

О ДВУХПЕТЛЕВЫХ РАСХОДИМОСТЯХ В $6D \mathcal{N} = (1, 1)$ СУПЕРКАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ

А. С. Будехина^{а, б, 1}, *И. Л. Бухбиндер*^{а, б, 2}, *Е. А. Иванов*^{б, в, 3},
Б. С. Мерзликин^{в, з, 4}, *К. В. Степаньянц*^{в, д, 5}

^а Томский государственный педагогический университет, Томск, Россия

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^в Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

^з Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

^д Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Развит подход к вычислению двухпетлевых расходимостей эффективного действия в шестимерной $\mathcal{N} = (1, 1)$ суперсимметричной модели Янга–Миллса, сформулированной в $6D \mathcal{N} = (1, 0)$ гармоническом суперпространстве как теории взаимодействующих $\mathcal{N} = (1, 0)$ калибровочного мультиплета и гипермультиплета. Основное внимание уделяется изучению расходимостей в гипермультиплетном секторе. Разработана процедура вычисления двухпетлевого расходящегося вклада суперграфа типа ∞ в эффективное действие, зависящего только от гипермультиплета.

We develop an approach to calculate the two-loop divergences of the effective action in the six-dimensional $\mathcal{N} = (1, 1)$ supersymmetric Yang–Mills model formulated in $6D \mathcal{N} = (1, 0)$ harmonic superspace as a theory of interacting $\mathcal{N} = (1, 0)$ gauge multiplet and hypermultiplet. We pay the main attention to the study of divergences in the hypermultiplet sector. We develop a procedure for computing the two-loop divergent contribution of the infinity type supergraph to the effective action depending only on the hypermultiplet.

PACS: 11.30.Pb

ВВЕДЕНИЕ

Квантовые свойства калибровочных теорий в высших измерениях, в частности суперсимметричных теорий Янга–Миллса, давно привлекают повышенное внимание (см., например, [1–9] и ссылки там). Основная мотивация для исследования квантовой структуры таких теорий обусловлена их связями с низкоэнергетическим

¹E-mail: budekhina@tspu.edu.ru

²E-mail: joseph@tspu.edu.ru

³E-mail: eivanov@theor.jinr.ru

⁴E-mail: merzlikin@tspu.edu.ru

⁵E-mail: stepan@m9com.ru

пределом теории суперструн, что в принципе позволяет изучать низкоэнергетические эффекты теории суперструн методами квантовой теории поля. Хотя суперсимметричные калибровочные теории в высших измерениях неперенормируемы по индексу, так как степень расходимости увеличивается с ростом числа петель, прямые вычисления иногда демонстрируют неожиданное сокращение некоторых расходимостей (см., например, [7, 8]).

При изучении квантовой структуры калибровочных теорий наиболее привлекательным является формулировка теории, сохраняющая как можно большее число симметрий соответствующей классической модели. Для сохранения калибровочной симметрии в квантовой калибровочной теории удобно использовать метод фонового поля. Для сохранения явной суперсимметрии в квантовой теории наиболее плодотворным представляется off-shell суперполевым подход (см., например, [10] для $\mathcal{N} = 1$ и [11] для $\mathcal{N} = 2, 3$)¹.

В настоящей работе мы изучаем аспекты вычисления расходимостей двухпетлевого квантового эффективного действия в шестимерной калибровочной теории с максимально расширенной глобальной суперсимметрией, обозначаемой как $\mathcal{N} = (1, 1)$ SUSY [1]. Ее формулировка в терминах off-shell $\mathcal{N} = (1, 1)$ суперполей неизвестна, но существует суперполевая формулировка в $6D \mathcal{N} = (1, 0)$ гармоническом суперпространстве, где $\mathcal{N} = (1, 0)$ суперсимметрия реализована явно, а дополнительная $\mathcal{N} = (0, 1)$ суперсимметрия реализована неявно on-shell (см. [9] и ссылки там). В этом случае $\mathcal{N} = (1, 1)$ калибровочная теория есть теория взаимодействующих $\mathcal{N} = (1, 0)$ калибровочного мультиплета и гипермультиплета в присоединенном представлении.

