Министерство образования и науки Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НИ ТГУ)
**Физический факультет**
**Кафедра теоретической физики**

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ В ГЭК
Руководитель ООП
главный научный сотрудник,
доцент
__________ О.Н. Чайковская
«_01_»___июня___2017 г.

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА**

# ОДНОПЕТЛЕВЫЕ РАСХОДИМОСТИ В ШЕСТИМЕРНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ $\mathcal{N}$=(1,0) АБЕЛЕВОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

по основной образовательной программе подготовки бакалавров
направление подготовки 03.03.02 – Физика

Будёхина Александра Сергеевна

Руководитель ВКР
д-р. физ.-мат. наук, профессор
____________И.Л. Бухбиндер
*подпись*
«_26_»___мая___2017 г.

Автор работы
студент группы №_534_
____________А.С.Будёхина
*подпись*

Томск-2017

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Томский государственный университет»
Физический факультет
Кафедра теоретической физики

УТВЕРЖДАЮ
Зав. кафедрой КТП
Шап______А.В. Шаповалов
«_20_»_09_2016г.

# ЗАДАНИЕ

по подготовке ВКР __бакалавра___________________________________________
*специалиста, бакалавра, магистра нужное вписать (напечатать)*

студенту _Будёхиной Александре Сергеевне_____________ группы №534____________
*фамилия, имя, отчество*

1.Тема ВКР работы_Однопетлевые расходимости в шестимерной суперсимметричной _N=(1,0) абелевой калибровочной теории поля__________________________________________________

2.Срок сдачи студентом выполненной ВКР:

а) на кафедре 1 июня 2017 года___________________________________

б) в ГЭК 9 июня 2017 года_______________________________________

3.Исходные данные к работе _Цель:
Вычисление ведущих низкоэнергетических вкладов в эффективное действие шестимерной N=(1,0) суперсимметричной абелевой калибровочной теории, сформулированной в гармоническом суперпространстве.________________________________________
*цели и задачи исследования,*

______________________________________________________________
*объекты и методы исследования,*

______________________________________________________________
*методы оценки достоверности результатов*

______________________________________________________________

______________________________________________________________

4.Краткое содержание работы____

1. Изучение структуры шестимерной суперсимметрии
2. Изучение d=6, N=(1,0) суперсимметричных полевых моделей в гармоническом суперпространстве.
3.. Конструкция однопетлевого эффективного действия.
4. Нахождение низкоэнергетического суперполевого эффективного действия для N=(1,0) суперсиммтричных абелевых калибровочных теорий.
5. Вычисление ведущих низкоэнергетических вкладов в эффективное действие шестимерной N=(1,0) суперсимметричной абелевой калибровочной теории

Сроки выполнения основных этапов работы:

1)Изучить структуру d=6, N=(1,0) суперсимметричных полевых моделей в гармоническом суперпространстве к **8 января 2017**
**2)**Представить промежуточные результаты на кафедру: **до 9 января 2017 г.**
3)Вычислить ведущие низкоэнергетические вклады в эффективное действие шестимерной N=(1,0) суперсимметричной абелевой калибровочной теории к **1 марта 2017**
4)Контроль качества 2 (представить результаты на кафедру): **до 11 мая 2017г.**
5)Проверка текста работы на антиплагиат: **к 20 мая 2017 г.**
6) Предзащита на кафедре: **за 2 неделю до защиты**

5.Указать предприятие, организацию по заданию которого выполняется работа___ кафедра теоретической физики ФФ ТГУ

6.Перечень графического материала (с точным указанием обязательных чертежей) ___презентация к докладу

7.Дата выдачи задания «___» _________2016 г.

Руководитель ВКР

ФМФ ТГПУ,зав.кафедрой ТФ,раб.311-352,внут.1127 ______ И.Л.Бухбиндер__

*должность, место работы* *подпись* *инициалы, фамилия*

Задание принял к исполнению ____20.09.16____

*дата, подпись студента*

# Оглавление

# Введение

Современное развитие теории струн приводит к так называемой М-теории [1], которая, в принципе, должна объединять различные известные струнные модели. В настоящее время нет последовательной однозначной формулировки этой теории, но известно, что в низкоэнергетическом пределе она описывается одиннадцатимерной супергравитацией [2]. Одиннадцатимерная супергравитация допускает два вида решений Богомольного–Прасада–Зоммерфельда [2], сохраняющих половину суперсимметрий теории, а именно, M2 и M5 браны. Поэтому, М-теорию можно понимать как модель, описывающую динамику взаимодействующих M2 и M5 бран. Построение такой теории является открытой актуальной задачей современной теоретической физики высоких энергий.

Низкоэнергетическая теория M5-бран может быть описана на основе шестимерной конформной теории поля с $\mathcal{N}$=(2,0) суперсимметрией [3]. Построение шестимерных $\mathcal{N} = (2,0)$ суперсимметричных моделей может быть реализовано на основе $\mathcal{N} = (1,0)$ суперсимметричных неабелевых тензор/векторных моделей, взаимодействующих с суперконформными гипетмультиплетами [4]. Гипермультиплеты описываются калибровочными нелинейными сигма-моделями с гиперкэлеровым конусом и минимальным взаимодействием с суперконформными тензор/векторными моделями [5, 6, 7, 8].

Шестимерные суперимметричные неабелевы калибровочные теории с расширенной суперсимметрией представляют значительный интерес (см., например, [9, 10, 11, 12, 13]). Такие модели рассматриваются в контексте дуального описания взаимодействующих M5-бран [14, 15] и могут быть связаны с геометрий $AdS_7$ в близи горизонта. Критическим ингредиентом этой конструкции является неабелев тензорный мультиплет [16, 17, 18, 19, 20]. Полевое описание такого мультиплета может быть найдено [21, 22, 23] в рамках

$\mathcal{N} = (1,0)$ тензорной иерархии [24, 25, 26, 27], которая, помимо калибровочного поля Янга-Миллса и два-форм калибровочных потенциалов тензорного мультиплета, содержит не распространяющиеся три- и четыре-формы калибровочных потенциалов. На этом пути еще остается множество открытых вопросов таких как динамическое описание на классическом уровне или же вопросы связанные с квантованием этих моделей и сохранение конформной и калибровочных симметрий на квантовом уровне. Наиболее элегантной методикой изучения этих открытых вопросов является техника гармонического суперпространства [30], которая была обобщена на случай шести измерений в работах [31, 32, 33].

Суперполевая формулировка тензорной иерархии изучалась в работе [29], в которой представлен набор связей на напряженности супер-$(p+1)$-формы неабелевых супер-$p$-форм потенциалов в шестимерном $\mathcal{N} = (1,0)$ суперпространстве. Эти связи ограничивают полевой состав супер -$p$-форм на поля неабелевой тензорной иерархии. Суперполевая формулировка тензорной иерархии проливает свет на суперсимметричную структурный теории и может служить основой для различных обобщений. Они могут быть полезны для поисков суперполевого действия и для изучения $\mathcal{N} = (2,0)$ суперконформной теории суперолевыми методами [5, 6, 7, 8]. Однако до настоящего времени суперполевая лагранжева формулировка описанной теории не построена.

Связь шестимерных суперсимметричных моделей с низкоэнергетической динамикой M5 бран является общей мотивацией к изучению данных теорий. Стоит отметить, что существование нетривиальной суперсимметричной квантовой теории поля в высших измерениях уже важно само по себе. Поэтому задача исследование различных шестимерных калибровочных моделей с простой $\mathcal{N} = (1,0)$, а также расширенной $\mathcal{N} = (1,1)$ суперсимметрией находится в приоритете. Наибольший интерес представляют шестимерные $\mathcal{N} = (1,0)$ и $\mathcal{N} = (1,1)$ суперсимметричные модели Янга-Миллса. Более того, исследование различных аспектов шестимерных $\mathcal{N} = (1,0)$ и $\mathcal{N} = (1,1)$ суперсимметричных калибровочных теорий поможет глубже взглянуть на проблему тензорной иерархии. Заметим, что исследование суперсимметричной модели Янга-Милсса в шестимерном пространстве-времени требует развития явно-ковариантных методов вычисления эффективного действия, при этом суперсимметрия должна прослеживается явно на всех этапах вычисления.

Анализ ультрафиолетовых расходимостей в многомерных суперсимметричных калибровочных теориях подробно проводился в ряде работ [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46]. В частности, было обнаружено, что в секторе калибровочного мультиплета расходимости в разных петлях имеют универсальную структуру и во многих случаях некоторые контрчлены можно полностью исключить путем переопределения полей. Контрчлены в гипермультиплетном секторе практически не рассматривались. В представленной выпускной квалификационной работе представлен полный анализ однопетлевых ультрафиолетовых расходимостей в шестимерной абелевой калибровочной теории $\mathcal{N} = (1,0)$, взаимодействующей с гипермультиплетом.

