Краткие сообщения по физике № 2-1986 г.

УДК 530.145

О ВЫНУЖДЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ W–БОЗОНОВ ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

О.К. Калашников, У. Перес Рохас*

Найдены параметры заряженного W-конденсата при $T \neq 0$. Условие равновесия фаз изучено для обобщенной модели Вайнберга – Салама, сохраняющей лептонный заряд и полную электронейтральность.

В работе /1/ было показано, что конденсация W-бозонов при температуре T = 0 может генерироваться внешней лептонной плотностью, если одновременно сохранять полную электронейтральность теории. Конденсация W-бозонов является вынужденной и сохраняется при $T \neq 0$, но ее фазовый портрет усложняется корреляцией с механизмом спонтанного нарушения симметрии. При $T \neq 0$ возможны также и другие виды бозе-конденсации как калибровочных /2,3/, так и скалярных полей /4/, которые могут конкурировать с W-конденсацией. Однако выяснение параметров заряженного W-конденсата представляет для ТВО важную и актуальную задачу. Представленное здесь ее решение для модели Вайнберга – Салама практически модельно независимо и позволяет определить параметры заряженного W-конденсата при всех $T \neq 0$.

Модель Вайнберга – Салама рассматривается в упрощенном виде. Сохранена только часть лептонного сектора, соответствующая электрослабому взаимодействию электрона с нейтрино и полностью опущен адронный сектор. Все обозначения для лагранжиана общеприняты

$$\mathcal{L} = -(1/4)(G_{\mu\nu})^2 - (1/4)F^2_{\mu\nu} - \bar{\psi}_L\gamma_\mu\nabla^F_\mu\psi_L - \bar{e}_R\gamma_\mu(\partial_\mu + ig'B_\mu)e_R -$$
$$- |(\nabla^S_\mu\phi)|^2 - \lambda_1(\bar{\psi}_L\phi e_R + \bar{e}_R\phi^+\psi_L) - V(\phi), \tag{1}$$

многие детали, относящиеся к его квантованию и реализации механизма Хиггса, можно найти в работе /5/. После спонтанного нарушения симметрии, которое определяется параметром ζ,

$$\sqrt{2}\phi = \begin{pmatrix} \sqrt{2}\,ih^+ \\ \zeta + (\sigma - ih_3) \end{pmatrix}, \quad h^\pm = (h_1 \pm ih_2)/\sqrt{2}$$

и обеспечивает минимум древесного эффективного потенциала

$$V(\phi) = (\lambda_2^2/2)(\phi^+\phi)^2 - (a^2/2)(\phi^+\phi),$$

только одно калибровочное поле ($A_\mu = W^3_\mu\sin\theta + B_\mu\cos\theta$) остается безмассовым; все остальные поля массивны и их пропагаторы легко находятся в явном виде после фиксации калибровки /5/.

Матрица плотности для модели (1) в наиболее общем виде доопределяется тремя химическими потенциалами (двумя "бозонными" и одним "небозонным") и строится стандартным образом /6/. После интегрирования по каноническим импульсам производящий функционал записывается в терминах эффективного лагранжиана /6,7/:

$$Z(\zeta, \mu_i|\beta) = N(\beta)\int D\phi_i\,\delta(G_i)\,\mathrm{Det}\,M\exp\left(-\int_0^\beta d^4x\mathcal{L}_{ef}\right), \tag{2}$$

где $N(\beta)$ – температурно-зависящая константа; ϕ_i – конденсированное обозначение для всех полей теории; $G_i = 0$ – калибровочные условия; Det M – обычный детерминант фиктивных частиц. Эффективный

* Институт математики, кибернетики и вычислений АН Кубы, Гавана.

лагранжиан в (2) получается из (1) простыми заменами $W_4^3 \to W_4^3 + i\mu_1/g$, $B_4 \to B_4 + i\mu_2/g'$, $\partial_\rho \nu_L \to$ $\to (\partial_\rho - \mu_2 \delta_{4\rho})\nu_L$, $\partial_\rho e_{L,R} \to (\partial_\rho - \mu_2 \delta_{4\rho}) e_{L,R}$, что приводит к соответствующему переопределению всех ковариантных производных. Модель (1) доопределена двумя химическими потенциалами: μ_1 — связывается с электрическим зарядом; μ_2 — с лептонным зарядом и $\mu_3 \equiv 0$. При надлежащем выборе калибровки /5/ введение μ_1/g в $G_{\mu\nu}$ переопределяет пропагатор $W^\pm$-бозонов, и μ_1 становится их химическим потенциалом ($\mu_1 = \mu_W$) в обычном смысле. Также можно установить, что μ_2 и $\mu_e = \mu_1 + \mu_2$ являются химическими потенциалами нейтрино и электрона соответственно. Вид лагранжиана взаимодействия фиксирует уравнение "химического" равновесия между введенными потенциалами

$$\mu_e + \mu_{\overline{\nu}} = \mu_{W^-}, \tag{3}$$

причем химический потенциал частицы отличается знаком от потенциала античастицы.