Однопетлевые расходимости рассматриваемой теории были изучены в наших работах [12, 13]. Там показано, что существует калибровка, в которой, несмотря на то что теория неперенормируема по индексу, все расходимости вне массовой оболочки отсутствуют. Первый off-shell-подход к изучению двухпетлевых расходимостей в квантовом эффективном действии развит в нашей работе [14]. Квантовое эффективное действие, зависящее только от калибровочного суперполя, сформулировано в рамках суперполевого метода фонового поля и обладало явной $\mathcal{N} = (1, 0)$ суперсимметрией по построению. Показано, что ведущая расходимость в секторе калибровочного суперполя обусловлена только суперграфом типа ∞ , и проведено явное off-shell-вычисление соответствующего вклада в эффективное действие. Используя косвенные соображения, основанные на скрытой $\mathcal{N} = (0, 1)$ суперсимметрии, были также найдены возможные гипермультиплетные вклады. Прямое квантово-полевое вычисление гипермультиплетных вкладов никогда не проводилось. Данная работа представляет собой продвижение в этом направлении.

Многочетлевые вычисления в теориях, сформулированных в гармоническом суперпространстве, связаны со специфическими сложностями. Дело в том, что с ростом числа петель растет и число интегрирований по гармоникам в суперграфах, а также число зависящих от гармоник пропагаторов. Явное вычисление таких многочетлевых интегралов требует развития специальных методов, основанных на использовании различных тождеств для гармонических распределений. Все эти сложности проявляют себя уже при вычислении двухпетлевых расходимостей эффективного действия

¹Для теорий с $\mathcal{N} > 3$ off-shell суперполевая формулировка к настоящему времени не построена.

в секторе гипермультиплета. Настоящая статья посвящена развитию таких методов на примере типичного двухпетлевого суперграфа типа ∞ .

Статья организована следующим образом. В разд. 1 дается краткий обзор шестимерной $\mathcal{N} = (1, 1)$ суперсимметричной теории Янга–Миллса в $\mathcal{N} = (1, 0)$ гармоническом суперпространстве. В разд. 2 обсуждается суперполевой метод фонового поля и проводится анализ возможных расходящихся вкладов в двухпетлевое эффективное действие. В разд. 3 подробно рассматривается метод вычисления расходящейся части вклада суперграфа типа ∞ в секторе гипермультиплета. В заключении перечислены основные результаты.

1. 6D $\mathcal{N} = (1, 1)$ ТЕОРИЯ ЯНГА–МИЛЛСА В ПОДХОДЕ ГАРМОНИЧЕСКОГО СУПЕРПРОСТРАНСТВА

Кратко напомним основные детали суперполевой формулировки шестимерной теории $\mathcal{N} = (1, 1)$ суперсимметричной модели Янга–Миллса в подходе гармонического суперпространства [3, 6, 9]. Она строится как теория аналитического калибровочного суперполя V^{++} , взаимодействующего с гипермультиплетом q_A^+ в присоединенном представлении калибровочной группы. Классическое действие такой теории имеет вид [9]

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

где $\nabla^{++} = D^{++} + iV^{++}$ и f_0 — размерная константа связи ($[f_0] = m^{-1}$). Аналитическое суперполе V^{++} , описывающее калибровочный мультиплет, представляет собой эрмитову матрицу, которая принимает значения в алгебре Ли калибровочной группы G :

$$V^{++} = (V^{++})^A T^A, \quad [T^A, T^B] = i f^{ABC} T^C, \quad A, B, C = 1, \dots, d_G, \quad (2)$$

где f^{ABC} — полностью антисимметричные структурные константы и d_G — размерность калибровочной группы. Генераторы $T_F^A = t^A$ нормированы стандартным образом: $\text{tr}(t^A t^B) = (1/2) \delta^{AB}$.

Действие (1) инвариантно относительно следующих калибровочных преобразований:

$$(V^{++})' = e^{i\lambda^A T^A} V^{++} e^{-i\lambda^A T^A} - i e^{i\lambda^A T^A} D^{++} e^{-i\lambda^A T^A}, \quad (q^+)' = e^{i\lambda^A T^A} q^+, \quad (3)$$

где параметр калибровочных преобразований $\lambda^A(\zeta, u)$ есть вещественное аналитическое суперполе.