Как известно, наиболее эффективный способ описания квантовых аспектов суперсимметричных теорий является использование суперполевых формулировок вне массовой оболочки (см., например, [47] для четырехмерных $\mathcal{N} = 1$ теорий и [30] для четырехмерных $\mathcal{N} = 2$ теорий). Произвольное (n, m) представление шестимерной суперсимметрии обозначается числами левых (n) и правых (m) независимых суперсимметрий (см., например, [48]). В случае суперсимметрии в шестимерном пространстве,$\mathcal{N} = (1,0)$ модели векторного мультиплета и гипермультиплета могут быть сформулированы вне массовой оболочки в терминах суперполей, определенных на шестимерном, $\mathcal{N} = (1,0)$

гармоническом суперпространстве [33], [31]. Это позволяет сформулировать произвольную шестимерную $\mathcal{N} = (1,0)$ суперсимметричную теорию Янга-Миллса в шестимерном, $\mathcal{N} = (1,0)$ суперпространстве как теорию взаимодействующих неограниченных суперполей вне массовой оболочки, $\mathcal{N} = (1,0)$ векторного мультиплета и гипермультиплета. Используя соответствующий набор $\mathcal{N} = (1,0)$ гармонических суперполей, можно построить $\mathcal{N} = (1,1)$ суперсимметричную теорию Янга-Миллса, а также теорию свободных калибровочных моделей с $\mathcal{N} = (2,0)$ суперсимметрией [43]. Стоит отметить, что во многих аспектах шестимерная теория $\mathcal{N}$=(1,0) Супер-Янг-Миллса аналогична четырехмерной теории $\mathcal{N}$=2 и шестимерной теории $\mathcal{N} = (1,1)$ , четырехмерной теории $\mathcal{N}$=4 . Эти шестимерные теории и их четырехмерные копии имеют равное количество суперзарядов, 8 и 16, соответственно. Подобно четырехмерию, теория N = 4 обладает явной N = 2 суперсимметрией и скрытой N = 2 суперсимметрией. Шестимерная $\mathcal{N} = (1,1)$ теория Супер-Янг-Миллса обладает явной $\mathcal{N} = (1,0)$ суперсимметрией и скрытой $\mathcal{N} = (0,1)$ суперсимметрией (подробности см. В [45]).

Общий анализ возможных низкоэнергетических вкладов различных конформных размерностей в эффективное действие теории $\mathcal{N} = (1,0)$ SYM был проведен в [45]. Было доказано, что суперполевые контрчлены размерности 6 в $\mathcal{N} = (1,0)$ гармоническом суперпространстве это линейная комбинация трех суперполевых структур, среди которых одна зависит только от суперполя векторного мультиплета, вторая - только от суперполя гипермультиплета, и третья - смешанная часть, зависит от и от супепролей векторного гипермультиплета и гипермультиплета. Анализ основывается на формулировке $\mathcal{N} = (1,0)$ гармонического суперпространства и свойствах преобразования суперполей. Принимая во внимание результат, полученный в [45], чрезвычайно интересно продемонстрировать, как эти результаты можно получить из общих принципов теории поля. Эта проблема была решена для $\mathcal{N} = (1, 0)$ для абелевой калибровочной теории в работе [50] с использованием метода фонового поля.

В данной работе проводятся вычисления вкладов в расходящуюся часть однопетлевого эффективного действия с использованием суперполевой диаграммной техники. Результаты вычислений, полученные данным методом, совпадают с результатами,найденными в [50] другим методом.

# 1 Гармоническое суперпространство

## 1.1 Общая схема построения суперпространств, форма Картана

Пусть есть некоторая группа $G = \{X_i, Y_a\}$ ($X_i, Y_a$ - генераторы группы G, $i = 1, .., n, a = 1, .., m$). Пусть H - подгруппа G, $H = \{X_i\}$.

Алгебра группы G имеет следующую структуру:

$$[X, X] \propto X, \qquad [X, Y] \propto Y, \qquad [X, Y] \propto X + Y. \tag{1}$$

Любое суперпространство тогда будет строиться как фактор пространство, параметризованное координатами $\xi^a$, соответствующими генераторам $Y_a$. Элемент такого фактор пространства в экспоненциальной форме выглядит следующим образом

$$G \backslash H : \qquad \Omega = \exp\{i\xi^a Y_a\}. \tag{2}$$

Любой элемент g из G может быть разбит следующим образом

$$g = \exp\{ic^a Y_a\} \exp\{i\lambda^k X_k\}, \qquad g \in G. \tag{3}$$

Тогда левое действие G на фактор-пространстве G/H задается так:

$$g \exp\{i\xi^a Y_a\} = \exp\{i\xi^{'a}(\xi, g) Y_a\} h(\xi, g) \Rightarrow \Omega^{'} = g\Omega h^{-1}, \tag{4}$$

где $h(\xi, g) = \exp\{if^i(\xi, g) X_i\}$ - некоторый элемент подгруппы H с параметрами $f$. Используя формулу Бэкера-Кэмпбелла-Хаусдорфа и алгебру (1) можно разделить параметры $\xi^{'}$ и $f$

$$e^A e^B = \exp\left\{A + B + \frac{1}{2}[A, B] + \frac{1}{12}([A\,[A, B]] + [[A, B]\,, B]) + ...\right\}. \tag{5}$$

Например, если взять в этой схеме $G = \{L_{ab}, P_a\}$ - группу Пуанкаре и построить фактор-пространство $\{L_{ab}, P_a\}/\{L_{ab}\}$, то получим пространство Минковского, тогда $x = \Omega$. Трансляции $x^{'a} = x^a + c^a$ можно получить, если положить элемент $g = \exp\{ic^a P_a\}, h = \mathbb{I}$. Преобразования Лоренца таким же образом $g = \exp\{\frac{i}{2}\lambda^{ab}L_{ab}\}, h = \exp\{\frac{i}{2}\lambda^{ab}L_{ab}\}$

$$x^{'a} = \left[\exp\{-\frac{i}{2}\lambda^{cd}\hat{L}_{cd}\}\right]^a_b x^b = \Lambda^a_b x^b. \qquad (6)$$

Инвариантное действие (4) позволяет определить ковариантные поля на G/H:

$$G: \qquad \psi^{'}_k(\xi^{'}) = (e^{if^i(\xi,g)X_i})^l_k \psi_l(\xi). \qquad (7)$$

В частности, если $g \in H$,то $\psi_k(\xi)$ преобразуется линейно (т.е. $f^i$ не зависит от $\xi$). Остальная часть группы преобразуется нелинейно.

Обыкновенные (частные) производные $\partial/\partial\xi^a$ преобразуется не ковариантно. Ковариантные производные можно определить с помощью формы Картана

$$\Omega^{-1}d\Omega = i(w^a Y_a + w^i X_i). \qquad (8)$$

Далее, из формулы (3) можно построить правило, по которому преобразуется форма Картана

$$(\Omega^{-1}d\Omega)^{'} = (g^{-1}\Omega^{'}h)(gd\Omega h^{-1} + g\Omega dh^{-1}) = h(\Omega^{-1}d\Omega)h^{-1} + hdh^{-1}. \qquad (9)$$

Сравнивая (9) с (8) можно увидеть, что один-формы $w_a$ преобразуются однородно

$$w^{a^{'}}Y_a = hw^a Y_a h^{-1}, \qquad (10)$$

следовательно, их можно интерпретировать как ковариантные дифференциалы, зависящие от параметров $\xi^a$. Преобразующиеся неоднородно формы $w^i$ определяют связности для подгруппы H в фактор пространстве G/H

$$(D\psi)_k = \left[(d + iw^i X_i)\psi\right]_k. \qquad (11)$$

Соответственно, ковариантная производная $D_a$ от $\psi_k$ может быть определена следующим образом

$$(D\psi)_k = w^a (D^a \psi)_k. \tag{12}$$

В случае пространства Минковского $w^a = dx^a, w^{ab} = 0$, так что ковариантная производная $D_a = \partial/\partial x^a$. По этой же схеме строится гармоническое суперпространство.

## 1.2 Гармоническое суперпространство

Необходимость введения гармонического пространства становится очевидной следующим образом. Стандартные суперпространства, которые можно построить по приведенной выше схеме, хорошо описывают N=1 теории, но не N=2 и выше [30]. Наиболее общие суперполя включают в себя некоторое число нефизических полей. Чтобы исключить их, нужно применять определенные соотношения. Некоторые из этих соотношений выполнены только на уравнениях движения, соответственно, мы сталкиваемся с проблемой описания взаимодействий. В гармоническом пространстве можно избежать этих проблем.

Гармоническое пространство строится как следующее фактор пространство

$$\mathbb{HR}^{4+2|8} = \frac{\{L_{ab}, P_a, Q^i_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}i}, su(2)\}}{\{L_{ab}, u(1)\}}, \tag{13}$$

т.е. является тензорным произведением сферы $S^2$ и $\mathbb{R}^{4+2|8}$. Базис (называемый центральным) в этом пространстве задается следующим образом

$$\Omega = \exp i\{-x^a P_a + \theta^\alpha_i Q^i_\alpha + \bar{\theta}^i_{\dot{\alpha}} \bar{Q}^{\dot{\alpha}}_i\} \exp i\{\xi T^{++} + \bar{\xi} T^{--}\}, \tag{14}$$

где $T^{\pm\pm}$ это генераторы группы $SU(2)/U(1)$. Вместе с U(1) генератором $T^0$

они формируют алгебру SU(2)

$$\left[T^{++}, T^{--}\right] = T^0, \quad \left[T^0, T^{\pm\pm}\right] = \pm 2T^{\pm\pm}, \quad T^{\pm\pm} = T^1 \pm iT^2, \quad T^0 = 2T^3. \tag{15}$$

Эти же генераторы можно переписать следующим образом:

$$iT_l^k = (\tau^a)_l^k T^a, a = 1, 2, 3, \tag{16}$$

где $\tau^a$ - матрицы Паули.

