

СТРУКТУРА ВАКУУМА В КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ И КОСМОЛОГИЯ

А.Д.Линде

Приводятся аргументы, показывающие, что основное состояние в квантовой хромодинамике не является θ -вакуумом, а характеризуется матрицей плотности, подразумевающей усреднение по всем допустимым значениям θ . Результатом является автоматическое отсутствие в теории эффектов сильного CP -нарушения.

В последние годы выяснилось, что вакуум в квантовой хромодинамике и других калибровочных теориях имеет неожиданно богатую структуру [1]. В частности, оказалось, что "вакуумы", относящиеся к теории с одним и тем же лагранжианом, могут отличаться друг от друга значением некоторого характеризующего их параметра θ (см. ниже), который в принципе может принимать сколь угодно большие значения. С другой стороны, согласно [2], значение параметра θ , превышающее по модулю $\sim 10^{-8}$, приводило бы в большинстве используемых сейчас теорий слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий к недопустимо сильному нарушению CP -инвариантности. Вообще говоря, существует ряд моделей, в которых сильного CP -нарушения нет при произвольных значениях θ (в первую очередь сюда относятся модели с аксионами [3]). Однако в настоящее время все такие модели либо кажутся недостаточно простыми и естественными чтобы быть реалистическими, либо находятся в явном противоречии с экспериментальными данными.

В настоящей работе нам хотелось бы привести некоторые аргументы, показывающие, что если параметр θ может отличаться от нуля, то основное состояние в квантовой хромодинамике не является в действительности θ -вакуумом, а характеризуется матрицей плотности, подразумевающей усреднение по всем возможным θ . В результате этого усреднения все эффекты сильного CP -нарушения в калибровочных теориях исчезают.

Напомним сначала, следуя [1, 4], некоторые факты, касающиеся структуры вакуума в калибровочных теориях, на примере $SU(2)$ -симметричной теории безмассового поля Янга – Миллса A_μ^a с лагранжианом

$$L = - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a .$$

Здесь $a = 1, 2, 3$ – изотопический индекс,

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + \epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c .$$

Мы будем работать в калибровке $\frac{1}{2} A_\alpha^a \tau^a \equiv A_0 = 0$, в которой остается еще свобода для независящих от времени калибровочных преобразова-

ний

$$\frac{1}{2} A_i^a \tau^a \equiv A_i \rightarrow U^{-1}(\lambda) A_i U(\lambda), \quad (1)$$

где

$$U(\lambda) = e^{-i Q(\lambda)} = e^{-i \int E_i^a(x) (D_i \lambda(x))^a d^3x}. \quad (2)$$

Здесь $E_i^a = \partial_0 A_i^a$ — цветное электрическое поле,

$$(D_i \lambda)^a = \partial_i \lambda^a + \epsilon^{abc} A_i^b \lambda^c.$$

Вакуумное состояние, которое мы будем обозначать $|\theta\rangle$, должно удовлетворять теореме Гаусса $(D_i E_i)^a |\theta\rangle = 0$, с учетом которой из (2) следует

$$e^{-i Q(\lambda)} |\theta\rangle = e^{-i \int E_i^a \lambda^a ds_i} |\theta\rangle, \quad (3)$$

где интеграл в (3) берется по охватывающей все пространство бесконечно-удаленной поверхности. Если функция $\lambda^a(x)$ не убывает на бесконечности, то вакуумное состояние преобразуется под действием калибровочного преобразования (3). В частности при "одноинстантонном" преобразовании $\lambda_1^a(x) = 2\pi x^a / \sqrt{x^2 + \rho^2}$ вакуумный вектор может вернуться на некоторый угол $-\theta$ [1, 4]:

$$e^{-i \int E_i^a \lambda_1^a ds_i} |\theta\rangle = e^{-i\theta} |\theta\rangle. \quad (4)$$

Именно величина параметра θ , согласно [1, 2], отвечает за сильное нарушение CP -инвариантности в теории.

Из (4) видно, что возможное отличие θ от нуля представляет собой чисто граничный эффект¹⁾. При этом естественно встает вопрос о том, какие граничные условия имеют место в реальной Вселенной.

