где $B_{s,1}$, $D_{3,4}$ — числовые константы, μ^2 — точка перенормировки. Как легко видеть, результаты, полученные здесь для потенциалов (1), в случае «сильных» полей ($gH \gg T^2$) или малых температур совпадают в предельном случае $m^2 \ll gH$ с результатами [8], тогда как для $T^2 \gg gH$ имеется отличие, соответствующее случаю $T^2 \gg gH \gg m^2 \to 0$. Для полей типа (1) и (2), как это видно из (12), (13)—(15), структура плотности свободной энергии одинакова при $T^2 \gg gH$ и отличается лишь степенью предэкспоненты в «сильных» полях $gH \gg T^2$ и некоторыми числовыми множителями, в том числе и в показателе экспоненты. Более быстрое спадание температурных членов в случае $T^2 \to 0$ для потенциалов (2) отражает бо́льшую по сравнению с (1) симметрию конфигураций полей (2) и, следовательно, бо́льшую устойчивость относительно температурных флуктуаций, разрушающих основное поле (1) или (2).

По-видимому, общая взаимосвязь устойчивости относительно температурных флуктуаций и симметрии внешнего поля имеет место для более широкого класса потенциалов. Однако это требует более детального анализа и не является целью данной работы.

В заключение авторы благодарят В. Ч. Жуковского и А. С. Вшивцева за внимание к работе и обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Киржниц Д. А. Письма в ЖЭТФ, 1972, **15**, с. 745; Kirzhnits D., Linde A. Phys. Lett., 1972, **42B**, p. 471. [2] Bernard C. Phys. Rev., 1974, **D9**, p. 3312. [3] Weinberg S. Ibid., p. 3357. [4] Dolan L., Jackiw R. Ibid., p. 3320. [5] Reuter M., Dittrich W. Phys. Lett., 1984, **B144**, p. 99. [6] Schwinger J. Phys. Rev., 1951, **82**, p. 664. [7] Dittrich W. Ibid., 1979, **D19**, p. 2383. [8] Агаев Ш. С., Вшивцев А. С., Жуковский В. Ч., Семенов О. Ф. В кн.: Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. Т. 1. Протвино, 1983, с. 188. [9] Игнатьев А. Ю., Кузьмин В. А., Шапошников М. Е. Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, с. 211. [10] Dimopoulos S., Georgy H. Nucl. Phys., 1981, **B193**, p. 150. [11] Nielsen N. K., Olesen P. Ibid., 1978, **B144**, p. 376.

Поступила в редакцию
25.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

УДК 530.145

ХИГГСОВСКИЙ ВАКУУМ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Г. А. Сарданашвили, Б. Л. Ихлов

(кафедра теоретической физики)

Описание эйнштейновского гравитационного поля в калибровочной теории гравитации как хиггс-голдстоуновского [1] ставит вопрос о существовании хиггсовского гравитационного вакуума в теории гравитации, аналогичного хиггсовскому вакууму в калибровочных моделях Большого объединения.

В теории поля введение внешнего классического хиггс-голдстоуновского поля σ моделирует нарушение симметрии вакуума. Это выражается в неинвариантности полных связных функций Грина с производящим функционалом

$$Z = N\int [d\varphi] \exp iS(\varphi, \sigma)$$

относительно группы G преобразований материальных полей φ. Эта неинвариантность обусловлена G-неинвариантностью действия $S(\varphi, \sigma)$ по полям φ за счет члена типа $\bar{\varphi}\sigma\varphi$, которое, однако, G-инвариантно по φ и σ, т. е. G-ковариантно по φ (для определенности будем считать поле φ скалярным).

Хиггс-голдстоуновское поле представляет собой сумму $\sigma = \sigma_0 + \tau$ двух компонент: H-инвариантного хиггсовского поля σ_0, где H — подгруппа точных симметрий группы

G, и голдстоуновского поля τ, принимающего значения в факторпространстве G/H. Поле τ всегда можно убрать калибровкой, а σ_0 находят методом построения эффективного действия [2].

