

**ЭФФЕКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ  
В ТРЕХМЕРНОЙ N=2 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ**

Б.С. Мерзликин

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

Россия, г.Томск, пр. Ленина, 30, 634050

E-mail: merzlikin@tpu.ru

**EFFECTIVE ACTION  
IN THREE DIMENSIONAL N=2 SUPERSYMMETRICAL ELECTRODYNAMICS**

B.S. Merzlikin

Tomsk Polytechnic University, Russia, Tomsk, Lenin str., 30, 634050

E-mail: merzlikin@tpu.ru

*Annotation: We consider the N=2 d=3 SQED and discuss the structure of the two-loop effective action of the model under consideration.*

Последнее время возрос интерес к суперсимметричным калибровочным теориям в трехмерном пространстве времени с расширенным количеством суперсимметрий [1-2]. В основном, интерес к суперсимметричным трехмерным моделям с расширенной суперсимметрией вызван изучением их связи с теорией M2 бран [1-2].

В этой статье мы кратко обсудим вопрос о структуре двухпетлевого эффективного действия в трехмерной N=2 суперсимметричной электродинамике. Рассмотрение основано на работе [3]. Все обозначения и условные сокращения также полностью совпадают с работой [3].

Классическое действие  $N = 2$ ,  $d = 3$  суперсимметричной электродинамики имеет вид

$$S_{N=2} = \frac{1}{e^2} \int d^7 z G^2 - \int d^7 z (\bar{Q}_+ e^{2V} Q_+ + \bar{Q}_- e^{-2V} Q_-) - \left( m \int d^5 z Q_+ Q_- + \text{c.c.} \right), \quad (1)$$

где  $Q_{\pm}$  киральные суперполя с противоположными зарядами по отношению к калибровочному суперполю  $V$  зарядами. Это действие может быть получено размерной редукцией из действия  $N = 1$ ,  $d = 4$  электродинамики [4]. В принципе, в трехмерном пространстве-времени имеется возможность дополнить действие (1) слагаемым Черна-Саймонса  $\int d^7 z V G$ , которое не связано размерной редукцией ни с каким четырехмерным выражением. Однако, в данной работе ограничимся изучением низкоэнергетического эффективного действия в трехмерной электродинамике без слагаемого Черна-Саймонса. Отметим, что последнее не возникает как результат радиационных поправок поскольку действие (1) инвариантно относительно преобразований пространственно-временных отражений [2] (см. также работу [1] в качестве обзора).

Будем следить за частью низкоэнергетического эффективного действия, которая зависит только от калибровочного суперполя,  $\Gamma = \Gamma[V]$ , а киральное суперполе  $Q_{\pm}$  является чисто квантовым.

Представим калибровочное суперполе  $V$  в виде суммы фонового  $V$  и квантового  $V$  полей

$$V \rightarrow V + ev. \quad (2)$$

При таком расщеплении максвелловский кинетический член в (1) измениться следующим образом

$$\frac{1}{e^2} \int d^7 z G^2 \rightarrow \frac{1}{e^2} \int d^7 z G^2 + \frac{i}{e} \int d^7 z v D^\alpha W_\alpha + \frac{1}{8} \int d^7 z v D^\alpha \bar{D}^2 D_\alpha v. \quad (3)$$

Оператор  $D^\alpha \bar{D}^2 D_\alpha$  в последнем слагаемом вырожден и нуждается в фиксации калибровки. Калибровка Ферми-Фейнмана определяется действием

$$S_{gf} = -\frac{1}{16} \int d^7 z v \{D^2, \bar{D}^2\} v. \quad (4)$$

Добавляя это слагаемое к (3), получаем

$$\begin{aligned} S_{\text{quantum}} &= S_2 + S_{\text{int}}, \\ S_2 &= -\int d^7 z (v W v + Q_+ Q_+ + Q_- Q_-) - (m \int d^5 z Q_+ Q_- + \text{c.c.}), \\ S_{\text{int}} &= -2 \int d^7 z [e(Q_+ Q_+ - Q_- Q_-) v + e^2 (Q_+ Q_+ + Q_- Q_-) v^2] + O(e^3), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $Q_+$  и  $Q_-$  ковариантно (анти-)киральные суперполя по отношению к фоновому калибровочному супер полю

$$Q_+ = \bar{Q}_+ e^{2V}, \quad Q_- = Q_-, \quad \bar{Q}_- = \bar{Q}_- e^{-2V}, \quad \bar{Q}_+ = \bar{Q}_+. \quad (6)$$

Действие  $S_{\text{int}}$  определяет вершины взаимодействия, а действие  $S_2$  отвечает за пропагаторы,

$$\begin{aligned} i \langle Q_+(z) Q_-(z') \rangle &= -m G_+(z, z'), \\ i \langle Q_+(z) Q_-(z') \rangle &= m G_-(z', z), \\ i \langle Q_+(z) Q_+(z') \rangle &= G_{+-}(z, z') = G_{+-}(z', z), \\ i \langle Q_-(z) Q_-(z') \rangle &= G_{--}(z, z'), \end{aligned} \quad (7)$$