Главное преимущество гармонического суперпространства (13) в том, что теперь существует новое инвариантное подпространство, содержащее только половину от начальных Грассмановых переменных. Это возможно только в рамках использования гармонических переменных, и невозможно в рамках обычного N=2 суперпространства $\mathbb{HR}^{4|8}$. Существует так же альтернативный способ выбора подгруппы H в (13). Покажем, каким образом это можно сделать. Имеет место следующее соотношение

$$\left[T^0, Q^i\right] = (\tau^3)_j^i Q^j, \qquad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{17}$$

коммутаторы с $T^{\pm\pm}$ можно представить в виде

$$\left[T^{\pm\pm}, Q^i\right] = (\tau^{\pm\pm})_j^i Q^j, \tag{18}$$

где генераторы имеют следующий вид

$$(\tau^{++}) = \frac{1}{2}(\tau^1 + i\tau^2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad , (\tau^{--}) = \frac{1}{2}(\tau^1 - i\tau^2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \tag{19}$$

Введем новые обозначения для генераторов

$$Q_\alpha^1 \equiv Q_\alpha^+, \qquad Q_\alpha^2 \equiv Q_\alpha^-, \qquad \bar{Q}_{1\dot{\alpha}} \equiv Q_{\dot{\alpha}}^-, \qquad \bar{Q}_{2\dot{\alpha}} \equiv -Q_{\dot{\alpha}}^+, \tag{20}$$

тогда алгебра генераторов будет выглядеть так

$$\begin{aligned} &\left[T^0, Q^+\right] = Q^+, && \left[T^0, Q^-\right] = -Q^- \\ &\left[T^{++}, Q^+\right] = 0, && \left[T^{++}, Q^-\right] = Q^+ \\ &\left[T^{--}, Q^+\right] = Q^-, && \left[T^{--}, Q^-\right] = 0, \end{aligned} \tag{21}$$

и аналогичные соотношения для $\bar{Q}^{\pm}$. Алгебра суперсимметрии выглядит так

$$\begin{aligned} \{Q^+_\alpha, \bar{Q}^+_{\dot\alpha}\} &= \{Q^-, \bar{Q}^-_{\dot\alpha}\} = 0 \\ \{Q^+_\alpha, \bar{Q}^-_{\dot\alpha}\} &= -\{Q^-_\alpha, \bar{Q}^+_{\dot\alpha}\} = 2(\sigma^a_{\alpha\dot\alpha})P_a. \end{aligned} \tag{22}$$

Таким образом, видно что $L_{ab}, T^0, Q^+_\alpha, \bar{Q}^+_{\dot\alpha}$ образуют замкнутую алгебру. Следовательно, можно построить следующее пространство (называемое аналитическим)

$$\mathbb{HA}^{4+2|4} = \frac{\{L_{ab}, P_a, Q^i_\alpha, \bar{Q}_{\dot\alpha i}, T^{\pm\pm}, T^0\}}{\{L_{ab}, T^0, Q^+_\alpha, \bar{Q}^+_{\dot\alpha}\}}. \tag{23}$$

Базис в этом пространстве (аналитический базис) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Omega = \exp i\{\xi T^{++} + \bar\xi T^{--}\} \exp i\{-x^a_A P_a - \theta^{+\alpha}_A Q^-_\alpha - \bar\theta^{+\dot\alpha}_A \bar{Q}^-_{\dot\alpha}\}\times \\ \times \exp i\{\theta^{-\alpha}_A Q^+_\alpha + \bar\theta^{-\dot\alpha}_A Q^+_{\dot\alpha}\}. \end{aligned} \tag{24}$$

Главная особенность нового базиса (1.2) в том что он позволяет определить короткие суперполя, зависящие только от $\theta^+, \bar\theta^+$, но не от $\theta^-, \bar\theta^-$. Набор координат $(\xi, \bar\xi, x_A, \theta^+_A, \bar\theta^+_A)$ замкнут относительно левого действия N=2 супергруппы Пуанкаре и её SU(2) группы автоморфизмов. В результате эти координаты являются N=2 суперполями.

Нетрудно найти ковариантные производные в этом базисе

$$\begin{aligned} D^+_\alpha &= \frac{\partial}{\partial\theta^{-\alpha}}, & \bar{D}^+_{\dot\alpha} &= \frac{\partial}{\partial\bar\theta^{-\dot\alpha}}, \\ D^-_\alpha &= -\frac{\partial}{\partial\theta^{+\alpha}} + 2i\bar\theta^{-\dot\alpha}\partial_{\alpha\dot\alpha}, & \bar{D}^-_{\dot\alpha} &- \frac{\partial}{\partial\bar\theta^{+\dot\alpha}} - 2i\theta^{-\alpha}\partial_{\alpha\dot\alpha}. \end{aligned} \tag{25}$$

Эти производные формируют алгебру:

$$\begin{aligned} \{D^+_\alpha, D^+_\beta\} &= \{D^+_\alpha, \bar{D}^+_{\dot\alpha}\} = \{\bar{D}^+_{\dot\alpha}, \bar{D}^+_{\dot\beta}\} = 0, \\ \{D^-_\alpha, D^-_\beta\} &= \{D^-_\alpha, \bar{D}^-_{\dot\alpha}\} = \{\bar{D}^-_{\dot\alpha}, \bar{D}^-_{\dot\beta}\} = 0, \\ \{D^+_\alpha, \bar{D}^-_{\dot\alpha}\} &= -\{D^-_\alpha, \bar{D}^+_{\dot\alpha}\} = -2i\partial_{\alpha\dot\alpha}. \end{aligned} \tag{26}$$

Тот факт, что $D^+$ и $\bar{D}^+$ антикоммутируют, даёт возможность выкинуть часть грассмановых переменных, иначе говоря, суперполя обладают свойством Грассмановой аналитичности

$$D^+_\alpha \Phi(x_A, \theta^\pm, \bar{\theta}^\pm, \xi, \bar{\xi}) = \bar{D}^+_{\dot{\alpha}} \Phi(x_A, \theta^\pm, \bar{\theta}^\pm, \xi, \bar{\xi}) = 0, \tag{27}$$

откуда следует, что суперполя $\Phi$ зависят только от следующих переменных

$$\Phi = \Phi(x_A, \theta^+, \bar{\theta}^+, \xi, \bar{\xi}). \tag{28}$$

Таким образом, из-за того, что алгебра имеет структуру (26), можно отбросить половину переменнных, и рассматривать только поля, имеющие вид (27).

## 1.3 Гармонические переменные

Удобнее перейти от переменных $\xi, \bar{\xi}$ к эквивалентному описанию $S^2$ в терминах гармонических переменных. Определим $u\pm$

$$\begin{aligned} u^+_i &= \left[\exp i\{\xi\tau^{++} + \bar{\xi}\tau^{--}\}\right]^1_i, \\ u^-_i &= \left[\exp i\{\xi\tau^{++} + \bar{\xi}\tau^{--}\}\right]^2_i, \\ u^{+i}u^-_i &= 1, \end{aligned} \tag{29}$$

так что

$$\begin{aligned} x^a_A &= x^a - 2i\theta^{\left(i\sigma^a\bar{\theta}^j\right)} u^+_i u^-_j, \\ \theta^\pm_{A\alpha} &= u^\pm_i \theta^i_\alpha, \qquad \bar{\theta}^\pm_{A\dot{\alpha}} = u^\pm_i \theta^i_{\dot{\alpha}}. \end{aligned} \tag{30}$$

Спинорные ковариантные производные (26) можно переписать в виде

$$D^\pm_\alpha = u^\pm D^i_\alpha, \qquad \bar{D}^\pm_{\dot{\alpha}} = u^\pm \bar{D}^i_{\dot{\alpha}}, \tag{31}$$

где $D^i_\alpha, \bar{D}^i_{\dot{\alpha}}$ определяются выражением

$$\begin{aligned} D^i_\alpha &= \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} + i\bar{\theta}^{\dot{\alpha}i}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}, \\ \bar{D}_{\dot{\alpha}} &= -\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{i\dot{\alpha}}} - i\theta^{i\alpha}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}. \end{aligned} \tag{32}$$

Стоит заметить, что эти выражения являются производными, то есть для них выполнено правило Лейбница.

