Краткие сообщения по физике № 11-1988 г.

УДК 530. 145

КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНАЯ ФОРМУЛИРОВКА СТОХАСТИЧЕСКИ КВАНТОВАННОЙ НЕАБЕЛЕВОЙ ТЕОРИИ. ЗАВИСИМОСТЬ КОНТРЧЛЕНОВ ОТ КАЛИБРОВКИ

С.Н. Карнаухов, А.В. Субботин

В рамках калибровочно-инвариантной формулировки стохастически квантованной неабелевой теории произведены расчеты однопетлевых поправок к двухточечным функциям распространения в калибровках вида $A_5 = \alpha\partial_\mu A_\mu$ для произвольного $\alpha > 0$. Получена зависимость однопетлевых контрчленов от калибровочных параметров, обеспечивающая в данном приближении конечность всех функций Грина в неравновесной фазе.

В теории возмущений уравнение Ланжевена с добавочным членом Цванцигера /1/, описывающее эволюцию неабелевого калибровочного поля при выборе граничных условий, обеспечивающих трансляционную инвариантность при $t = -\infty$, эквивалентно производящему функционалу

$$Z[J] = N\int D(A, B)\exp[-\int[B_\mu^2 - B_\mu(\mathring{A}_\mu + \delta S/\delta A_\mu - D_\mu V) - J_\mu A_\mu]\, d^4x dt],$$

который может быть переписан в калибровочно-инвариантной форме /2, 3/. Выбирая калибровочное условие в виде $A_5 - \alpha\partial_\mu A_\mu = 0$ и учитывая тот факт, что соответствующий детерминант Фаддеева – Попова не дает вклада в теории возмущений /2, 3/, имеем:

$$Z[J] = N'\int D(A, B, A_5, d)\exp[-\int[B_\mu^2 - B_\mu(F_{5\mu} + \delta S/\delta A_\mu) + d(A_5 - \alpha\partial A) - JA]\, d^4x dt]. \qquad (1)$$

Это выражение содержит произвол, связанный с интегральным представлением δ-функции. Действительно, при замене $d \to d + F(A, B)$ для произвольного $F(A, B)$ после интегрирования по d и A_5 в силу $A_5 - \alpha\partial_\mu A_\mu = 0$ приходим к одному и тому же выражению. Такой произвол имеет важное значение для последовательного проведения программы перенормировок в данной записи /1/ теории.

Средние любых величин по распределению /1/ не зависят от выбора $F(A, B)$. Для простейшего локального выбора $F(A, B) = \beta(\partial B) + \lambda[A, B]$ непосредственным дифференцированием получим

$$(\partial/\partial\beta)\langle\Phi\rangle_{\alpha,\beta,\lambda} = (\partial/\partial\lambda)\langle\Phi\rangle_{\alpha,\beta,\lambda} = 0,$$

где Φ – любой функционал полей A_μ, A_5, B_μ; $\langle\Phi\rangle_{\alpha,\beta,\lambda}$ – его среднее, вычисленное в калибровке с фиксированными параметрами α, β, λ. Но так как для любого $F(A, B)$ пропагаторы полей имеют один и тот же вид, изображенный на рис. 1, значения "ампутированных" диаграмм также не зависят от параметров β и λ, т. е. вклады от добавочных вершин при $\lambda \neq 0$ взаимно компенсируются, и теория возмущений оказывается нечувствительной к выбору этих параметров в правилах Фейнмана, что позволяет с самого начала положить $\lambda = 0$ (рис. 2). Однако константы перенормировок зависят от значений β и λ.