Введем неаналитическую калибровочную связность $V^{--} = (V^{--})^A T^A$ как решение уравнения нулевой кривизны [11]:

$$D^{++} V^{--} - D^{--} V^{++} + i[V^{++}, V^{--}] = 0. \quad (4)$$

Используя суперполе V^{--} , определим аналитическое суперполе F^{++} [9]:

$$F^{++} \equiv (D^+)^4 V^{--}, \quad \nabla^{++} F^{++} = 0. \quad (5)$$

Классические уравнения движения для модели с действием (1) имеют вид

$$E^{++} = F^{++} + \frac{i}{2} [q^{+A}, q_A^+] = 0, \quad \nabla^{++} q^+ = 0. \quad (6)$$

Действие (1) обладает дополнительной неявной $\mathcal{N} = (0, 1)$ суперсимметрией на массовой оболочке:

$$\delta_{(0,1)} V^{++} = \epsilon^{+A} q_A^+, \quad \delta_{(0,1)} q_A^+ = -(D^+)^4 (\epsilon_A^- V^{--}), \quad \epsilon_A^\pm = \epsilon_{aA} \theta^{\pm a}. \quad (7)$$

Скрытая суперсимметрия (7) смешивает калибровочный мультиплет и гипермультиплет [9] и существенно связана с тем свойством, что гипермультиплет принадлежит присоединенному представлению калибровочной группы, как и калибровочное суперполе.

2. ЭФФЕКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ И СТРУКТУРА ДВУХПЕТЛЕВЫХ РАСХОДИМОСТЕЙ

Для сохранения классической калибровочной инвариантности квантового эффективного действия мы используем гармонический суперполевой метод фонового поля. В этом подходе исходные суперполя V^{++} и q^+ разделяются на фоновые и квантовые по правилу

$$V^{++} \rightarrow V^{++} + f_0 v^{++}, \quad q_A^+ \rightarrow Q_A^+ + f_0 q_A^+, \quad (8)$$

где V^{++} , Q^+ называются фоновыми (классическими) суперполями, а v^{++} , q_A^+ называются квантовыми суперполями. При квантовании калибровочные условия накладываются только на квантовые суперполя, по которым берется функциональный интеграл, определяющий эффективное действие. Фоновые суперполя являются аргументами эффективного действия. При подходящем выборе калибровочных условий эффективное действие инвариантно относительно классических калибровочных преобразований фоновых суперполей (см., например, детали в [12–14]).

В данной статье мы изучаем структуру двухпетлевых расходимостей в секторе гипермультиплета. В этом случае при использовании метода фонового поля для модели с действием (1) достаточно рассматривать следующее фоново-квантовое расщепление полей q_A^+ на классическую, фоновую, Q_A^+ и квантовую q_A^+ части:

$$V^{++} \rightarrow f_0 v^{++}, \quad q_A^+ \rightarrow Q_A^+ + f_0 q_A^+, \quad (9)$$

где v^{++} — квантовое суперполе калибровочного мультиплета, фоновое поле V^{++} не вводится.

Классическое действие, зависящее от гипермультиплета $Q_A^+ + f_0 q_A^+$, раскладывается в ряд по квантовым суперполям. В результате мы получим теорию квантовых суперполей v^{++} , q_A^+ на фоне классического гипермультиплета, который рассматривается как функциональный аргумент эффективного действия:

$$e^{i\Gamma[Q^+]} = \text{Det}^{1/2} \square \int \mathcal{D}v^{++} \mathcal{D}q^+ \mathcal{D}b \mathcal{D}c \mathcal{D}\varphi e^{iS_{\text{total}}}, \quad (10)$$

где мы опустили слагаемые с производными Γ в правой части и $\square = (1/2)(D^+)^4(D^-)^2 = \partial_M \partial^M$. Полное действие S_{total} строится стандартным образом как сумма классического действия S_0 , действия фиксации калибровки S_{gf} и действия гостов Фадеева–Попова и Нильсена–Каллош [12, 13]. Квадратичная по квантовым суперполям часть действия S_{total} определяет пропагаторы, остальные члены разложения определяют вершины в суперграфах.