# 2 Шестимерное $\mathcal{N}=(1,0)$ гармоническое суперпространство

## 2.1 Спинорная алгебра

Спинорные производные шестимерного $\mathcal{N}{=}(1,0)$ суперпространства имеют вид

$$D^k_a = \partial^k_a - i\theta^{bk}\partial_{ab}, \qquad \{D^k_a, D^l_b\} = -2i\varepsilon^{kl}\partial_{ab}\,, \tag{33}$$

где производные $\partial_{ab}, \partial^k_a$ даются выражением

$$\partial_{ab} = \frac{1}{2}(\gamma^M)_{ab}\partial_M\,, \qquad \partial_M x^N = \delta^N_M, \tag{34}$$

$$\partial^k_a\theta^b_i = \delta^k_i\delta^b_a, \qquad x^M = \frac{1}{2}(\gamma^M)_{ab}x^{ab}. \tag{35}$$

Для векторов удобно использовать обозначение

$$V_{ab} = \frac{1}{2}(\gamma^M)_{ab}V_M\,, \tag{36}$$

где индекс M пробегает значения от 0 до 5, а $(\gamma^M)_{ab}$ это антисимметричные шестимерные матрицы(аналог $\sigma_\mu$ в шестимерном пространстве Минковоского), удовлетворяющие соотношениям

$$\gamma_M\tilde{\gamma}_N + \gamma_N\tilde{\gamma}_M = \ -2\eta_{MN}\,, \qquad \eta_{MN} = \mathrm{diag}(1,-1,-1,-1,-1,-1), \tag{37}$$

с заданными гамма-матрицами

$$(\tilde{\gamma}_M)^{ab} \ = \ \frac{1}{2}\varepsilon^{abcd}(\gamma_M)_{cd}. \tag{38}$$

Одно из возможных точных представлений этих матриц:

$$\gamma_0 = \tilde{\gamma}_0 = i\sigma_2 \otimes \mathbb{1}; \quad \gamma_1 = -\tilde{\gamma}_1 = i\sigma_2 \otimes \sigma_1; \quad \gamma_2 = -\tilde{\gamma}_2 = i\mathbb{1} \otimes \sigma_2;$$
$$\gamma_3 = -\tilde{\gamma}_3 = i\sigma_2 \otimes \sigma_3; \quad \gamma_4 = \tilde{\gamma}_4 = \sigma_1 \otimes \sigma_2; \quad \gamma_5 = \tilde{\gamma}_5 = \sigma_3 \otimes \sigma_2\,. \tag{39}$$

Дираковские гамма-матрицы $\Gamma_M$, удовлетворяющие стандартной алгебре Клиффорда

$$\Gamma_M\Gamma_N + \Gamma_N\Gamma_M = 2\eta_{MN},$$

могут быть выбраны как

$$\Gamma_M = \begin{pmatrix} 0 & \tilde{\gamma}_M \\ -\gamma_M & 0 \end{pmatrix}. \tag{40}$$

Можно представить следующую матрицу

$$\Gamma_7 = \Gamma_0\Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3\Gamma_4\Gamma_5, \tag{41}$$

и увидеть, что спиноры $\lambda^a$, $\psi_a$ - левые киральные и правые киральные проекции восьми-компонентного Дираковсвкого спинора, *т.е.* $\lambda, \psi = (1 \pm \Gamma_7)\Psi/2$.

Генераторы группы $Spin(5,1)$ выражаются следующим образом

$$(\sigma_{MN})^a{}_b = \frac{1}{2}(\tilde{\gamma}_M\gamma_N - \tilde{\gamma}_N\gamma_M)^a{}_b = \frac{1}{2}(\gamma_N\tilde{\gamma}_M - \gamma_M\tilde{\gamma}_N)_b{}^a . \tag{42}$$

Так как они вещественные, необходимо определить, вместо комплексного четырех-компонентного спинора $\lambda^a$ , пару спиноров $\lambda^a_{j=1,2}$, подчиняющихся соотношению

$$\overline{\lambda^a_j} \equiv -C^a{}_b(\lambda^b_j)^* = \varepsilon^{jk}\lambda^a_k, \tag{43}$$

где $C$ это матрица зарядового сопряжения со свойствами $C = -C^T$, $C^2 = -1$. Её можно выбрать так $C = \tilde{\gamma}_0\gamma_5$.

Аналогично, вместо стандартного комплексного $\psi_a$, можно ввести пару правых спиноров $\psi^A_a$, связанных соотношением, аналогичным (43).

## 2.2 Шестимерное $\mathcal{N} = (1,0)$ суперпространство

Основные факты о спинорном представлении группы $SO(5,1)$ и $\mathcal{N}= (1,0)$ шестимерном суперпространстве можно найти более подробно в [42].

Стандартное шестимерное суперпространство включает следующие координаты

$$z = (x^M, \theta^a_i)\,, M = 0, ..., 5\,, \quad a = 1, ..., 4\,, \quad i = 1, 2, \tag{44}$$

где Грассмановы координаты $\theta^a_i$ подчиняются соотношениям

$$\overline{\theta^a_i} \equiv -C^a_b(\theta^b_i)^* = \theta^{ai}. \tag{45}$$

Здесь операция сопряжения это ковариантное сопряжение, определенное следующим образом

$$\Psi^a \to \bar{\Psi}^a = \begin{pmatrix} -k^a \\ \bar{\psi}^\alpha \end{pmatrix}. \tag{46}$$

Тот факт, что $\bar{\theta}$ можно выразить через $\theta$ является свойством шестимерного суперпространства.

Введем гармоники $u^{\pm i}$ $(u^-_i = (u^+_i)^*, u^{+i}u^-_i = 1)$ , которые описывают сферу $SU(2)_R/U(1)$, где $SU(2)_R$ это группа R-симметрии $\mathcal{N} = (1,0)$ супералгебры Пуанкаре. Гармоническое $\mathcal{N}$=$(1,0)$, шестимерное суперпространство в центральном базисе параметризуется координатами

$$Z := (z, u) = (x^M, \theta^a_i, u^{\pm i}). \tag{47}$$

Гармоническое суперпространство в аналитическом базисе включает гармоники и координаты $x^M_{(\rm an)}, \theta^{\pm a}$:

$$Z_{(\rm an)} := (x^M_{(\rm an)}, \theta^{\pm a}, u^{\pm i}) \,, \tag{48}$$

$$x^M_{(\rm an)} = x^M + \frac{i}{2}\theta^a_k \gamma^M_{ab} \theta^b_l u^{+k} u^{-l}, \qquad \theta^{\pm a} = u^\pm_k \theta^{ak}. \tag{49}$$

Важное свойство аналитического базиса, то что этот набор координат

$$\zeta := (x^M_{(\rm an)}, \theta^{+a}, u^{\pm i}) \,, \tag{50}$$

включает только половину Грассмановых переменных, как уже говорилось в разделе 1.2

Спинорные производные в аналитическом базисе выглядят так

$$
\begin{aligned}
D^+_a = \partial_{-a}\,, \qquad D^-_a = -\partial_{+a} - 2i\theta^{-b}\partial_{ab}\,,\\
D^0 = u^{+i}\frac{\partial}{\partial u^{+i}} - u^{-i}\frac{\partial}{\partial u^{-i}} + \theta^{+a}\partial_{+a} - \theta^{-a}\partial_{-a},\\
D^{++} = \partial^{++} + i\theta^{+a}\theta^{+b}\partial_{ab} + \theta^{+a}\partial_{-a}\,,\\
D^{--} = \partial^{--} + \theta^{-a}\theta^{-b}\partial_{ab} + \theta^{-a}\partial_{+a},
\end{aligned}
\tag{51}
$$

где $\partial_{\pm a}\theta^{\pm b} = \delta^b_a$ и производные $\partial^{--}, \partial^{++}$ принимают следующий вид

$$
\partial^{++} = u^{+i}\frac{\partial}{\partial u^{-i}}, \qquad \partial^{--} = u^{-i}\frac{\partial}{\partial u^{+i}}\,.
$$

Выполнены следующие коммутационные соотношения

$$
\begin{aligned}
\{D^+_a, D^-_b\} = 2i\partial_{ab}, \qquad [D^{++}, D^{--}] = D^0,\\
[D^{++}, D^+_a] = [D^{--}, D^-_a] = 0\,, \qquad [D^{++}, D^-_a] = D^+_a,\\
[D^{--}, D^+_a] = D^-_a, \qquad [D^0, D^{\pm\pm}] = \pm 2D^{\pm\pm}.
\end{aligned}
\tag{52}
$$

Использованы данные обозначения

$$
\begin{aligned}
(D^\pm)^4 = -\frac{1}{24}\varepsilon^{abcd}D^\pm_a D^\pm_b D^\pm_c D^\pm_d\,, \quad (D^\pm)^{3a} = -\frac{1}{6}\varepsilon^{abcd}D^\pm_b D^\pm_c D^\pm_d\,,\\
(\theta^\pm)^4 = -\frac{1}{24}\varepsilon_{abcd}\theta^{\pm a}\theta^{\pm b}\theta^{\pm c}\theta^{\pm d}, \quad (D^\pm)^4(\theta^\mp)^4 = 1\,,
\end{aligned}
\tag{53}
$$

и следующие соотношения для меры интегрирования по полному суперпространству и по аналитическому подпространству:

$$
dZ_{(\mathrm{an})} = d^6x_{(\mathrm{an})}\,du(D^-)^4(D^+)^4, \qquad d\zeta^{(-4)} = d^6x_{(\mathrm{an})}du\,(D^-)^4. \tag{54}
$$

Для меры интегрирования по полному суперпространству можно так же записать

$$
dZ_{(\mathrm{an})} = d^6x_{(\mathrm{an})}\,dud^8\theta, \quad dZ = d\zeta^{(-4)}(D^+)^4. \tag{55}
$$

Мера $dZ_{(\mathrm{an})}$ имеет размерность $-2$ и $d\zeta^{(-4)}$ — размерность $-4$. Далее будем опускать “(an)” в обозначениях координат $x$.

Интегралы $\int F\,du$ ненулевые только если $F$ имеет нулевой гармонический заряд, $D^0 F = 0$. Их можно вычислить, используя правила

$$\int du\, u_j^+ u_k^- = \frac{1}{2}\epsilon_{jk}\,,$$
$$\int du\, u_j^+ u_k^+ u_m^- u_n^- = \frac{1}{6}\left(\epsilon_{jm}\epsilon_{kn} + \epsilon_{jn}\epsilon_{km}\right)\,,$$
$$\int du\, u_j^+ u_k^+ u_m^+ u_n^- u_l^- u_p^- = \frac{1}{24}(\epsilon_{jn}\epsilon_{kl}\epsilon_{mp} + 5 \text{ more terms})\,, \qquad (56)$$

Ниже приведем соотношения для гармонических переменных, которые понадобятся для подсчета расходимостей.

$$D^0 f^{(q)}(u) = q f^{(q)}(u), \qquad (57)$$

где $f^{(q)}(u)$ - функция на сфере.

