

Однопетлевые расходимости в шестимерной суперсимметричной теории Янга-Миллса с высшими производными

Будёхина Александра

Томский Государственный Педагогический Университет

Введение и мотивация

- Основная мотивация изучения квантовой структуры таких теорий обусловлена их связью с низкоэнергетическим пределом теории суперструн и взаимодействием D-и M-бран, что в принципе позволяет изучать низкоэнергетические эффекты теории суперструн с помощью методов квантовой теории поля.
- Хотя суперсимметричные калибровочные теории в высших измерениях не перенормируются по индексу, прямые вычисления иногда демонстрируют сокращение некоторых расходимостей за счет суперсимметрий.
- Не смотря на то, что модели с высшими производными часто имеют в своем спектре состояния гостов, они широко используются в классической и квантовой теории поля. Существуют различные подходы к работе с полями гостов во взаимодействующих суперсимметричных (и не суперсимметричных) теориях с высшими производными, которые гарантируют, что они не вносят вклад в наблюдаемые.
- Рассматривается $6D, \mathcal{N} = (1, 0)$ суперсимметричная теория Янга-Миллса с гипермультиплетом в присоединенном представлении калибровочной группы G , сформулированная в $\mathcal{N} = (1, 0)$ гармоническом суперпространстве [1].
- Вычисление высших петель в таких теориях связано с определенными трудностями. Явный расчет многопетлевых гармонических интегралов требует разработки специальных методов, основанных на использовании различных тождеств для гармонических переменных.

6D $\mathcal{N} = (1, 0)$ SYM с высшими производными

Классическое действие представлено как сумма теории 6D $\mathcal{N} = (1, 0)$ SYM [2] и слагаемого с высшими производными, введенном в [3]

$$S_0[V^{++}] = \frac{1}{f_0^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n} \text{tr} \int \frac{d^{14}z du_1 \dots du_n}{(u_1^+ u_2^+) \dots (u_n^+ u_1^+)} V^{++}(z, u_1) \dots V^{++}(z, u_n) + \frac{1}{2g_0^2} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} (F^{++})^2 - \frac{1}{2} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} q^{+A} \nabla^{++} q_A^+, \quad (1)$$

где g_0 это безразмерная константа, f_0 это вторая константа связи обратной размерности массы. Индексы группы $SU(2)$ Паули-Гюрши преобразуются по правилу $q_A^+ = \epsilon_{AB} q^{+B}$, где $\epsilon_{12} = 1$. Аналитические суперполя V^{++} и q^+ принадлежат присоединенному представлению калибровочной группы G .

Квантование методом фонового поля

Рассматривается сектор векторного мультиплета, фоновые поля гипермультиплета $Q_A^+ = 0$. Следуя методу фонового поля (для шестимерных расширенных суперсимметричных теорий метод был представлен в [3])

$$V^{++} \rightarrow V^{++} + g_0 v^{++}, \quad q_A^+ \rightarrow q_A^+, \quad (2)$$

и раскладываем классическое действие до квадратичной по квантовым полям части, затем следуем стандартной процедуре квантования. Полное действие можно представить как сумму классического действия, слагаемого фиксации калибровки S_{gf} , действие духов Фаддеева-Попова S_{fp} , и действия для духов Нильсена-Каллош S_{nk} .

$$S_{\text{total}}^{(2)} = \frac{1}{2} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} du v_{\tau}^{++} \square^2 v_{\tau}^{++} - i \text{tr} \int d^{14}z \frac{du_1 du_2}{(u_1^+ u_2^+)^2} v_{\tau,1}^{++} [F^{++}, \nabla^{--} v^{++}]_{\tau,2} + \frac{g_0^2}{2f_0^2} \text{tr} \int d^{14}z \frac{du_1 du_2}{(u_1^+ u_2^+)^2} v_{\tau,1}^{++} v_{\tau,2}^{++} - \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} du q_A^+ \nabla^{++} q^A + \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} du \mathbf{b}(\nabla^{++})^2 \mathbf{c} + \frac{1}{2} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} du \varphi(\nabla^{++})^2 \varphi. \quad (3)$$

Однопетлевые расходимости

Однопетлевые поправки к эффективному действию можно записать в виде

$$\Delta\Gamma^{(1)}[V^{++}] = \frac{i}{2} \text{Tr}_{(2,2)} \ln \left\{ (\square_1)^2 (D_1^+)^4 \delta^{(-2,2)}(u_1, u_2) + \frac{(D_1^+)^4 (D_2^+)^4}{(u_1^+ u_2^+)^2} \left[\frac{g_0^2}{2f_0^2} + i(\nabla^{--} F^{++}) - 2 \frac{i(u_1^+ u_2^-)}{(u_1^+ u_2^+)} F^{++} \right] \delta^{14}(z_1 - z_2) \right\}, -i \text{Tr}_{(4,0)} \ln \square - i \text{Tr} \ln \nabla^{++} + i \text{Tr} \ln \nabla^{++}, \quad (4)$$

откуда сразу видно, что вклад от гостов и гипермультиплета сокращают друг друга. Используя метод собственного времени для оператора д'Аламбера и работая в рамках размерной регуляризации можно получить

$$\Delta\Gamma_{\infty}^{(1)} = \sum_{i=1}^5 \Gamma_{i,\infty} = -\frac{4C_2}{(4\pi)^3 \epsilon} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} du (F^{++})^2, \quad (5)$$

где C_2 это второй оператор Казимира в присоединенном представлении.