Для этого функционал Z интегрируют по полям φ, что эквивалентно учету поляризации вакуума полей φ полем σ. В результате Z принимает вид $Z = \exp iS_{\text{eff}}(\sigma)$, где

$$S_{\text{eff}} = S_0(\sigma) - (i/2)\,\mathrm{Tr}\ln G_\sigma,$$

$S_\sigma = -k^2\sigma^2/2$ — затравочное действие поля σ, а G_σ — фейнмановский пропагатор поля φ во внешнем поле σ. Поле σ_0 определяется как решение уравнения $\delta S_{\text{eff}}/\delta\sigma = 0$, на котором достигается минимум функционала действия (в евклидовом пространстве). Таковыми являются постоянные решения σ_0, отвечающие минимуму потенциала $V(\sigma)$. Для них уравнение имеет вид (в размерной регуляризации)

$$\frac{\partial V}{\partial\sigma} = k^2\sigma + \frac{i}{2(2\pi)^4}\int\frac{d^4p}{p^2-\sigma} = k^2\sigma - (4\pi)^{-2}\sigma\left(\frac{1}{4-n} + \frac{1}{2}\ln\frac{\mu^2}{\sigma^2} + \gamma\right) = 0. \quad (1)$$

Оно имеет ненулевое решение $\sigma = \sigma_0 = \text{const}$, минимизирующее V и интерпретируемое как хиггсовский вакуум.

В отличие от хиггс-голдстоуновских полей внутренних симметрий, которые снижают G-инвариантность функционала действия до G-ковариантности, псевдориманова метрика поднимает инвариантность действия относительно группы Лоренца до его ковариантности относительно группы $GL(4, R)$. Это приводит к неинвариантности функций Грина относительно $GL(4, R)$-преобразований, так что переход от одного вакуума к другому посредством этих преобразований сопровождается рождением частиц [3].

Псевдориманову метрику тоже можно представить (локально) в виде суммы $g = \eta + h$ лоренц-инвариантной хиггсовской компоненты — метрики Минковского η — и голдстоуновской — гравитационного поля, описываемого отклонениями g от η. Однако в отличие от голдстоуновских полей внутренних симметрий гравитационное поле не может быть устранено калибровкой [1]. Поэтому хиггсовский гравитационный вакуум не сводится к метрике Минковского.

Чтобы его найти, можно тоже использовать метод построения эффективного действия [2, 3]. Как и для поля σ, получаем

$$S_{\text{eff}} = S_0(g) - \frac{i}{2}\,\mathrm{Tr}\ln(G_g), \quad (2)$$

где $S_0(g)$ — затравочное действие гравитационного поля, а G_g — фейнмановский пропагатор поля φ во внешнем гравитационном поле.

В поляризационном члене в эффективном действии (2) выделяют две части. Первая, расходящаяся при снятии регуляризации, содержит локальные (т. е. зависящие от точки) поляризационные члены, выражаемые только через тензор кривизны гравитационного поля и не зависящие от квантового состояния материи. Поэтому ее добавляют к затравочному действию S_0 и рассматривают эту сумму как эффективное гравитационное действие S_g с перенормированными константами. Оставшиеся конечные поляризационные члены зависят от конкретного вида вакуумного состояния материи, по которому берется среднее, и в уравнении гравитационного поля

$$2(-g)^{-1/2}\frac{\delta S_g}{\delta g^{\mu\nu}} = \langle T_{\mu\nu}\rangle_{\text{рен}} \quad (3)$$

им соответствует ренормированное вакуумное среднее тензора энергии-импульса материи — источник гравитационного поля, описываемого действием S_g.

Следуя аналогии с хиггсовским вакуумом внутренних симметрий, решение уравнения (3) можно было бы рассматривать как хиггсовский вакуум гравитационного поля. Если в качестве источника поляризационных членов в S_g брать поляризацию вакуума обычной квантовой материи, то ренормированные константы, в том числе ньютоновская гравитационная постоянная G, в реалистических моделях будут существенно зависеть от спектра, температуры и других характеристик материи в данной точке, т. е. не будут постоянными, что, однако, для G с точностью до 10^{-11} не наблюдается.