# 3 $\mathcal{N} = (1,0)$ калибровочная теория в шестимерном суперпространстве

Наиболее общее шестимерное суперполе зависит от 8 нечетных переменных $\theta_i^a$ (или $\theta^{\pm a}$),что делает их вид довольно сложным, поэтому мы будем использовать только Грассмановы аналитические (G-аналитические) суперполя [45]. G-аналитические суперполя $\phi(\zeta)$ удовлетворяют соотношениям $D_a^+\phi = 0$. В аналитическом базисе, $D_a^+$ редуцируется до выражения $\partial/\partial\theta^{-a}$.

Основные объекты шестимерной суперполевой калибровочной теории это ковариантные производные , определяемые следующим образом [30]

$$\nabla_{\mathcal{M}} = D_{\mathcal{M}} + i\mathcal{A}_{\mathcal{M}}, \qquad (58)$$

где $D_{\mathcal{M}} = (D_M, D_a^i)$ - плоские производные. Здесь $M = 0,..,5,$ - шестимерные векторные индексы, а спинорные индексы пробегают значения $a = 1,..4,$. Суперполе $\mathcal{A}_{\mathcal{M}}$ это калибровочная связность. Ковариантные производные преобразуются под действием калибровочной группы как

$$\nabla'_{\mathcal{M}} = e^{\mathrm{i}\tau}\nabla_{\mathcal{M}}e^{-\mathrm{i}\tau}\,, \qquad \tau^\dagger = \tau\,, \qquad (59)$$

и удовлетворяют алгебре

$$\{\nabla^i_a, \nabla^j_b\} = -2i\varepsilon^{ij}\nabla_{ab}, \qquad [\nabla^i_c, \nabla_{ab}] = -\frac{1}{2}\varepsilon_{abcd}W^{id}, \tag{60}$$

$$[\nabla_M, \nabla_N] = iF_{MN}\,, \tag{61}$$

где $W^{i\,a}$ это суперполевая напряженность, а $\nabla_{ab} = \frac{1}{2}(\gamma^M)_{ab}\nabla_M$.

Соотношения (60) и (61) могут быть решены в рамках гармонического пространства. В $\lambda$-базисе [30], спинорные ковариантные производные $\nabla^+_a$ связаны с плоскими $D^+_a$ , в то время как гармонические ковариантные производные вовлекают связности $V^{++}$ и $V^{--}$,

$$\nabla^{\pm\pm} = D^{\pm\pm} + iV^{\pm\pm}\,, \qquad \widetilde{V}^{\pm\pm} = V^{\pm\pm}\,, \qquad \delta V^{\pm\pm} = -\nabla^{\pm\pm}\lambda(\zeta, u)\,,$$

$$[\nabla^{--}, D^+_a] = \nabla^-_a\,, \qquad [\nabla^{++}, \nabla^-_a] = D^+_a\,, \quad [\nabla^{++}, D^+_a] = [\nabla^{--}, \nabla^-_a] = 0\,, \tag{62}$$

где $(\zeta, u)$ отвечает за коордианты аналитического подпространства. Вещественная связность $V^{++}(\zeta, u)$ - аналитическая, а так же является потенциалом теории.

Суперполе $V^{++}$ в калибровке Весса-Зумино имеет вид

$$V^{++}_{WZ} = \theta^{+a}\theta^{+b}A_{ab}(x_{(an)}) + (\theta^+)^3_a\lambda^{ia}(x_{(an)})u^-_i + 3(\theta^+)^4 D^{ik}(x_{(an)})u^-_i u^-_k\,. \tag{63}$$

Это суперполе включает в себя калибровочное поле $A_{ab}$, спинорное поле калибрино $\lambda^{i\,a}$ вспомогательное поле $D^{(ik)}$.

С другой стороны, неаналитическая гармоническая связность $V^{--}(z, u)$ определяется в терминах $V^{++}$ как решение гармонического соотношения [49]. В абелевом случае выполнено

$$[\nabla^{++}, \nabla^{--}] = D^0 \;\Leftrightarrow\; D^{++}V^{--} - D^{--}V^{++} = 0. \tag{64}$$

Уравнение (64) может быть решено для $V^{--}$ как

$$V^{--}(z, u) = \int du_1 \frac{V^{++}(z, u_1)}{(u^+u^+_1)^2}\,. \tag{65}$$

Используя связность $V^{--}$, можно сконструировать спинорную и векторную связность и определить ковариантную спинорную суперполевую напряженность $W^{\pm a}$

$$W^{+a} = -\frac{1}{6}\varepsilon^{abcd} D_b^+ D_c^+ D_d^+ V^{--}, \qquad W^{-a} = D^{--} W^{+a} \tag{66}$$

Необходимо так же определить G-аналитическое суперполе $F^{++}$ [45]

$$\begin{aligned} F^{++} &= \frac{1}{4} D_a^+ W^{+a} = (D^+)^4 V^{--}, \\ D_a^+ W^{+b} &= \delta_a^b F^{++}, \qquad D^{++} F^{++} = 0, \end{aligned} \tag{67}$$

которое нам понадобится.

Суперполевое действие шестимерной $\mathcal{N} = (1,0)$ теории супер-Янг-Миллса, взаимодействующей с гипермультиплетом имеет форму

$$\begin{aligned} S_0[V^{++}, q^+] &= \frac{1}{f^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n} \int d^{14}z \, du_1 \ldots du_n \frac{V^{++}(z,u_1) \ldots V^{++}(z,u_n)}{(u_1^+ u_2^+) \ldots (u_n^+ u_1^+)} - \\ &- \int d\zeta^{(-4)} du \, \tilde{q}^{+\,m} (\nabla^{++})_m{}^n q_n^+ , \end{aligned} \tag{68}$$

где $f$ это размерная константа взаимодействия ($[f] = -1$).

Суперполе гипермультиплета $q^+(x,\theta)$ можно представить в виде

$$q^+(z) = f^i(x) u_i^+ + \theta^{+\,a} \psi_a(x) + ..., \tag{69}$$

с дублетом безмассовых скалярных полей $f^i(x)$ и спинорного поля $\psi_\alpha$ в качестве физических. Он так же включает бесконечное количество калибровочных полей, происхождение которых объясняется гармоническим расширением. Оба суперполя $q^+(\zeta,u)$ и его зарядовое сопряжение[1] $\tilde{q}^+$ подчиняются соотношениям аналитичности: $D_\alpha^+ q^+ = D_\alpha^+ \tilde{q}^+ = 0$. Действие (74) инвариантно относительно калибровочных преобразований

$$V^{++\prime} = -ie^{i\lambda} D^{++} e^{-i\lambda} + e^{i\lambda} V^{++} e^{-i\lambda}, \qquad q^{+\prime} = e^{i\lambda} q^+, \tag{70}$$

[1]Зарядовое сопряжение задается следующим образом $\widetilde{\tilde{q}^+} = -q^+$

где $\lambda = \lambda(\zeta, u)$ - аналитический калибровочный параметр. Используя соотношение (64), можно установить полезное соотношение [45]

$$\delta V^{--} = \frac{1}{2}(D^{--})^2 \delta V^{++} - \frac{1}{2} D^{++}(D^{--}\delta V^{--}). \tag{71}$$

Уравнения движения для действия (74)

$$\begin{aligned} \frac{\delta S}{\delta V^{++}} = 0 \Rightarrow \frac{1}{2f^2} F^{++} - i\tilde{q}^+ q^+ = 0\,, \\ \frac{\delta S}{\delta \tilde{q}^{++}} = 0 \Rightarrow \nabla^{++} q^+ = 0\,. \end{aligned} \tag{72}$$

Заметим, что суперполе $F^{++}$ вещественно в смысле зарядового сопряжения, $\widetilde{F}^{++} = F^{++}$.

# 4 Структура расходимостей

Изучим структуру расходимостей в шестимерной суперсимметричной $\mathcal{N}$=(1,0) абелевой калибровочной теории, взаимодействующей с гипермультиплетом. Вычислим коэффициенты для расходящейся части эффективного действия, используя диаграммную технику.

Согласно анализу, приведенному в [45], возможные вклады в расходящуюся часть эффективного действия абелевой теории могут быть представлены в виде интеграла по аналитическому подпространству гармонического пространства:

$$\Gamma_{div} = \int d\zeta^{(-4)} du \Big\{ c_1 (F^{++})^2 + i c_2 \widetilde{q}^+ F^{++} q^+ + c_3 (\widetilde{q}^+ q^+)^2 \Big\}\,. \tag{73}$$

В статье [50] было показано что расходиться будут только фейнмановские интегралы для $c_1$ и $c_2$,а коэффициент $c_3 = 0$. Это значит, что расходимости в данной теории будут двух типов: первой, $c_1 \int d\zeta^{-4} du (F^{++})^2$ будет соответствовать диаграмма, у которой нет внешних линий гипермультиплета, но есть внешние линии векторного мультиплета; вторая диаграмма будет содержать две внешних линии гипермультиплета. Эти две диаграммы мы и вычислим, и покажем, что они соответствуют вкладам в выражении (73), а так же вычислим коэффициенты $c_1$ и $c_2$.