Две петли: пропагаторы

Пропагатор полей гипермультиплета

$$G^{(1,1)}(\zeta_1, u_1 | \zeta_2, u_2) = \frac{(D_1^+)^4 (D_2^+)^4 \delta^{14}(z_1 - z_2)}{\square (u_1^+ u_2^+)^3}. \quad (6)$$

Пропагатор гостов

$$G^{(0,0)}(\zeta_1, u_1 | \zeta_2, u_2) = -(u_1^- u_2^-) G^{(1,1)}(\zeta_1, u_1 | \zeta_2, u_2). \quad (7)$$

Пропагатор полей векторного мультиплета

$$G^{(2,2)}(\zeta_1, u_1 | \zeta_2, u_2) = -\frac{(D_2^+)^4}{\square_1^2} \delta_A^{(2,2)}(u_1, u_2) + \int du_2 \frac{(D_1^+)^4 (D_2^+)^4}{\square_1^4 (u_1^+ u_2^+)^2} \left(\frac{g_0^2}{f_0^2} + i(\nabla_2^{--} F_2^{++}) - 2i \frac{(u_1^+ u_2^-)}{(u_1^+ u_2^+)} F_2^{++} \right) \delta^{14}(z_1 - z_2). \quad (8)$$

Theorem 1: Вершинные функции

Вершины самодействия калибровочных суперполей

$$S_{\text{SYM}}^{(3)} = \frac{ig_0^3}{3f_0^2} \text{tr} \int d^{14}z \prod_{a=1}^3 du_a \frac{v_1^{++} v_2^{++} v_3^{++}}{(u_1^+ u_2^+)(u_2^+ u_3^+)(u_3^+ u_1^+)}, \quad (9)$$

$$S_{\text{SYM}}^{(4)} = \frac{g_0^4}{4f_0^2} \text{tr} \int d^{14}z \prod_{a=1}^4 du_a \frac{v_1^{++} v_2^{++} v_3^{++} v_4^{++}}{(u_1^+ u_2^+)(u_2^+ u_3^+)(u_3^+ u_4^+)(u_4^+ u_1^+)}. \quad (10)$$

$$S_{\text{HD}}^{(3)} = \frac{ig_0}{2} \text{tr} \int d^{14}z \prod_{a=1}^3 du_a \frac{(D_1^+)^4 \nabla_1^{--} v_1^{++} v_2^{++} v_3^{++}}{(u_1^+ u_2^+)^2 (u_1^+ u_3^+)^2}, \quad (11)$$

$$S_{\text{HD}}^{(4)} = \frac{g_0^2}{2} \text{tr} \int d^{14}z \prod_{a=1}^4 du_a \frac{(D_1^+)^4 v_1^{++} v_2^{++} v_3^{++} v_4^{++}}{(u_1^+ u_2^+)^2 (u_1^+ u_3^+)^2 (u_1^+ u_4^+)^2}. \quad (12)$$

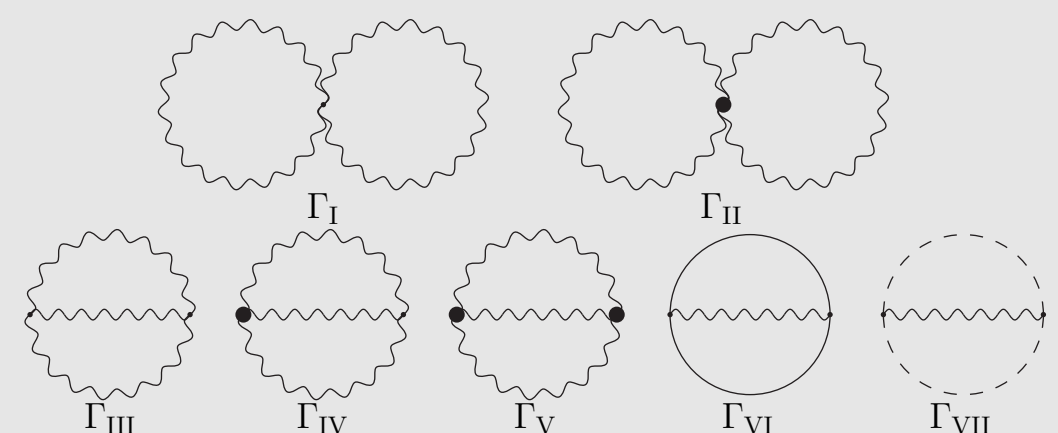
Взаимодействие калибровочного мультиплета с гипермультиплетом

$$S_{\text{hyper}}^{(3)} = \frac{g_0}{2} \int d\zeta^{(-4)} f^{IJK} q_I^{+A} v_J^{++} q_A^{+K}. \quad (13)$$

Взаимодействие калибровочного мультиплета и духов Фаддеева-Попова

$$S_{\text{ghost}}^{(3)} = \frac{g_0}{2} \int d\zeta^{(-4)} f^{IJK} (\nabla^{++} b)_I v_J^{++} c_K. \quad (14)$$

Диаграммы



Можно показать, что ни одна из диаграмм не дает вклада в расходимости.

Литература

- A. S. Galperin, E. A. Ivanov, V. I. Ogievetsky and E. S. Sokatchev, "Harmonic superspace", Cambridge, UK: Univ. Pr. (2001) 306 p.
- B. M. Zupnik, "Six-dimensional supergauge theories in the harmonic superspace," Sov. J. Nucl. Phys. **44** (1986) 512 [Yad. Fiz. **44** (1986) 794].
- E. A. Ivanov, A. V. Smilga and B. M. Zupnik, "Renormalizable supersymmetric gauge theory in six dimensions," Nucl. Phys. B **726** (2005) 131 p.
- I.L. Buchbinder, E.A. Ivanov, B.S. Merzlikin and K.V. Stepanyantz, "One-loop divergences in the $6D, \mathcal{N} = (1, 0)$ abelian gauge theory," Phys. Lett. B **763** (2016) 375, arXiv:1609.00975 [hep-th].