Все расходящиеся диаграммы, дающие вклад в поправки к двухчастичным функциям распространения, имеют вид, изображенный на рис. 3. Обозначим $G_{AB} = \delta_{\mu\nu}Ak^2 + Bk_\mu k_\nu + Ci\omega\delta_{\mu\nu}$; $G_{A_5B} = Di\,k_\mu$; $G_{BB} = E\delta_{\mu\nu}$, где расходящиеся коэффициенты A, B, C, D, E в размерной регуляризации имеют вид простых полюсов по $\epsilon = (4 - d)/2$, где d – нецелая размерность импульсного пространства.


$$\equiv \langle A_\mu A_\nu \rangle = \frac{2T_{\mu\nu}}{\omega^2 + \kappa^4} + \frac{2L_{\mu\nu}}{\omega^2 + a^2\kappa^4}$$


$$\equiv \langle A_\mu B_\nu \rangle = \frac{T_{\mu\nu}}{i\omega + \kappa^2} + \frac{L_{\mu\nu}}{i\omega + a\kappa^2}$$


$$\equiv \langle A_\mu A_5 \rangle = \frac{-2ai\kappa_\mu}{\omega^2 + a^2\kappa^4}$$

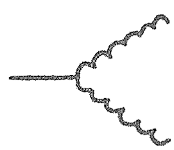
$$T_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} - \frac{\kappa_\mu\kappa_\nu}{\kappa^2}$$

$$\equiv \langle A_5 B_\mu \rangle = \frac{i\kappa_\mu}{i\omega + a\kappa^2}$$

$$L_{\mu\nu} = \frac{\kappa_\mu\kappa_\nu}{\kappa^2}$$


$$\equiv \langle A_5 A_5 \rangle = \frac{2a\kappa^2}{\omega^2 + a^2\kappa^4}$$

Рис. 1.


$$= \frac{ig}{2}\, t^{abc}\left[(p-\kappa)_\mu\delta_{\nu\lambda} + (\kappa - q)_\nu\delta_{\mu\lambda} + (q-\kappa)_\lambda\delta_{\mu\nu}\right]$$

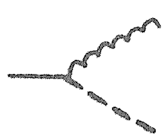
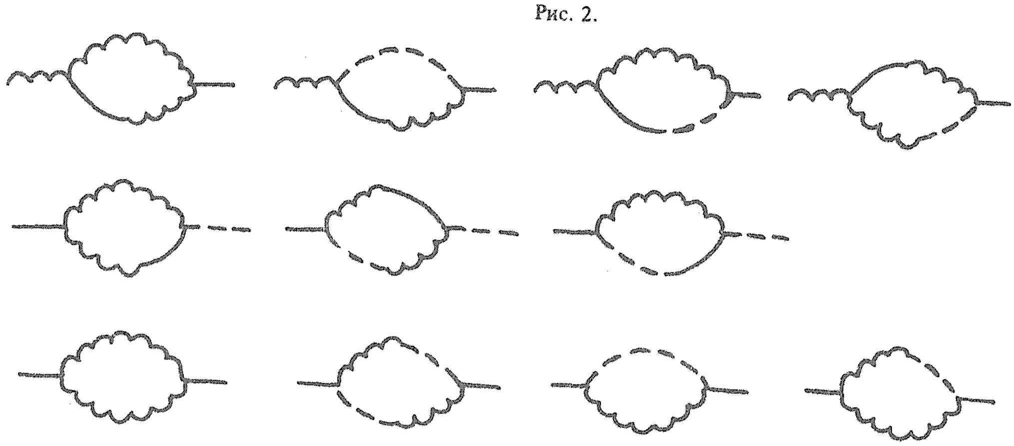

$$= g t^{abc}\delta_{\mu\nu}$$

Рис. 2.



G_{AB}

G_{BA_5}

G_{BB}

Рис. 3.

В результате детальных вычислений получим:

$$A = (3\xi/4 - 67/24 + 5/8\xi)C_\epsilon, \qquad D = (-1/2 + 1/2\xi)C_\epsilon,$$
$$B = (35/12 - 3\xi/4 - 5/8\xi)C_\epsilon, \tag{2}$$
$$C = (3\xi/4 - 5/8 + 5/8\xi)C_\epsilon, \qquad E = (-1/2 - \xi^{-1})C_\epsilon,$$

где $\xi = a/(a+1)$, $C_\epsilon = (g^2/16\pi^2\epsilon)\delta^{ab}C_2(G)$.