В случае абелевой теории действие выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} S_0[V^{++}, q^+] &= \frac{1}{2f^2}\int d^{14}z\, du_1 du_2 \frac{V^{++}(z,u_1)V^{++}(z,u_2)}{(u_1^+u_2^+)^2} - \\ &\quad - \int d\zeta^{(-4)} du\, \tilde{q}^+ \nabla^{++} q^+. \end{aligned} \tag{74}$$

Для первой части запишем

$$S_1 = \frac{1}{4f^2}\int d^6x d^8\theta du_1 du_2 \frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2} V_1^{++}V_2^{++}. \tag{75}$$

Добавляем минимальную фиксацию калибровки

$$S_{gf} = -\frac{1}{4f^2}\int d^6x d^8\theta du_1 du_2 D_1^{++}V_1^{++}\frac{u_1^-u_2^-}{(u_1^+u_2^+)^3} D_2^{++}V_2^{++}. \tag{76}$$

Подействуем производной $D_1^{++}$ в выражении (76)

$$\begin{aligned} &-\frac{1}{4f^2}\int d^6x d^8\theta du_1 du_2 D_1^{++} \times \left[V_1^{++}\frac{u_1^-u_2^-}{(u_1^+u_2^+)^3} D_2^{++}V_2^{++}\right] - \\ &-\frac{1}{4f^2}\int d^6x d^8\theta du_1 du_2 V_1^{++}(D_1^{++}\frac{u_1^-u_2^-}{(u_1^+u_2^+)^3}) D_2^{++}V_2^{++}. \end{aligned} \tag{77}$$

Применим свойство

$$D_1^{++}\frac{1}{((u_1^+u_2^+)^n)} = \frac{1}{(n-1)!}(D_1^{--})^{n-1}\delta^{n,-n}(u_1,u_2), \tag{78}$$

а так же тот факт, что $D^{\pm\pm}u^{\mp} = u^{\pm}$. В нашем случае $n = 3$, получим

$$\frac{1}{4f^2}\int d^6x d^8\theta du_1 du_2 V_1^{++}\left[\frac{u_1^+u_2^-}{(u_1^+u_2^+)^3} + \frac{1}{2}(D_1^{--})^2\delta^{3,-3}(u_1,u_2)(u_1^-u_2^-)\right] D_2^{++}V_2^{++}. \tag{79}$$

Перебросим производную $D_2^{++}$

$$\begin{aligned} &-\frac{1}{4f^2}\int d^6x d^8\theta du_1 du_2 V_1^{++}\left[\frac{u_1^+u_2^-}{(u_1^+u_2^+)^3}D_2^{++}V_2^{++}\right] + \\ &+\int d^6x d^8\theta du_1 du_2 D_2^{++}\left[V_1^{++}\frac{u_1^+u_2^-}{(u_1^+u_2^+)^3}V_2^{++}\right], \end{aligned} \tag{80}$$

и подействуем ею на выражение в скобках

$$-\frac{1}{4f^2}\int d^6xd^8\theta du_1du_2V_1^{++}\left[\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}+(u_1^+u_2^-)D_2^{++}\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^3}\right]V_2^{++}=$$
$$-\frac{1}{4f^2}\int d^6xd^8\theta du_1du_2V_1^{++}\left[\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}-\frac{1}{2}(D_2^{--})^2\delta^{3,-3}(u_1,u_2)\right]V_2^{++}. \qquad (81)$$

Поэтому получим

$$S_0+S_{gf}=\frac{1}{8f^2}\int d^6xd^8\theta du_1du_2V_1^{++}\delta^{3,-3}(u_1,u_2)(D_2^{--})^2V_2^{++}=$$
$$=\frac{1}{8f^2}\int d^6xd^8\theta duV^{++}(D^{--})^2V^{++},$$

используем определение меры интегрирования по аналитическому подпространству $d\zeta^{-4}=d^6xdu(D^-)^4$

$$\frac{1}{8f^2}\int d\zeta^{-4}V^{++}(D^+)^4(D^{--})^2V^{++}=$$
$$=\frac{1}{4f^2}\int d\zeta^{-4}V^{++}\Box V^{++}. \qquad (82)$$

Для второй части отдельно запишем функционал $S_2$,

$$S_2=\int d\zeta^{-4}\left[\tilde{q}^+D^{++}q^+\right], \qquad (83)$$

так что $S_0=S_1+S_2$. Запишем производящий функционал

$$Z\left[J^{+2},J^{+3},\tilde{J^{+3}}\right]=\int DV^{++}Dq^+D\tilde{q}^+e^{iS_0+S_{gf}+S_{source}}, \qquad (84)$$

где функционал $S_{source}$ примет вид

$$S_{source}=\int d\zeta^{-4}\left[V^{++}J^{+2}+\tilde{q^+}J^{+3}+\tilde{J^{+3}}q^+\right]. \qquad (85)$$

Тогда действие в присутствии источников выглядит так

$$S_0+S_{gf}+S_{source}=\frac{1}{4f^2}\int d\zeta^{-4}V^{++}\Box V^{++}+\int d\zeta^{-4}V^{++}J^{+2}+$$
$$+\int d\zeta^{-4}\left[\tilde{q}^+D^{++}q^++\tilde{q}^+J^{+3}+\tilde{J^{+3}}q^+\right]. \qquad (86)$$

Уравнения движения, полученные из него, выглядят следующим образом

$$\frac{1}{2f^2}\Box V^{++}+J^{+2}=0\Rightarrow V^{++}=-\frac{2f^2}{\Box}J^{+2}. \qquad (87)$$

Нормированный производящий функционал можно записать так [52]

$$Z\left[J^{+2}, J^{+3}, \tilde{J}^{+3}\right] = e^{iS_{int}(\frac{1}{i}\frac{\delta}{\delta J})}Z_0, \tag{88}$$

где производящий функционал

$$Z_0 = \int DV^{++}Dq^{+}D\tilde{q}^{+}e^{iS_0+S_{gf}}, \tag{89}$$

а действие $S_{int}$

$$S_{int} = \int d\zeta^{-4}\tilde{q}^{+}V^{++}q^{+}. \tag{90}$$

Действие $S_{int}(\frac{1}{i}\frac{\delta}{\delta J})$ запишем позже, отдельно для каждой диаграммы. С учетом уравнений движения получим выражение для производящего функционала

$$Z_0 = \int DV^{++}Dq^{+}D\tilde{q}^{+}\exp\Big\{-if^2\int d\zeta^{-4}J^{+2}\frac{1}{\Box}J^{+2}- \\ -i\int d\zeta_1^{-4}d\zeta_2^{-4}\tilde{J}_1^{(+3)}\frac{1}{\Box}(D_1^{+})^4(D_2^{+})^4J_2^{(+3)}\Big\}. \tag{91}$$

Теперь построим эти диаграммы и покажем, что их можно записать как произведение двух множителей, один из которых будет являться расходящейся частью интеграла(по сути, это и будет коэффициент $c_1$ или $c_2$ для двух диаграмм соответственно), другой будет записан в терминах полей гипермультиплета и векторного мультиплета.

## 4.1 Вычисление диаграммы, не содержащей внешних линий гипермультиплета

Построим диаграмму, соответствующую первой части в выражении (73):

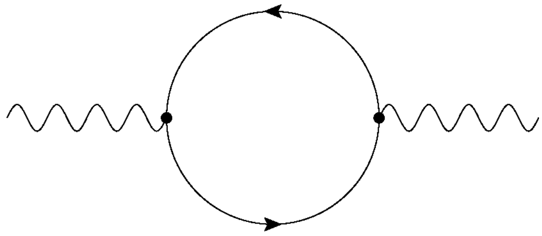

Рис.1

Перепишем действие (74):

$$S_0[V^{++},q^+] \;=\; \frac{1}{4f^2}\int d^6x d^8\theta\, du_1 du_2 \frac{V^{++}(z,u_1)V^{++}(z,u_2)}{(u_1^+u_2^+)^2} - \\ - \int d\zeta^{(-4)} du\, \tilde{q}^+(D^{++}+iV^{++})q^+. \qquad (92)$$

Для начала нужно найти пропагатор суперполя материи, как решение уравнения

$$D_1^{++}G^{(1,1)}(1|2) = \delta^{(3,1)}(1|2), \qquad (93)$$

где $\delta^{(3,1)}(1|2) = (D_2^+)^4\delta^6(x_1-x_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2)\frac{1}{2}\delta^{(3,-3)}$, а $\delta^{(3,-3)}$ - дельта-функция на гармоническом пространстве [30]. Подействуем слева и справа производной $(D_1^{--})^2$, получим

$$(D_1^{--})^2 D_1^{++}G^{(1,1)}(1|2) = (D_1^{--})^2\delta^{(3,1)}(1|2),$$

используем коммутационные свойства (52)

$$D_1^{--}\left(D_1^{++}D_1^{--} - D^0\right)G^{(1,1)}(1|2) = \\ = \left(D_1^{++}(D_1^{--})^2 - D^0 D_1^{--} - D_1^{--}D^0\right)G^{(1,1)}(1|2),$$

используем те же коммутационные соотношения и свойство $D^0 G^{(1,1)}(1|2) = G^{(1,1)}(1|2)$

$$\begin{aligned}\left(D_1^{++}(D_1^{--})^2 + 2D^{--} - 2D_1^{--}D^0\right) G^{(1,1)}(1|2) = \\ = \left(D_1^{++}(D_1^{--})^2\right) G^{(1,1)}(1|2).\end{aligned} \tag{94}$$