Из-за наличия фонового гипермультиплетта при разложении классического действия в ряд по квантовым полям в квадратичной части действия возникнут слагаемые, содержащие произведение квантовых калибровочного мультиплетта и гипермультиплетта:

$$S_2 + S_{gf} = -\frac{1}{2} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} v^{++} \square v^{++} - \frac{1}{2} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} q^{+A} D^{++} q_A^+ - \frac{i}{2} \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} \left\{ Q^{+A} [v^{++}, q_A^+] + q^{+A} [v^{++}, Q_A^+] \right\}. \quad (11)$$

Чтобы устранить такого рода слагаемые, сделаем локальную замену переменных в функциональном интеграле для квантового гипермультиплетта q_A^+ :

$$q_1^{+A} \rightarrow q_1^{+A} + \frac{i}{2} \int d\zeta_2^{(-4)} G^{(1,1)A}{}_B(1|2) [v_2^{++}, Q_2^{+B}], \quad (12)$$

где функция Грина гипермультиплетта определяется стандартным образом [11]:

$$G^{(1,1)A}{}_B(1|2) = \langle q_1^{+A} q_{2B}^+ \rangle = 2\delta^A{}_B G^{(1,1)}(1|2). \quad (13)$$

Также функция $G^{(1,1)}(1|2)$, введенная выше, удовлетворяет уравнению

$$D^{++} G^{(1,1)}(1|2) = \delta_A^{(3,1)}(1|2)$$

и в явном виде задается выражением

$$G^{(1,1)}(1|2) = \frac{(D_1^+)^4 (D_2^+)^4 \delta^{14}(z_1 - z_2)}{\square (u_1^+ u_2^+)^3}. \quad (14)$$

Вследствие замены переменных (12) пропагатор калибровочного мультиплетта будет зависеть от фонового гипермультиплетта. Представим этот пропагатор в виде разложения по степеням Q_A^+ :

$$G^{(2,2)}(1|2) = -2 \frac{1}{\square_1} \delta_A^{(2,2)}(1|2) + 4 \frac{1}{\square_1 \square_2} Q_1^{+A} Q_{2A}^+ G^{(1,1)}(1|2) + \dots \quad (15)$$

Для анализа возможных двухпетлевых расходимостей в рассматриваемой теории обратимся к индексу расходимости. Соответствующий индекс был вычислен в суперполевым подходе и в данном случае записывается как

$$\omega_{2\text{-loop}} = 2L - N_Q, \quad (16)$$

где L — число петель в суперграфе, а N_Q — число внешних линий гипермультиплетта. В двухпетлевом приближении $L = 2$ и расходимости возникают при $N_Q = 0, 2, 4$.

Четность по количеству внешних гипермультиплетов диктуется видом классического действия. Размерный анализ и калибровочная инвариантность эффективного действия в методе фонового поля приводят к заключению, что двухпетлевые расходимости эффективного действия в общем случае имеют следующую общую структуру [14]:

$$\Gamma_{\text{div}}^{(2)}[V^{++}, Q^+] = \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} \left(c_1 F^{++} \square F^{++} + c_2 i F^{++} [Q^{+A}, Q_A^+] + c_3 [Q^{+A}, Q_A^+] \square [Q^{+A}, Q_A^+] \right), \quad (17)$$

где c_1, c_2, c_3 — размерные константы, пропорциональные квадрату константы связи f_0 и содержащие параметр размерной регуляризации ϵ . Здесь в общем случае учтена зависимость от фонового калибровочного суперполя V^{++} . Поскольку нас интересуют вклады в эффективное действие, которые зависят только от фонового гипермультиплетта, надо положить $V^{++} = 0$, что в (17) соответствует условию $F^{++} = 0$. Таким образом, в (17) остается только последнее слагаемое

$$\Gamma_{\text{div}}^{(2)}[Q^+] = c_3 \text{tr} \int d\zeta^{(-4)} du [Q^{+A}, Q_A^+] \square [Q^{+A}, Q_A^+]. \quad (18)$$

Обратим внимание на то, что появление коммутаторов, содержащих гипермультиплеты, обусловлено калибровочной инвариантностью и тем, что гипермультиплет принадлежит присоединенному представлению.

