Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 2, стр. 69 – 71 *25 января 1990 г.*

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В ТРЕХМЕРНОЙ СКАЛЯРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

С.Ю.Хлебников

Обнаружено, что в 2 + 1 абелево хиггсовской системе радиационные поправки индуцируют спонтанное нарушение четности. Затравочный топологический член развивается до фиксированного значения, зависящего от знака, но не от величины затравочного коэффициента.

Калибровочные теории в 2 + 1-мерии могут содержать в действии топологический член [1], нарушающий *P*- и *T*-симметрии. Такой член возникает, например, за счет радиационных поправок в электродинамике массивных фермионов [2]. В последнее время стало популярным привлечение топологических лагранжианов в контексте высокотемпературной сверхпроводимости [3–5]. Если топологическое действие ответственно за сверхпроводимость, то по крайней мере часть его должна набираться при металлизации и быть связана с низколежащими возбуждениями, которые переносят заряд в металлической (сверхпроводящей) фазе. Это могут быть куперовские пары или гипотетические бесспиновые бозоны (холоны) теории ***RVB***. Возникает вопрос, могут ли скалярные частицы индуцировать топологический член.

В отличие от электродинамики фермионов, масса которых в трехмерии нарушает *P* и *T*, скалярная теория не содержит явного нарушения четности. Мы покажем, однако, что при введении в исходный лагранжиан затравочного топологического члена

$$L_{CS} = \frac{\kappa_0}{2}\epsilon^{\mu\nu\lambda}A_\mu\partial_\nu A_\lambda, \tag{1}$$

в однопетлевом приближении возникает такая же структура, но с $\kappa_0 \to \kappa$, где в пределе сильной связи

$$\kappa = \frac{2}{3\pi}\frac{\kappa_0}{|\kappa_0|}\ . \tag{2}$$

(Ср. с вкладом массивного фермиона [2]: $\kappa_F = (1/4\pi)m/|m|$). Полученное выражение не зависит от величины затравочного коэффициента и свидетельствует о спонтанном нарушении четности.

Рассмотрим 2 + 1 абелеву хиггсовскую систему с затравочным топологическим членом (1):

$$L = -\frac{1}{4e^2}F^2_{\mu\nu} + \frac{\kappa_0}{2}\epsilon^{\mu\nu\lambda}A_\mu\partial_\nu A_\lambda + |D_\mu\Phi|^2 - \lambda(\Phi^*\Phi - c^2)^2 + L_{gf}, \tag{3}$$

где $D_\mu = \partial_\mu - iA_\mu$, L_{gf} фиксирует калибровку (может содержать духи). Интересующая нас структура в векторном пропагаторе не зависит от калибровки и есть

$$D_{\mu\nu}(k) = e^4 \kappa_0 \epsilon^{\mu\nu\lambda} \frac{k_\lambda}{(m_W^2 - k^2)^2 - \kappa_0^2 e^4 k^2}. \quad (4)$$

В однопетлевом эффективном действии вклад, пропорциональный ϵ-тензору появляется из диаграммы рисунка (вершины пропорциональны скалярному конденсату). Вводя коэффициент κ аналогично κ_0 в (1), представим результат вычислений в виде

$$\kappa = \frac{4e^2}{3\pi^2} m_W^2 \kappa_0 I(\kappa_0), \quad I(\kappa_0) = \int_0^\infty dq \frac{q^4}{(m_H^2 + q^2)^2((m_W^2 + q^2)^2 + \kappa_0^2 e^4 q^2)}, \quad (5)$$

где $m_W \equiv \sqrt{2} ec$, m_H – масса хиггсовского бозона.

Если e^2 – конечно, то при $\kappa_0 \to 0$ интеграл (5) стремится к конечному значению, следовательно $\kappa \to 0$. Нестабильность возникает в пределе $e^2 \to \infty$, т.е. в теории без древесного кинетического члена $\propto F_{\mu\nu}^2$. Теперь топологический член является старшим по производным и не может быть исключен безболезненно. При $\kappa_0 \to 0$

$$I(\kappa_0) = \int_0^\infty dq \frac{1}{m_W^2 + \kappa_0^2 e^4 q^2} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{m_W^2 e^2 |\kappa_0|}. \quad (6)$$

откуда следует (2). Заметим, что полученное решение находится в области сильной связи: из $e^2 \gg m_W$ следует $e \gg c$. Тем не менее оно корректно в силу неренормализационных теорем [6], утверждающих, что в отсутствие безмассовых полей материи высшие петли не дают вклада, пропорционального ϵ-тензору. (В нашем случае в R_ξ-калибровке при $\xi \neq 0$ нет ни одной безмассовой линии). Калибровочная теория без древесного кинетического члена выглядит непривычно (хотя CP-модели являются примером), но именно в таком виде она возникает в моделях ВТСП (например, [3,4]). Существенно, что такая теория (при наличии топологического слагаемого) является перенормируемой. В отличие, скажем, от 3 + 1 КЭД радиационные поправки не дают расходящихся вкладов, пропорциональных $F_{\mu\nu}^2$. Конечные вклады такого вида появятся из петель, но они уже не смогут уничтожить нестабильность в силу тех же теорем [6].

Таким образом, мы показали, что система (3) при $e^2 \to \infty$ неустойчива по отношению к спонтанной генерации топологического действия. Представляет интерес понять, не происходит ли подобное в CP^1-модели, используемой при описании двумерного антиферромагнетика.

Автор благодарен А.И.Бочкареву, В.А.Рубакову и М.Е.Шапошникову за обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Shonfeld J.* Nucl. Phys. B, 1981, **185**, 157; *Deser S. et al.* Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 975; Ann. Phys., 1982, **140**, 372.
2. *Redlich A.N.* Phys. Rev. Lett., **1984, 52,** 18; Phys. Rev. D, 1984, **29**, 2366; *Niemi A.J., Semenoff G.W.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 2077.
3. *Dzyaloshinskii I. et al.* Phys. Lett. A, 1988, **127**, 112; *Wiegmann P.B.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 821; *Дзялошинский И.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 650.
4. *Wen X.G. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **39**, 11413; *Wen X.G., Zee A.* Phys. Rev. Lett., 1989, **62**, 2873.

5. *Хлебников С.Ю.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 628.
6. *Coleman S., Hill B.* Phys. Lett. B, 1985, **159**, 184; *Kao Y., Suzuki M.* Phys. Rev. D., 1985, **31**, 2137; *Bernstein M., Lee T.* Phys. Rev. D, 1985, **32**, 1020; *Semenoff G.W. et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, **62**, 715.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 декабря 1989 г.