Мы получили

$$D_1^{++}(D^{--})^2 G^{(1,1)}(1|2) = (D^{--})^2 \delta^{(3,1)}(1|2). \tag{95}$$

Теперь распишем дельта-функцию $\delta^{(3,1)}(1|2)$

$$D_1^{++}(D^{--})^2 G^{(1,1)}(1|2) = 2(D_2^+)^4 D_1^{++} \frac{1}{(u_1^+ u_2^+)^3} \delta^6(x_1 - x_2)\delta^8(\theta_1 - \theta_2),$$

и, так как производные $D_1^{++}$ и $(D_2^+)^4$ коммутируют, получим выражение

$$D_1^{++}(D^{--})^2 G^{(1,1)}(1|2) = D_1^{++} 2(D_2^+)^4 \frac{1}{(u_1^+ u_2^+)^3} \delta^6(x_1 - x_2)\delta^8(\theta_1 - \theta_2).$$

Диаграммы для двух слагаемых

$$G^{(1,1)}(1|2) = \frac{1}{\Box}(D_1^+)^4 (D_2^+)^4 \frac{1}{(u_1^+ u_2^+)^3} \delta^6(x_1 - x_2)\delta^8(\theta_1 - \theta_2), \tag{96}$$

где оператор $\Box = \frac{1}{2}(D^+)^4(D^{--})^2$. Тогда уравнения движения для действия $S_2$ (83) в присутствии источников будут иметь вид

$$\begin{aligned} D^{++}q^+ &= J^{(+3)} \\ -D^{++}\tilde{q}^+ &= \tilde{J}^{(+3)} \end{aligned} \tag{97}$$

Теперь можно записать выражение для диаграммы

$$\begin{aligned}\exp\{iS_{int}\} \exp\Big\{ i \int d\zeta_1^{-4} d\zeta_2^{-4} \tilde{J}_1^{(+3)} \frac{1}{\Box}(D_1^+)^4 (D_2^+)^4 \times \\ \times \frac{1}{(u_1^+ u_2^+)^3} \delta^6(x_1 - x_2)\delta^8(\theta_1 - \theta_2) J_2^{(+3)} \Big\},\end{aligned} \tag{98}$$

причем $S_{int}$ для этой диаграммы будет иметь вид

$$S_{int} = -\int d\zeta^{-4} \tilde{q}^+ iV^{++} q^+ = \int d\zeta^{-4} \frac{\delta}{\delta J^{(+3)}} iV^{++} \frac{\delta}{\delta \tilde{J}^{(+3)}}. \tag{99}$$

Поэтому выражение (98) можно переписать так

$$
\begin{gathered}
(-i)\int d\zeta_1^{-4}\frac{\delta}{\delta J_1^{(+3)}}iV_1^{++}\frac{\delta}{\delta \tilde{J}_1^{(+3)}}\int d\zeta_2^{-4}\frac{\delta}{\delta J_2^{(+3)}}iV_2^{++}\frac{\delta}{\delta \tilde{J}_2^{(+3)}}\times\\
\times\left[i\tilde{J}_1^{(+3)}\frac{1}{\Box_1}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^3}\delta^6(x_1-x_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2)J_2^{(+3)}\right]\times\\
\times\left[i\tilde{J}_2^{(+3)}\frac{1}{\Box_2}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\frac{1}{(u_2^+u_1^+)^3}\delta^6(x_2-x_1)\delta^8(\theta_2-\theta_1)J_1^{(+3)}\right]=\\
=-\frac{i}{2}\int d\zeta_1^{-4}d\zeta_2^{-4}V_1^{++}V_2^{++}\frac{1}{\Box_1}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^3}\delta^6(x_1-x_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2)\times\\
\times\frac{1}{\Box_2}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\frac{1}{(u_2^+u_1^+)^3}\delta^6(x_2-x_1)\delta^8(\theta_2-\theta_1),
\end{gathered}
\tag{100}
$$

используя определение меры интегрирования по полному суперпространству $dZ = dud^8\theta d^6x$, а так же свойство

$$
\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^n}=(-1)^n\frac{1}{(u_2^+u_1^+)^n},
\tag{101}
$$

перепишем выражение (100):

$$
\begin{gathered}
\frac{i}{2}\int dZ_1dZ_2V_1^{++}V_2^{++}\frac{1}{(u_2^+u_1^+)^6}\frac{1}{\Box_1}\delta^6(x_1-x_2)\times\\
\times(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_1-\theta_2)\frac{1}{\Box_2}\delta^6(x_2-x_1)\delta^8(\theta_2-\theta_1).
\end{gathered}
\tag{102}
$$

Применим преобразование Фурье

$$
\begin{gathered}
-\frac{i}{2}\int d^6x_1d^8\theta_1du_1dZ_2\frac{d^6p_1}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_2}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_3}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_4}{(2\pi)^6}V^{++}(p_1,\theta_1,u_1)\times\\
\times V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)e^{i(p_1x_1+p_2x_2)}\times\\
\times\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^6}\frac{1}{\Box_1}e^{ip_3(x_1-x_2)}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_1-\theta_2)\frac{1}{\Box_2}e^{ip_4(x_2-x_1)}\delta^8(\theta_2-\theta_1),
\end{gathered}
\tag{103}
$$

подействуем оператором $\frac{1}{\Box}$ на дельта-функции и перегруппируем экспоненты:

$$
\begin{gathered}
-\frac{i}{2}\int d^6x_1d^8\theta_1du_1dZ_2\frac{d^6p_1}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_2}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_3}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_4}{(2\pi)^6}V^{++}(p_1,\theta_1,u_1)\times\\
V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^6}\frac{1}{(p_3)^2}\frac{1}{(p_4)^2}e^{ix_1(p_3+p_1-p_4)}e^{ix_2(-p_3+p_2+p_4)}\times\\
\times\delta^8(\theta_2-\theta_1)(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_1-\theta_2),
\end{gathered}
\tag{104}
$$

видим, что в выражении (104) стоит дельта-функция $\delta(p_3+p_1-p_4)$:

$$-\frac{i}{2}\int d^8\theta_1 du_1 dZ_2 \frac{d^6p_1}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_2}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_3}{(2\pi)^6}d^6p_4 V^{++}(p_1,\theta_1,u_1)\times$$
$$^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^6}\frac{1}{(p_3)^2}\frac{1}{(p_4)^2}\delta(p_3+p_1-p_4)e^{ix_2(-p_3+p_2+p_4)}\times$$
$$\times\delta^8(\theta_2-\theta_1)(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_1-\theta_2).$$

Выразим $p_4=p_1+p_3$ и снимем интегрирование по $dp_4$ за счет этой дельта-функции

$$-\frac{i}{2}\int d^8\theta_1 du_1 dZ_2 \frac{d^6p_1}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_2}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_3}{(2\pi)^6}V^{++}(p_1,\theta_1,u_1)\times$$
$$\times V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^6}\frac{1}{(p_3)^2}\frac{1}{(p_3+p_1)^2}e^{ix_2(p_2+p_1)}\times$$
$$\times\delta^8(\theta_2-\theta_1)(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_1-\theta_2).$$

Теперь распишем меру интегрирования по полному суперпространству $dZ_2$ и выделим дельта-функцию $\delta(p_1+p_2)$

$$-\frac{i}{2}\int d^8\theta_1 du_1 d^8\theta_2 du_2 \frac{d^6p_1}{(2\pi)^6}\frac{d^6p_2}{(2\pi)^6}d^6p_3 V^{++}(p_1,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^6}\times$$
$$\frac{1}{(p_3)^2}\frac{1}{(p_3+p_1)^2}\delta(p_1+p_2)\delta^8(\theta_2-\theta_1)(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_1-\theta_2),$$

обозначим $p_3=p$, снимем интегрирование по $dp_2$ за счет дельта-функции

$$\frac{i}{2}\int d^8\theta_1 du_1 d^8\theta_2 du_2 \frac{d^6p_1}{(2\pi)^{12}}d^6p V^{++}(p_1,\theta_1,u_1)V^{++}(-p_1,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^6}\times$$
$$\times\frac{1}{p^2}\frac{1}{(p+p_1)^2}\delta^8(\theta_1-\theta_2)(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_2-\theta_1). \quad (105)$$

Обозначим $p_1=k$ и совершим обратное преобразование Фурье

$$-\frac{i}{2}\int d^6x d^8\theta_1 du_1 d^8\theta_2 du_2 \frac{d^6p}{(2\pi)^6}V^{++}(x,\theta_1,u_1)V^{++}(x,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^6}\times$$
$$\times\frac{1}{p^2}\frac{1}{(p+k)^2}\delta^8(\theta_1-\theta_2)(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_2-\theta_1). \quad (106)$$

Воспользуемся свойством

$$-\delta^8(\theta_1-\theta_2)(D_1^+)^4(D_2^+)^4\delta^8(\theta_2-\theta_1)=(u_1^+u_2^+)^4\delta^8(\theta_2-\theta_1), \quad (107)$$

и перепишем выражение (106) в виде

$$-\frac{i}{2}\int d^6xd^8\theta du_1du_2\frac{d^6p}{(2\pi)^6}V^{++}(x,\theta,u_1)V^{++}(x,\theta,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\frac{1}{p^2}\frac{1}{(p+k)^2}. \quad (108)$$