Пропагатор вещественного суперполя  $V$  имеет вид

$$2i \langle v(z) v(z') \rangle = G_0(z, z'), \quad (8)$$

$$G_0(z, z') = i \int_0^\infty ds K_0(z, z' | s) e^{-s\varepsilon}, \quad K_0(z, z' | s) = \frac{1}{(4i\pi s)^{3/2}} e^{\frac{i\rho^m \rho_m}{4s} \zeta^2 \bar{\zeta}^2}. \quad (9)$$

Здесь  $\rho^m$ ,  $\zeta^\alpha$  и  $\bar{\zeta}^\alpha$  -- компоненты суперсимметричного интервала [5,6].

Рассмотрим петлевое разложение эффективного действия в  $N=2$  суперсимметричной электродинамике [7-10],

$$\begin{aligned} \Gamma_{N=2} &= \Gamma_{N=2}^{(1)} + \Gamma_{N=2}^{(2)} + \dots, \\ \Gamma_{N=2}^{(1)} &= i \text{Tr} \ln(W_+ + m^2), \\ \Gamma_{N=2}^{(2)} &= -2e^2 \int d^7 z d^7 z' [G_{+-}(z, z') G_{+-}(z', z) + m^2 G_+(z, z') G_-(z, z')] G_0(z, z'). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\Gamma_{N=2}^{(1)}$  и  $\Gamma_{N=2}^{(2)}$  -- одно- и двухпетлевые вклады, соответственно. Ковариантный оператор Даламбера

$W_+$  был описан ранее, а функции Грина  $G_{+-}$ ,  $G_+$  и  $G_0$  выражаются через тепловые ядра. Двухпетлевое

эффективное действие  $\Gamma_{N=2}^{(2)}$  может быть представлено диаграммами Фейнмана [5-10]. Суперграфы типа «тета» соответствуют двум слагаемым в правой части (10). В принципе, имеется еще двухпетлевой суперграф с топологией «восьмерки», но он обращается в ноль поскольку суперпропагатор фотона (9) равен нулю при совпадающих суперпространственных точках. Однопетлевой вклад  $\Gamma_{N=2}^{(1)}$  был получен ранее. Мы обсудим только структуру двухпетлевой поправки  $\Gamma_{N=2}^{(2)}$ . В работе [3] было установлено что

$$\Gamma_{N=2}^{(2)} = \int d^7z [L_1(G, N) + L_2(G, N) W\bar{W} + L_3(G, N) W^2\bar{W}^2],$$

где явный вид функций  $L_1$  также представлен в работе [3].

**Благодарности:** Работа выполнена с поддержкой Российского Научного Фонда.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Intriligator K. et al. Aspects of 3d N=2 Chern-Simons-matter theories [Электронный ресурс]. – URL: <http://arxiv.org/pdf/1305.1633.pdf>
2. Aharony O. et al. 3d dualities from 4d dualities [Электронный ресурс]. – URL: <http://arxiv.org/pdf/1305.3924.pdf>
3. Buchbinder, I.L. Two-loop low-energy effective actions in N= 2 and N = 4 three-dimensional SQED /I.L. Buchbinder, B.S. Merzlikin, I.B. Samsonov // Journal of High Energy Physics. 2013. – V. 07. – № 012. – P. 1–32.
4. Seiberg N. Gauge dynamics and compactification to three-dimensions / N. Seiberg, E. Witten // Saclay, The mathematical beauty of physics. – 1996. – С. 333–366.
5. Kuzenko S. M. Low-energy dynamics in N=2 super QED: two loop approximation / S. M. Kuzenko, I. N. McArthur // Journal of High Energy Physics. – 2003. – V. 0310. – P. 029.
6. Kuzenko S. M. Supersymmetric Euler-Heisenberg effective action: two-loop results / S. M. Kuzenko, S. J. Tyler // Journal of High Energy Physics. – 2007. – V. 0705. – P. 081.
7. Kuzenko S. M. On the background field method beyond one loop: a manifestly covariant derivative expansion in super Yang-Mills theories / S. M. Kuzenko, I. N. McArthur // Journal of High Energy Physics. – 2003. – V. 0305. – P. 015.
8. Hitchin N. J. Hyperkahler metrics and supersymmetry / N. J. Hitchin, A. Karlhede, U. Lindström, M. Roč ek // Communication in Mathematical Physics – 1987. – V. 108. – P. 535–589.
9. Lindström U. Scalar tensor duality and N=1,2 nonlinear  $\sigma$ -models / U. Lindström, M. Roč ek // Nuclear Physics B. – 1983. – V. 222. – P. 285.
10. Buchbinder I. L. Ideas and methods of supersymmetry and supergravity: or a walk through superspace / I. L. Buchbinder, S. M. Kuzenko. – Bristol: IOP, 1998. – 656 p.