Константы перенормировок полей и параметров есть функции этих расходящихся величин и калибровочных параметров α и β. Соответствующую систему уравнений можно получить /3/, приравняв поправки к функциям распространения, выраженные через коэффициенты A, B, C, D, E, поправкам, выраженным через константы $z_i = Z_i - 1$ квадратичной части перенормированного эффективного лангранжиана:

$$\mathcal{L}^{R} = Z_1 B_\mu^2 - Z_2 \left(B_\mu (\mathring{A}_\mu - Z_3 (\delta_{\mu\nu}\partial^2 - \partial_\mu \partial_\nu) A_\nu - Z_4 \partial_\mu A_5\right) +$$
$$+ \left(d + \beta Z_5 (\partial B)\right) \left(Z_6 A_5 - \alpha Z_7 (\partial A)\right), \tag{3}$$

которые выражаются через константы перенормировок полей и параметров. При $\beta = 0$ условием разрешимости системы относительно z_i будет уравнение $A + B = 0$, которое, как видно из /2/, не выполняется ни при каком α. Таким образом, введение в /1/ добавочного члена $\sim \beta(\partial B)(A_5 - \alpha \partial A)$; $\beta \neq 0$ обязательно для сохранения мультипликативной перенормируемости в любой калибровке*. При $\beta \neq 0$ получим однозначно

$$z_A = -2A - E = (-3\xi/2 + 73/12 - 1/4\xi)C_\epsilon;$$
$$z_\gamma = -(13/6)C_\epsilon; \quad z_B = (-1/2 - \xi^{-1})C_\epsilon;$$
$$z_\alpha = (1 - \xi^{-1})(A + B) + (A - D) = (3\xi/4 - 13/6)C_\epsilon;$$
$$z_d = -z_5 = E + 2D - 2(1 - \xi^{-1})(A + B) = (-7/4 + 1/4\xi)C_\epsilon;$$
$$z_\beta = (1 - \xi^{-1})(1 - \beta)(A + B)/\beta + D = [(1 - \beta)(1 - \xi^{-1})/8\beta + (1/2\xi - 1/2)]C_\epsilon.$$

В равновесной фазе имеем: $Z_\alpha^{eq} = Z_\alpha$, $Z_A^{eq} = Z_A Z_\gamma = 1 + (-18\xi + 47 - 3\xi^{-1})C_\epsilon/12$, что согласуется с результатом /5/.

Таким образом, получена зависимость констант перенормировок двухточечных функций Грина от калибровочных параметров. Перенормировка кинетического коэффициента Z_γ по своему смыслу не должна зависеть от выбора калибровки, что подтверждается нашими вычислениями.

Калибровка $\alpha = \infty$, отвечающая поперечным пропагаторам, приводит к отсутствию продольных поправок к равновесной функции распространения поля A_μ. Однако нельзя до проведения всех вычислений положить $\alpha = \infty$ из-за возникающих в некоторых диаграммах сингулярностей.

Авторы благодарны В.Я. Файнбергу за плодотворные обсуждения и стимулирующий интерес к работе. Один из авторов (А.В. Субботин) благодарен А.Н. Кузнецову за консультацию по поводу /4/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zwanziger D. Nucl. Phys., B192, 259 (1981); Zwanziger D., Baulieu L. Nucl. Phys., B193, 163 (1981).
2. Гаджиев С. А., Субботин А. В., Файнберг В. Я. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 44 (1988).
3. Fainberg V. Ya., Subbotin A. V. Int. Journ. of Mod. Phys. A, 1988.
4. Воронов Б. Л., Тютин И. В. Препринт ФИАН № 137, 253, М., 1978.
5. Muñoz-Sudupe A., Fernandez L. A. Phys. Rev., D 36, 510 (1987).

Поступила в редакцию 15 июня 1988 г.

* Без введения этого члена возникла бы немультипликативная перенормировка поля d /4/.