Выражение (18) выведено с использованием явной калибровочной инвариантности и явной $\mathcal{N} = (1, 0)$ суперсимметрии, что обусловлено суперполевым методом фонового поля и размерностями основных величин, входящих в исходное классическое действие¹. Далее мы рассмотрим двухпетлевой суперграф типа ∞ и покажем, что ведущая расходимость $\sim (1/\epsilon^2)$ соответствует выражению (18) с определенным коэффициентом c_3 .

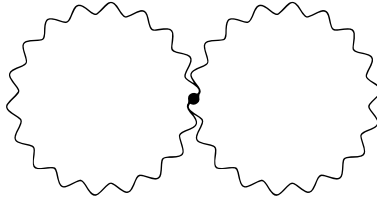
3. ВЫЧИСЛЕНИЯ ДВУХПЕТЛЕВОГО СУПЕРГРАФА

Перейдем к вычислению расходящейся части суперграфа типа ∞ . Наша основная цель состоит в том, чтобы развить метод вычисления гармонических интегралов, присутствующих в двухпетлевых суперграфах.

Ранее было показано [14], что двухпетлевая расходимость эффективного действия в секторе калибровочного мультиплетта возникает только из диаграммы с топологией ∞ (см. рисунок), содержащей четвертичную вершину квантового калибровочного суперполя

$$S_0^{(4)} = \frac{f_0^2}{4} \text{tr} \int d^{14}z \prod_{a=1}^4 du_a \frac{v_1^{++} v_2^{++} v_3^{++} v_4^{++}}{(u_1^+ u_2^+) (u_2^+ u_3^+) (u_3^+ u_4^+) (u_4^+ u_1^+)}. \quad (19)$$

¹Также предполагается, что используется регуляризация, сохраняющая калибровочную инвариантность и суперсимметрию. Мы применяем суперполевою размерную регуляризацию, которая сохраняет указанные симметрии в двухпетлевом приближении.



Расходящаяся диаграмма типа ∞

Теперь рассмотрим на примере этого же суперграфа метод вычисления расходимостей в секторе гипермультиплета, что соответствует [14]

$$\Gamma_{\text{div}}^{(2)}[Q^+] = -2f_0^2 \text{tr}(t^I t^J t^K t^L) \int d^{14}z \int \prod_{a=1}^4 du_a \frac{G_{IJ}^{(2,2)}(z, u_1; z, u_2) G_{KL}^{(2,2)}(z, u_3; z, u_4)}{(u_1^+ u_2^+)(u_2^+ u_3^+)(u_3^+ u_4^+)(u_4^+ u_1^+)}, \quad (20)$$

где t^I — генераторы, отвечающие гипермультиплету.

Общая стратегия вычисления суперполевых графов состоит в следующем.

1. Восстанавливаем в каждой вершине полную меру интегрирования $d^{14}z$ за счет D^+ -факторов из суперполевых пропагаторов.

2. За счет интегрирования части грассмановых дельта-функций из пропагаторов сводим все интегралы по антикоммутирующим переменным θ к одному интегралу по $d^8\theta$.

3. За счет этого все полученные расходящиеся выражения всегда локальны по переменной z .

4. Все нелокальности, возникающие в диаграммах, связаны теперь только с гармониками.

Перейдем к анализу оставшихся гармонических интегралов. Для вычисления расходящегося вклада в эффективное действие подставим выражение (15) для функции Грина калибровочного мультиплета в (20). Заметим, что для этого нам необходимо найти значение этой функции (15) в пределе совпадения точек $z_2 = z_1$ при условии, что гармонические переменные остаются неизменными. Принимая во внимание, что в выражение $G^{(2,2)}$ (15) входит явно функция Грина гипермультиплета $G^{(1,1)}$, и учитывая тот факт, что

$$G^{(1,1)}(\theta, x_1, u_1; \theta, x_2, u_2) = (u_1^+ u_2^+) \frac{1}{\square} \delta^6(x_1 - x_2), \quad (21)$$