Вычисление однопетлевого эффективного потенциала предполагает разложение $\mathcal{L}_{ef}$ около основного состояния $\phi_0 = (0, \zeta/\sqrt{2})$ и явное использование специальных калибровочных условий /5/:

$$(\partial_\nu \pm \mu_1 \delta_{4\nu}) W_\nu^\pm - m_W h^\pm = 0,$$

$$\partial_\mu Z_\mu + m_Z h^3 = 0, \quad \partial_\nu A_\nu = 0.$$

Результат вычислений имеет следующий вид:

$$V = \lambda_2 \zeta^4/8 - a^2 \zeta^2/4 + \Omega, \tag{4}$$

где Ω удобно параметризовать двумя отдельными суммами

$$\Omega = \sum_{i=1}^{n} \Omega_i^c + \sum_{j=1}^{m} \Omega_j^N, \tag{5}$$

учитывающими раздельно вклады от n заряженных и m нейтральных полей соответственно. В (5) Ω_i^c (где $i = e, \nu, W^\pm$) имеют следующий вид:

$$\Omega_i^c = (\eta_i/8\pi^3\beta) \int d^3p[\ln(1 + \sigma_i \exp[-(\epsilon_i - \mu_i)\beta])(1 + \sigma_i \exp[-(\epsilon_i + \mu_i)\beta]) + \beta\epsilon_i], \tag{6}$$

где $\eta_i (= 2,1,3)$; $\sigma_i (= 1,1,-1)$ — численные коэффициенты; $\epsilon_i (= \sqrt{p^2 + m_i^2})$ — спектры возбуждений заряженных полей ($m_\nu^2 = 0$, $m_e = \lambda_1 \zeta$ и $m_{W^\pm} = g\zeta/2$). Нейтральные поля ($j = \sigma$, A, Z) дают в (5) вклад, аналогичный (6):

$$\Omega_j^N = (a_j/8\pi^3\beta) \int d^3p[\ln(1 - \exp[-\zeta_j\beta]) + \beta\epsilon_j],$$

где $a_j (= 1,2,3)$ — численные коэффициенты, учитывающие число степеней свободы соответствующих полей; $\epsilon_j (= \sqrt{p^2 + m_j^2})$ — их спектры ($m_\sigma^2 = 3\lambda_2\zeta^2/2 - a^2/2$, $m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2}\,\zeta/2$).

Новые условия экстремума эффективного потенциала (4) находятся его дифференцированием по ζ, μ_1 и μ_2

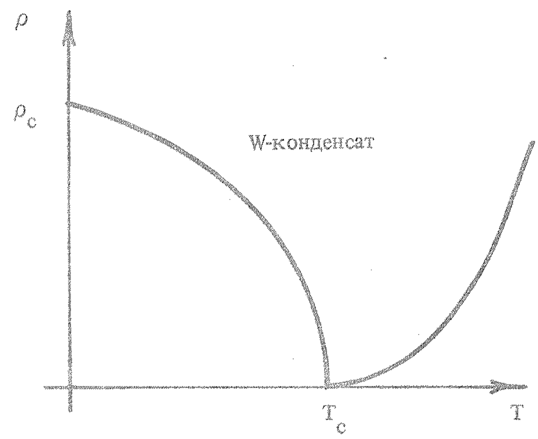
$$\lambda_2 \zeta^3 - a^2 \zeta + 2\partial\Omega/\partial\zeta = C, \tag{7}$$

$$N_e + N_W = Cg/2, \quad N_e + N_\nu = \rho, \tag{8}$$

и должны определять минимум V при $0 \ll T \ll T_B$ (T_B — точка бозе-конденсации). Все N_j в (8) определены стандартным образом

$$N_j = \eta_j (2\pi)^{-3} \int d^3p(n_j^+ - n_j),$$

где $n_j^{\pm} = [1 + \sigma_j \exp(\epsilon_j \mp \mu_j)\beta]$. Две новые константы C и ρ, введенные в (7) и (8), определяют фиксированные извне плотности электрического и лептонного заряда. Уравнения (7), (8) должны решаться совместно с условием "химического" равновесия фаз (3). Их численное решение для случая $C \equiv 0$ представлено на рис. 1. Асимптотики этого графика в двух предельных случаях $T \to 0$ и $T \to T_c$ исследованы аналитически.



