Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 9, стр. 531 – 533 *5 мая 1976 г.*

О ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПО ПЛОТНОСТИ ФЕРМИОНОВ В МОДЕЛЯХ СО СПОНТАННЫМ НАРУШЕНИЕМ КАЛИБРОВОЧНЫХ И КИРАЛЬНЫХ ГРУПП СИММЕТРИИ

И.В.Криве, Е.М.Чудновский

Показано, что поведение калибровочных моделей со спонтанным нарушением симметрии в пределе высокой плотности вещества зависит от соотношения между константами взаимодействия векторных и спинорных частиц со скалярным полем. Существование в модели Вайнберга фазового перехода по плотности при сжатии электронейтральной материи возможно лишь при сравнимых барионных и лептонных зарядах вещества.

В последнее время неоднократно обсуждался вопрос о фазовых переходах по плотности фермионов в калибровочных моделях со спонтанным нарушением симметрии. Первое утверждение о возможности такого перехода принадлежит Харрингтону и Илдицу [1]. Как было позднее показано Линде [2] в модели Хиггса [3] с безмассовыми фермионами, взаимодействующими с массивным векторным полем, при увеличении плотности фермионов имеет место эффект, обратный указанному в [1]: среднее скалярное поле монотонно возрастает. Последнее связано с тем, что слабый заряд фермионов в калибровочных теориях индуцирует противоположный ему слабый заряд скалярных частиц. (Этот эффект, возникающий уже в древесном приближении, не учитывался в [1]).

В современных моделях слабого и электромагнитного взаимодействия массы фермионов вводятся инвариантным образом за счет взаимодействия со скалярным полем, обладающим ненулевым вакуумным ожиданием. Мы показываем, что при наличии массивных фермионов в зависимости от соотношения между константами взаимодействия скалярных ϕ, спинорных ψ и векторных A_μ полей могут иметь место обе ситуации, рассмотренные в работах [1] и [2]. В рамках модели Вайнберга существование фазового перехода при сжатии электронейтральной материи зависит от соотношения между лептонным и барионным зарядами вещества.

Проиллюстрируем это на примере спонтанного нарушения $U(1)\otimes U(1)$ калибровочной симметрии. Лагранжиан такой модели имеет вид

$$L = -\frac{1}{4}\sum_{j=L,R}\{F_{\mu\nu}(A^j)\}^2 + (D_\mu\phi)^+(D_\mu\phi) + \mu^2\phi\phi^+ - \lambda(\phi\phi^+)^2 +$$
$$+\sum_{j=L,R}\bar{\psi}_{(j)} i\gamma_\mu[\partial_\mu - ig_{(j)}A_\mu^{(j)}]\psi_{(j)} - h(\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi^+\psi_L), \tag{1}$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, $D_\mu \equiv \partial_\mu - ig_L A_\mu^L + ig_R A_\mu^R$, индексы L и R относятся к полям, преобразующимся по представлениям левой и правой групп симметрии.

В пределе высокой плотности фермионов эффективный потенциал рассматриваемой системы полей в квазиклассическом приближении в унитарной калибровке имеет вид

$$\Omega = -(g_L^2 + g_R^2)\rho^2 Z_0^2 - \mu^2\rho^2 + \lambda\rho^4 - Z_0(g_L^2 n_L - g_R^2 n_R)/\sqrt{g_L^2 + g_R^2} +$$

$$+ \sum_{j=L,R} \int^{k_F^{(j)}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sqrt{\mathbf{k}^2 + h^2\rho^2}\ , \qquad (2)$$

где $\rho = |\phi|$, $Z_\mu = (g_L A_\mu^L - g_R A_\mu^R)/\sqrt{g_L^2 + g_R^2}$ – комбинация векторных полей, приобретающая массу, $n_{L,R}$ – плотность фермионов со спиральностью ∓ 1, $k_F^{(j)} = (6\pi^2 n^j)^{1/3}$ – граничные фермиевские импульсы. Первые три члена в (2) соответствуют обычному древесному приближению, последнее слагаемое отвечает энергии вырожденного газа левых и правых фермионов с массой $m = h\rho$.