получаем для функции Грина калибровочного мультиплета

$$G^{(2,2)}(z, u_1; z, u_2) = \frac{4i}{(4\pi)^3 \varepsilon} (u_1^+ u_2^+) (Q_1^{+A} Q_{2A}^+), \quad \varepsilon \rightarrow 0. \quad (22)$$

Отметим, что при вычислении (21) было использовано важное тождество для D^+ -факторов:

$$(D_1^+)^4 (D_2^+)^4 \delta^{14}(z_1 - z_2) \Big|_{\theta_2 = \theta_1} = (u_1^+ u_2^+)^4 \delta^6(x_1 - x_2).$$

Также при выводе выражения (22) было учтено, что в схеме минимальных вычитаний

$$\frac{1}{\square^3} \delta^6(x - x') \Big|_{x'=x} \rightarrow \frac{i}{(4\pi)^3 \varepsilon}. \quad (23)$$

Таким образом, расходящаяся часть (20) преобразуется к виду

$$\Gamma_{\text{div}}^{(2)}[Q^+] = \frac{f_0^2 \text{tr}(t^I t^J t^K t^L)}{2(2\pi)^6 \varepsilon^2} \int d^{14}z \int \prod_{a=1}^4 du_a \frac{(Q_1^{+A} Q_{2A}^+)_{IJ} (Q_3^{+A} Q_{4A}^+)_{KL}}{(u_2^+ u_3^+) (u_4^+ u_1^+)}. \quad (24)$$

Стоит отметить, что выражение (24) получено без каких-либо ограничений на фоновое поле Q_A^+ . Это выражение воспроизводит структуру (18) по числу гипермультиплетов, оно является локальным по переменным z , однако нелокально по гармоникам. Последнее обстоятельство требует дополнительного анализа.

Введем неаналитическое суперполе Q_A^- , удовлетворяющее уравнению $D^{++}Q_A^- = Q^+$. Решение данного уравнения в явном виде определяет суперполе Q_A^- :

$$Q_A^- = \int du_1 \frac{Q_{1A}^+}{(u_1^+ u^+)}. \quad (25)$$

С учетом этого выражение (24) переписется в виде

$$\Gamma_{\text{div}}^{(2)}[Q^+] = -\frac{f_0^2 \text{tr}(t^I t^J t^K t^L)}{2(2\pi)^6 \varepsilon^2} \int d^{14}z du_1 du_2 (Q_1^{+A} Q_{2A}^+)_{IJ} (Q_2^{-A} Q_{1A}^-)_{KL}. \quad (26)$$

Будем также предполагать, что фоновое поле удовлетворяет классическим уравнениям движения (6), следовательно, $Q_A^+ = Q_A^i u_i^+$. Тогда по гармонической переменной u_2 в (26) можно проинтегрировать явно, используя тождество

$$\int du u_i^+ u_j^+ = \frac{1}{2} \epsilon_{ij}, \quad i, j = 1, 2,$$

где ϵ_{ij} — антисимметричный тензор. В результате получим

$$\Gamma_{\text{div}}^{(2)}[Q^+] = -\frac{f_0^2 \text{tr}(t^I t^J t^K t^L)}{4(2\pi)^6 \varepsilon^2} \int d^{14}z du (Q^{+A} Q_A^+)_{IJ} (Q^{-A} Q_A^-)_{KL}. \quad (27)$$

Далее воспользуемся свойством $Q^{+A} Q_A^+ = -Q_A^+ Q^{+A}$, восстановим коммутаторы под знаком интеграла, упростим выражение $\text{tr}(t^I t^J t^K t^L)$ с помощью известного тождества и, переходя в аналитическое подпространство, придем к следующему окончательному ответу:

$$\Gamma_{\text{div}}^{(2)}[Q^+] = \frac{f_0^2}{(4\pi)^6 \varepsilon^2} \text{tr} \int d^{14}z du [Q^{+A}, Q_A^+] \square [Q^{+A}, Q_A^+]. \quad (28)$$