Р и с. 1. Фазовый портрет заряженного W-конденсата: $\rho_c = m_W^3/6\pi^2$ – критическая лептонная плотность /1/, $T_c = a\sqrt{12/\alpha}$ – температура восстановления симметрии.

В пределе T = 0 имеем результат работы /1/. Заряженный W-конденсат генерируется конечной лептонной плотностью (начиная с $\rho_c = m_W^3/6\pi^2$) и необходим для компенсации полного электрического заряда электронной подсистемы. При увеличении T масса W-бозонов уменьшается и возникает тенденция к более "легкой" индуцированной конденсации W-бозонов при меньшей (чем ρ_c) плотности лептонов. Эта тенденция оказывается верной и подтверждается как численными, так и аналитическими вычислениями вблизи T = 0 и при $T \to T_c$. В случае низких температур основной вклад при вычислении Ω в (6) связан с W-бозонами

$$(2^{3/2}/3)\,\Delta\Omega_W = -\,(m^{3/2}T^{5/2}/\pi^{3/2})\exp[-\beta(m_W - \mu_W)], \tag{9}$$

и уравнение (7) упрощается при вычислении производной $\partial\Omega/\partial\zeta$ с помощью (9). Учитывая, что на кривой конденсации $m_W = \mu_W$, находим $d\zeta/dT = -b^2 g^{5/2}(T/\zeta_0)^{1/2}$, следовательно $d\rho/dT < 0$, так как $\rho \approx$ $\approx g^3\zeta^3/48\pi^3$.

Вблизи T_c система уравнений (3), (7), (8) также упрощается. Здесь $\partial\Omega/\partial\zeta \approx \alpha T^2/12$, а уравнения (3), (8) анализируются с помощью высокотемпературной асимптотики $\mu(T)$. При $T \to T_c$ $m_W = g\zeta/2 = N_W/2T^2$ и, приближенно, возникает одно уравнение, позволяющее определить граничное поведение $\rho(T)$: $\rho(T) =$ $= k^2T^2\sqrt{T_c^2 - T^2}$, где k^2 – коэффициент, не зависящий от температуры. Критическая температура $T_c =$ $= a\sqrt{12/\alpha}$ совпадает с обычным значением критической температуры восстановления симметрии для модели Вайнберга – Салама (здесь $\alpha = 3\lambda_2 + 6e^2\cos^2\theta/\sin^2 2\theta$).

При $T > T_c$ плотность конденсата можно оценить, сравнивая высокотемпературную асимптотику $\mu(T) \propto$ $\propto \rho/T^2$ с радиационной массой $m_W \sim gT$. Найденная кривая $\rho \propto T^3$ (рис. 1) определяет высокотемпературную границу W-конденсата, который существует при всех $\rho > 0$. При $\rho < \rho_c$ с понижением температуры конденсат полностью испаряется, но при $\rho \geqslant \rho_c$ существует также и в пределе T = 0.

Авторы благодарны Е.С.Фрадкину и А.Д.Линде за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. L i n d e A. D. Phys. Lett. **86B**, 39 (1979).
2. С к а л о з у б В. В. ЯФ, **35**, 782 (1982); **37**, 474, (1983); B a i l i n D., L o v e A. Nucl. Phys. **B226**, 493 (1983); A c t o r A. Phys. Lett. **157B**, 53 (1985).
3. P e r e z R o j a s H. Preprint IMACC № 1, Habana, 1985.
4. H a b e r H. E., W e l d o n H. A. Phys. Rev. **D25**, 502 (1982).
5. F r a d k i n E. S., T y u t i n I. V. Rivista Nuovo Cim., **4**, 1 (1974).
6. Ф р а д к и н Е. С. Труды ФИАН, **29**, 7 (1965).
7. K a p u s t a J. I. Phys. Rev., **24D**, 426 (1981).

Поступила в редакцию 13 декабря 1985 г.