Это приводит к мысли, что гравитационные константы, как и хиггсовский гравитационный вакуум, должны индуцироваться некоторой фоновой материей. Ее роль может играть хиггсовский вакуум внутренних симметрий, например тот, который фигурирует в моделях «инфляционной» Вселенной (с плотностью $\sim 10^{15}$—10^{19} ГэВ). В частности, если в качестве такого вакуума взять рассмотренный выше вакуум σ скалярных полей φ, то, используя адиабатическое разложение в представлении «собственного времени» де Витта — Швингера для функции Грина G_g [3], с учетом уравнения (1) получим для ренормированных членов в S_g выражение

$$a_0k^2\sigma_0^2/2-k^2\sigma_0 a_1+k^2a_2,$$

где $a_0=1$, $a_1\sim R$, а a_2 представляет собой квадратичные комбинации тензора кривизны.

Если предположить, что затравочное гравитационное действие S_g не содержит неквадратичных по кривизне членов, чтобы не нарушать (не спонтанным образом) конформную симметрию поля φ, то космологический член $\Lambda/(8\pi G)=k^2\sigma_0^2/2$ и гравитационная постоянная $(16\pi G)^{-1}\sim k^2\sigma_0$ окажутся выраженными через плотность хиггсовского вакуума σ_0. Поскольку коэффициент перед квадратичными по кривизне членами a_2 не зависит от σ_0, их можно рассматривать как описывающие квантовые гравитационные поля и не включать в лагранжиан для хиггсовского вакуумного гравитационного поля. Кроме того, космологический член в S_g сокращается с членом $-k^2\sigma^2/2$ в затравочном действии для поля σ, и окончательно эффективный лагранжиан для вакуумного гравитационного поля имеет вид

$$L=-k^2\sigma_0R+L_\sigma,$$

где L_σ — лагранжиан поля σ, обусловленный только поляризационными членами.

Таким образом, не ставя здесь задачу построения конкретной модели гравитационного хиггсовского вакуума, мы приходим к выводу, что, если он существует, в качестве его источника можно предположить хиггсовский вакуум материальных полей. На классическом уровне это означает существование фонового гравитационного поля, индуцируемого фоновой хиггсовской материей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Иваненко Д. Д., Пронин П. И., Сарданашвили Г. А. Калибровочная теория гравитации. М.: Изд-во МГУ, 1985. [2] Adler S. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, N 3, p. 729. [3] Биррел Н., Девис П. Квантованные поля в искривленном пространстве-времени. М.: Мир, 1984.

Поступила в редакцию
23.04.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. т. 27, № 2

УДК 530.145

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПРОБНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ СЛЕЖЕНИИ ЗА ЧИСЛОМ КВАНТОВ

Ф. Я. Халили

(кафедра физики колебаний)

Одним из возможных методов преодоления так называемого «стандартного квантового предела» чувствительности пробного осциллятора к классической внешней силе является использование неразрушающего измерения числа квантов n [1—3]. Предельная чувствительность этого метода определяется известным соотношением [1]

$$|f(\omega_0)|\geqslant\xi\sqrt{\frac{m\omega_0\hbar}{n+1/2}} \qquad (1)$$

(m, ω_0 — масса и собственная частота пробного осциллятора, $f(\omega)$ — спектральная компонента силы на частоте ω, ξ — коэффициент порядка единицы, зависящий от уровня достоверности обнаружения). Однако соотношение (1) не является универсальным, поскольку оно основывается на предположении, что воздействие силы на осциллятор и его взаимодействие с измерительным прибором разделены во времени. Более интересен случай, когда измерительный прибор непрерывно подключен к пробному осциллятору. Число квантов является интегралом движения, и поэтому в принципе неразрушающее слежение за числом квантов возможно [4]. В этом режиме возникает, однако, явление, названное в работе [5] эффектом «сторожевой собаки» (*watchdog effect*): взаимодействие с измерительным прибором нарушает когерентность воздействия обнаруживаемой силы, поскольку при непрерывном слежении за числом квантов фаза осциллятора непрерывно возмущается измерительным прибором. В [5] рассмотрен предельный случай, когда ошибка отслеживания числа кван-