Выражение (28) полностью совпадает по структуре с расходящейся частью двухпетлевого эффективного действия (18), полученного из косвенных соображений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги. В настоящей работе проведен анализ расходящихся вкладов в двухпетлевое эффективное действие в шестимерной $\mathcal{N} = (1, 1)$ суперсимметричной модели Янга–Миллса, сформулированной в $\mathcal{N} = (1, 0)$ гармоническом суперпространстве. В таком подходе рассматриваемая теория есть теория взаимодействующих

$\mathcal{N} = (1, 0)$ калибровочного суперполя и гипермультиплета в присоединенном представлении. В рамках метода фонового поля построено калибровочно-инвариантное квантовое эффективное действие, зависящее только от гипермультиплета. С использованием суперполевого индекса расходимости установлен возможный расходящийся двухпетлевой вклад в эффективное действие. На примере суперграфа типа ∞ описана процедура вычисления расходимостей двухпетлевых гармонических суперграфов и показано, что результат имеет ожидаемую структуру. Развитый подход может быть применен для анализа различных многопетлевых суперграфов в рассматриваемой теории.

Благодарности. Работа поддержана Российским научным фондом, проект №21-12-00129.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Howe P. S., Sierra G., Townsend P. K.* Supersymmetry in Six Dimensions // Nucl. Phys. B. 1983. V. 221. P. 331.
2. *Howe P. S., Stelle K. S.* Ultraviolet Divergences in Higher Dimensional Supersymmetric Yang–Mills Theories // Phys. Lett. B. 1984. V. 137. P. 175.
3. *Howe P. S., Stelle K. S., West P. C.* $\mathcal{N} = 1, D = 6$ Harmonic Superspace // Class. Quant. Grav. 1985. V. 2. P. 815.
4. *Fradkin E. S., Tseytlin A. A.* Quantum Properties of Higher Dimensional and Dimensionally Reduced Supersymmetric Theories // Nucl. Phys. B. 1983. V. 227. P. 252.
5. *Marcus N., Sagnotti A.* A Test of Finiteness Predictions for Supersymmetric Theories // Phys. Lett. B. 1984. V. 135. P. 85.
6. *Zupnik B. M.* Six-Dimensional Supergauge Theories in the Harmonic Superspace // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. V. 44. P. 512; Yad. Fiz. 1986. V. 44. P. 794.
7. *Kazakov D. I.* Ultraviolet Fixed Points in Gauge and SUSY Field Theories in Extra Dimensions // JHEP. 2003. V. 0303. P. 020.
8. *Bork L. V., Kazakov D. I., Kompaniets M. V., Tolkachev D. M., Vlasenko D. E.* Divergences in Maximal Supersymmetric Yang–Mills Theories in Diverse Dimensions // JHEP. 2015. V. 11. P. 059.
9. *Bossard G., Ivanov E., Smilga A.* Ultraviolet Behaviour of 6D Supersymmetric Yang–Mills Theories and Harmonic Superspace // JHEP. 2015. V. 1512. P. 085.
10. *Buchbinder I. L., Kuzenko S. M.* Ideas and Methods of Supersymmetry and Supergravity or a Walk through Superspace. Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1989. 656 p.
11. *Galperin A. S., Ivanov E. A., Ogievetsky V. I., Sokatchev E. S.* Harmonic Superspace. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2001. 306 p.
12. *Buchbinder I. L., Ivanov E. A., Merzlikin B. S., Stepanyantz K. V.* One-Loop Divergences in 6D $\mathcal{N} = (1, 0)$ SYM Theory // JHEP. 2017. V. 1701. P. 128.
13. *Buchbinder I. L., Ivanov E. A., Merzlikin B. S., Stepanyantz K. V.* Supergraph Analysis of the One-Loop Divergences in 6D $\mathcal{N} = (1, 0)$ and $\mathcal{N} = (1, 1)$ Gauge Theories // Nucl. Phys. B. 2017. V. 921. P. 127.
14. *Buchbinder I. L., Ivanov E. A., Merzlikin B. S., Stepanyantz K. V.* On the Two-Loop Divergences in 6D $\mathcal{N} = (1, 1)$ SYM Theory // Phys. Lett. B. 2021. V. 820. P. 136516.

Получено 21 сентября 2022 г.