Ответ на этот вопрос оказывается довольно неожиданным: мы в принципе не можем иметь никакой информации о граничных условиях во Вселенной, отвечающих за величину поверхностного интеграла в (4). Причина состоит в том, что нашим наблюдениям доступна лишь ограниченная часть Вселенной внутри сферы радиусом $R = ct \sim 10^{28}$ см, где t — время существования Вселенной, а R — так называемый радиус горизонта. В этом случае вступает в силу "принцип незнания", впервые введенный Хоукингом в связи с теорией испарения черных дыр [7]: для учета существования горизонта следует после вычислений провести

¹⁾ Возможность влияния граничных эффектов на нарушение CP -инвариантности в квантовой хромодинамике в фазе конфайнмента, когда радиус действия сил не превышает 10^{-13} см, не является пока вполне понятной [5]. Можно было бы думать, что вообще результаты работы [2] являются всего лишь следствием использованного приближения, приспособленного скорее для изучения фазы свободных кварков с дальнедействующими силами между ними, чем для изучения фазы конфайнмента, см. однако [6].

еще усреднение с единичным весом по всем возможным состояниям системы за горизонтом. Это означает, что при наличии горизонта основное состояние перестает быть чистым (вакуумным) состоянием, а характеризуется некоторой матрицей плотности, что приводит, в частности, к существованию чернотельного излучения с поверхности горизонта (эффект Хоукинга [7]).

В нашем случае усреднение с единичным весом по всем возможным состояниям системы за горизонтом означает также и усреднение амплитуд рассеяния по всем граничным условиям, т. е. по всем θ , после проведения вычислений в различных θ -вакуумах. При этом очевидно, что усреднение должно проводиться с весом $f(\theta)$, не зависящим от знака θ .

Этот вывод, представляющий, как нам кажется, самостоятельный интерес, имеет непосредственное отношение к проблеме сильного CP -нарушения. Действительно, сильное CP -нарушение связано с тем, что в эффективном действии после учета нетривиальной структуры вакуума в теории появляется CP -неинвариантный член

$$-\frac{\theta}{32\pi^2} \int F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a d^4x,$$

где $\tilde{F}_{\mu\nu}^a = 1/2 \epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} F_{\alpha\beta}^a$. После усреднения по θ производящий функционал функций Грина в θ -вакууме $Z_\theta(J)$ [1, 2] заменяется на

$$Z(J) = \int_{-\infty}^{\infty} Z_\theta(J) f(\theta) d\theta.$$

Если к действию не добавлено "руками" никаких дополнительных CP -нарушающих членов $\sim \int F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a d^4x$, кроме члена $-(\theta/32\pi^2) \int F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a d^4x$, то CP -преобразование в теории эквивалентно замене $\theta \rightarrow -\theta$, относительно которой величина $Z(J)$ (в отличие от $Z_\theta(J)$) является инвариантной.

Более того, в отдельной публикации будут приведены аргументы, показывающие, что если значение $\theta = 0$ не является единственно возможным значением параметра θ , то усреднение по всем θ должно проводиться с единичным весом:

$$Z(J) = \int_{-\infty}^{\infty} Z_\theta(J) d\theta.$$

В этом случае после интегрирования по θ в функциональном интеграле для $Z(J)$ в качестве подынтегрального множителя возникает $\delta(\int F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a d^4x)$, что приводит к исчезновению всех опасных членов $\sim \int F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a d^4x$, и тем самым обеспечивает автоматическое отсутствие эффектов сильного CP -нарушения в калибровочных теориях.

Более подробное обсуждение вопросов, затронутых выше, будет содержаться в отдельной публикации. В заключение автор пользуется случаем поблагодарить Б.Л.Воронова, Р.Э.Каллош, Д.А.Киржница, Р.Крюзера, А.М.Полякова, И.В.Тютина, В.Я.Файнберга, В.П.Фролова,

А.С.Шварца и М.А.Шифмана за многократное обсуждение вопросов, связанных со структурой вакуума в калибровочных теориях и космологией.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 октября 1979 г.

Литература

- [1] G.'t Hooft. Phys. Rev. Lett., 37, 8, 1976; R.Jackiw, C.Rebbi. Phys. Rev. Lett., 37, 172, 1976; C.Callan, R.Dashen, D.Gross. Phys. Lett., 63B, 334, 1976.
 - [2] R.D.Peccei, H.R.Quinn. Phys. Rev., D16, 1791, 1977.
 - [3] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 40, 223, 1978; F.Wilczek. Phys. Rev. Lett., 40, 279, 1978.
 - [4] M.Greuts, T.N.Tudron. Phys. Rev., D16, 2978, 1977; C.Callan, R.Dashen. D.Gross. Phys. Rev., D17, 2717, 1978.
 - [5] S.N.Vergeles. Nucl. Phys., B152, 330, 1979.
 - [6] M.A.Shifman, A.I.Vainstein, V.I.Zakharov. Preprint ITEP-64, 1979.
 - [7] "Черные дыры". Сб. статей, М., изд. Мир, 1978.
-