Поскольку слабый заряд $Q_W \sim (g_L^2 n_L - g_R^2 n_R)$ фермионов, взаимодействующих с массивным векторным полем, не сохраняется, в основном состоянии он должен находиться из условия минимума эффективного потенциала при заданном полном числе фермионов $n = n_L + n_R$. Варьируя (2) по всем независимым переменным Z_0, ρ, n_L, легко найти их зависимость от плотности фермионов n. Легко видеть, что в случае слабого отличия констант g_L и g_R.

$$\left|\frac{g_L}{g_R} - 1\right| < \frac{3h}{4\pi} \qquad (3)$$

существует критическая плотность фермионов n_c, выше которой среднее скалярное поле равно нулю

$$n_c = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{\mu}{h}\right)^3 \frac{\sqrt{2}\,(g_L^2 + g_R^2)}{\left\{g_L^{4/3} + g_R^{4/3} - 8\pi^2 n^{-1}(g_L^{2/3} - g_R^{2/3})^2\right\}^{3/2}} . \qquad (4)$$

При равенстве констант $g_L = g_R$ (когда $n_R = n_L = n/2$) выражение для критической плотности (4) совпадает с приведенным в [1].

При соотношении между g_L и g_R обратном (3) фазовый переход не происходит. В пределе сильного отличия констант $g_L >> g_R$ при асимптотически больших плотностях $n >> (\mu/h)^3$ среднее скалярное поле возрастает с увеличением плотности

$$\rho(n) = 2^{-7/2}\lambda^{-1/6}\left\{1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{6\pi^2}\right)^{1/3}\right\} n^{1/3} . \qquad (5)$$

В этом пределе числа фермионов с различной спиральностью отличаются друг от друга на величину

$$n_R - n_L = \frac{3}{2}\left(\frac{\lambda}{6\pi^2}\right)^{1/3} n \ . \qquad (6)$$

Заметим, что выражения (4) – (6) приведены нами в предположении $\lambda > h^2$, являющимся одним из условий стабильности и вакуума (см. в связи с этим [4]) в модели Хиггса с фермионами.

Более реалистичной моделью для описания рассмотренных выше эффектов является модель Вайнберга [5] со спонтанным нарушением $SU(2) \otimes U(1)$. Наибольший интерес применительно к космологическим задачам (эволюция Вселенной, гравитационный коллапс) представляет рассмотрение сжатия электронейтральной материи. Эта задача может быть решена в модели Вайнберга с включением адронов [6]. Вычисления, совершенно аналогичные проведенным выше для $U(1)\times U(1)$ модели, но со значительно большим числом переменных (плотности лептонов и адронов с различной спиральностью) приводят к следующим результатам[1)]: если плотности лептонов и адронов сильно отличаются друг от друга (например, во Вселенной с большим избытком нейтрино [2]), среднее скалярное поле возрастает с увеличением плотности; в случае, когда лептонные и барионные заряды примерно одинаковы, возможен фазовый переход по плотности в состояние с восстановленной симметрией вакуума.

Авторы благодарны А.И.Ахиезеру, Д.В.Волкову, А.Д.Линде и Л.Б.Окуню за полезные обсуждения и ценные советы.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
19 февраля 1976 г.
26 марта 1976 г.

Литература

[1] B.J.Harrington, A.Yildiz. Phys. Rev. Lett., 33, 324, 1974.

[2] A.D.Linde, P.N.Lebedev. Phys. Inst., Preprint №25, 1975.

[3] P.W.Higgs. Phys. Rev., 145, 1156, 1966.

[4] A.D.Linde, P.N.Lebedev. Phys. Inst., Preprint №123, 1975; Письма в ЖЭТФ, 23, 73, 1976.

[7] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967.

[6] S.Weinberg. Phys. Rev., 15, 1412, 1972.

[1)] Подробные вычисления ввиду их громоздкости будут опубликованы отдельно.