

Сделаем конформное преобразование метрики (1) $g_{ik} \to a^{-2} g_{ik}$, спинорного и скалярного полей: $\psi \to a^{3/2}\psi, \phi \to a\phi$.

Тогда перенормированный лагранжиан полей будет иметь вид

$$L = -\frac{1}{4g_R^2(x)} \sum_i (F^i_{\mu\nu}(x))^2 - j_\mu(x) A^\mu(x) + \dots, \tag{2}$$

где многоточием обозначены члены, содержащие спинорные и скалярные поля, но не содержащие A_μ, j_μ – ток этих полей; A_μ – перенормированное векторное поле; $g^2_R(x) \approx g^2 - \beta(g^2)\ln(a^2(x)/a^2(x_0))$, где $\beta(g^2)$ – обычная функция Гелл-Манна – Лоу в пространстве Минковского. Мы произвели замену импульса нормировки $\mu \to \mu a(x)$, которая следует из работ [3, 5]. Отсюда и получаем $\partial g^2_R/\partial \ln a^2 = -\beta(g^2_R)$. Мы пренебрегли в (2) нелокальными членами, предполагая выполненным условие $|R_{iklm}R^{iklm}| >> m^4$.

Представим лагранжиан (2) в виде $L = L_0 + L_{int}$, где

$$L_{int} = \frac{1}{2}\kappa F^i_{\mu\nu}F^{i\mu\nu} + \dots, \tag{3}$$

$\kappa(x) = \dfrac{\beta(g^2)}{g^2}\ln(a(x)/(x_0))$ – эффективная константа связи. Мы считаем, что

$$|\kappa| << 1. \tag{4}$$

Соотношение (3) написано в первом порядке по κ.

Вычисляя по теории возмущений, получаем для плотности рожденных калибровочных бозонов:

$$n = \frac{\beta^2(g^2)K}{8\pi g^4}\int\frac{d^4q}{(2\pi)^4}\,\Theta(q^2)\,(q^2)^2\,|\sigma(q)|^2, \tag{5}$$

где $\sigma(x) = \ln(a(x)/a(x_0))$, $\sigma(q) = \int\sigma(x)e^{iqx}d^4x$, k – число типов частиц, для $SU(N)$ $K = N^2 - 1$.

Множитель $\Theta(g^2)$ в (5), вообще говоря, препятствует преобразованию этого выражения в интеграл по d^4x. Тем не менее, если условие $q^2 \geqslant 0$ выполнено для всех $\sigma(q) \neq 0$, n может быть представлено в виде: $n = \int W(x^i)d^4x$, где

$$W(x^i) = \frac{\beta^2(g^2)K}{8\pi g^4}(\Box\sigma)^2, \tag{6}$$

где $W(x^i)$ – локальная вероятность рождения частицы. $W(x^i)$ в (6) есть обобщение соответствующей величины работы [5], где она получена для частного случая слабого поля и величины σ, зависящей только от времени.

Варьируя лагранжиан (2) и пренебрегая токами скалярного и спинорного полей, получаем

$$D^\nu\left(\frac{1}{g_R^2(x)}F^i_{\mu\nu}(x)\right) = 0. \tag{7}$$

Или в линейном (по $F^i_{\mu\nu}$) приближении

$$(1 + 2\kappa)\partial^\nu F^i_{\mu\nu} + 2\partial^\nu\kappa\, F^i_{\mu\nu} = 0. \tag{8}$$

Уравнение (8) обобщает полученное в [5] уравнение распространения калибровочного бозона на случай неабелевой калибровочной группы.

Отметим интересное следствие уравнения (2). Перенормированный заряд есть функция физического импульса μ. При рассмотренном ранее конформном преобразовании метрики (1) μ переходит в зависящий от координат импульс $\mu a(x^i)$ в плоском пространстве-времени. Это приводит к эффективной зависимости перенормированного заряда от координат x^i, что может иметь любопытные следствия. Как было показано Линде и Вейнбергом (см., например, [6]), в модели Хиггса при $\lambda > 3e^4/32\pi^2$ (в обозначениях работы [6]) имеет место спонтанное нарушение симметрии, а при $\lambda < 3e^4/32\pi^2$ квантовые поправки ведут к динамическому восстановлению симметрии. Если $3e^4/32\pi\lambda \approx 1$, то из-за отмеченной зависимости зарядов от времени в космологических задачах в некоторый момент времени может произойти фазовый переход. Было бы интересно исследовать это явление детально.

Я выражаю глубокую благодарность А.А.Старобинскому за многочисленные полезные обсуждения работы. Я очень признателен И.М.Халатникову за интерес к работе, А.Д.Долгову и Я.И.Когану за интересные обсуждения результатов.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 октября 1981г.

Литература

[1] *Starobinsky A.A.* Phys. Lett., 1980, **91B**, 99.

[2] *Старобинский А.А.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 719.

[3] *Birrell N.D., Davies P.C.W.* Phys. Rev. D., 1980, **22**, 322.

[4] *Долгов А.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 673.

[5] *Долгов А.Д.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 417; *Spokoiny B.L.* Phys. Lett. A., to be published.

[6] *Линде А.Д.* Rep. Progr.Phys., 1979, **42**, 389.