Совершим Виковский поворот, получим

$$\frac{1}{2}\int d^6xd^8\theta du_1du_2\frac{d^6p}{(2\pi)^6}V^{++}(x,\theta,u_1)V^{++}(x,\theta,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\frac{1}{p^2}\frac{1}{(p+k)^2}. \quad (109)$$

Вычислим теперь расходящуюся часть получившегося интеграла, используем известную формулу размерной регуляризации [51]

$$\int\frac{d^{2w}k}{(2\pi)^{2w}}\frac{1}{(l^2+M^2+2pl)^A}=\frac{\Gamma(A-w)}{(4\pi)^w(\Gamma(A))}\frac{1}{(M^2-p^2)^{A-w}}. \quad (110)$$

Перепишем следующее выражение как

$$\frac{1}{(k+p)^2k^2}=\int_0^1\frac{dx}{[(1-x)k^2+x(k+p)^2]^2}=\int_0^1\frac{dx}{[k^2+2xkp+xp^2]^2}. \quad (111)$$

Поэтому, если $2w=D=6-\epsilon$, то $A=2$, и выражение будет иметь вид

$$\int_0^1 dx\frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{1}{[k^2+2xkp+xp^2]^2}=\int_0^1 dx\frac{\Gamma(2-3+\frac{\epsilon}{2})}{(4\pi)^{3-\frac{\epsilon}{2}}\Gamma(2)}\frac{1}{(xp^2-x^2p^2)^{-1+\frac{\epsilon}{2}}}. \quad (112)$$

Оставляем только расходимость

$$\frac{\Gamma(-1+\frac{\epsilon}{2})}{(4\pi)^3}\int_0^1 dx\frac{1}{[x(1-x)p^2]^{-1+\frac{\epsilon}{2}}}=\frac{\Gamma(-1+\frac{\epsilon}{2})}{(4\pi)^3}p^2\int_0^1 dx\,[x(1-x)]^{1-\frac{\epsilon}{2}},$$

перепишем интеграл по $dx$ через бета-функцию

$$\frac{\Gamma(-1+\frac{\epsilon}{2})}{(4\pi)^3}p^2B(2-\frac{\epsilon}{2},2-\frac{\epsilon}{2}),$$

по свойствам бета-функции

$$\frac{\Gamma(-1+\frac{\epsilon}{2})}{(4\pi)^3}p^2\frac{\Gamma(2-\frac{\epsilon}{2})\Gamma(2-\frac{\epsilon}{2})}{\Gamma(4-\frac{\epsilon}{2})},$$

и гамма-функции

$$\frac{\Gamma(-1+\frac{\epsilon}{2})}{(4\pi)^3}p^2\frac{1}{6}=\frac{\Gamma(\frac{\epsilon}{2})}{(1-\frac{\epsilon}{2})}\frac{1}{(4\pi)^3}\frac{p^2}{6}.$$

Разложим гамма-функцию и оставим только первый порядок по $\epsilon$, при $\epsilon \to 0$

$$\frac{\Gamma(\frac{\epsilon}{2})}{(1-\frac{\epsilon}{2})} \approx -\frac{2}{\epsilon}\frac{1}{(4\pi)^3}\frac{p^2}{6} = -\frac{1}{3\epsilon}\frac{p^2}{(4\pi)^3}. \tag{113}$$

Поэтому однопетлевая расходимость будет иметь вид

$$\frac{1}{2}\int d^6xd^8\theta du_1du_2V_1^{++}V_2^{++}\frac{p^2}{(u_1^+u_2^+)^2}(-\frac{1}{3\epsilon}\frac{1}{(4\pi)^3}). \tag{114}$$

Или, перепишем это выражение,используя определение меры интегрирования по полному суперпространству и $V^{--}$

$$\frac{1}{2}\int dZV^{++}V^{--}p^2(-\frac{1}{3\epsilon}\frac{1}{(4\pi)^3}). \tag{115}$$

Теперь покажем, что это нерасходящаяся часть интеграла имеет следующий вид

$$\int d\zeta^{-4}(F^{++})^2 = \int d\zeta^{-4}F^{++}(D^+)^4V^{--} \tag{116}$$

Применим свойство

$$\begin{aligned} V^{--} = -\frac{1}{2}D^0V^{--} = -\frac{1}{2}\left[D^{++}, D^{--}\right]V^{--} = \\ = -\frac{1}{2}(D^{++}D^{--}V^{--} - D^{--}D^{++}V^{--}). \end{aligned} \tag{117}$$

Покажем, что поле $F^{++}$ удовлетворяет соотношению

$$D^{++}F^{++} = 0. \tag{118}$$

Действительно,

$$D^{++}(D^+)^4V^{--} = (D^+)^4D^{--}V^{++}, \tag{119}$$

так как $D^{++}$ и $(D^+)^4$ перестановочны, а $D^{++}V^{--} = D^{--}V^{++}$. Используем определение $(D^+)^4$

$$\begin{aligned} -\frac{1}{24}\epsilon^{abcd}D_a^+D_b^+D_c^+D_d^+D^{--}V^{++} = \\ = -\frac{1}{24}\epsilon^{abcd}D_a^+D_b^+D_c^+D_d^-D^{--}V^{++} = D_a^+D_b^+\partial_{cd}V^{++}, \end{aligned} \tag{120}$$

используя коммутационные соотношения(52), можно получить

$$
\begin{aligned}
&-\frac{1}{24}\epsilon^{abcd}\frac{1}{2}\epsilon_{bcde}W^{+e}V^{++} = \\
&= -\frac{1}{24}\delta^a_e\frac{1}{2}\epsilon^{ebcd}D^+_bD^+_cD^+_dV^{--}V^{++} = 0.
\end{aligned}
\tag{121}
$$

Тогда выражение (116) переписывается следующим образом

$$
\int d\zeta^{-4}(F^{++})^2 = \int dZF^{++}\frac{1}{2}D^{--}D^{++}V^{--}, \tag{122}
$$

и согласно определению $F^{++}$,

$$
\int dZF^{++}\frac{1}{2}(D^{--})^2V^{++}, \tag{123}
$$

это выражение можно записать через оператор $\Box$

$$
\int dZ\frac{1}{2}(D^+)^4V^{--}(D^{--})^2V^{++} = \int dZV^{--}\Box V^{++}, \tag{124}
$$

и, согласно определению $V^{--}$ через $V^{++}$, получим

$$
\int d^6xd^8\theta du_1du_2p^2\frac{V^{++}(u_2)}{(u_1^+u_2^+)^2}V^{++}(u_1). \tag{125}
$$

Таким образом, был вычислен коэффициент $c_1$ в выражении $c_1(F^{++})^2$, и это выражение действительно определяется диаграммой данного типа.

## 4.2 Вычисление диаграммы, содержащей две внешних линии гипермультиплета

Вычислим теперь расходимость второго типа, которая определяется диаграммой

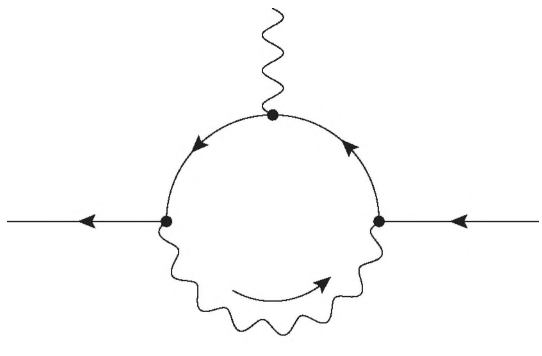

Рис.2

В ней присутствует внутренняя фотонная линия,поэтому нам также потребуется пропагатор калибровочного поля. Из уравнений движения (87) получим, что этот пропагатор имеет вид

$$G^{(2,2)}(1|2) = 2f^2\frac{1}{\Box}(D_1^+)^4\delta^{(2,2)}(u_1,u_2)\delta^6(x_1-x_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2). \qquad (126)$$

Вычислим саму диаграмму

$$\begin{gathered}-i\cdot iS_{int1}iS_{int2}iS_{int3}\times Z_0 = \\ = \int d\zeta_1^{-4}d\zeta_2^{-4}d\zeta_3^{-4}(-2if^2)\tilde{q}_1^+q_3^+V_2^{++}G^{(2,2)}(1|3)G^{(1,1)}(3|2)G^{(1,1)}(2|1). \qquad (127)\end{gathered}$$

Распишем явно пропагаторы

$$\begin{gathered}-2f^2\int d\zeta_1^{-4}d\zeta_2^{-4}d\zeta_3^{-4}\tilde{q}_1^+q_3^+V_2^{++}\times \\ \times\left[(D_1^+)^4\frac{1}{\Box_3}\delta^{(2,2)}(u_3,u_1)\delta^6(x_3-x_1)\delta^8(\theta_1-\theta_3)\right]\times \\ \times\frac{1}{\Box_1}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^3}\delta^6(x_2-x_1)\delta^8(\theta_2-\theta_1)\times \\ \times\frac{1}{\Box_2}(D_2^+)^4(D_3^+)^4\frac{1}{(u_2^+u_3^+)^3}\delta^6(x_3-x_2)\delta^8(\theta_3-\theta_2),\end{gathered}$$

воспользуемся определением меры интегрирования по аналитическому подпространству

$$\begin{gathered}-2f^2\int dZ_1dZ_2dZ_3\tilde{q}^+(x_1,\theta_1,u_1)q^+(x_3,\theta_3,u_3)V^{++}(x_2,\theta_2,u_2)\times \\ \times\left[\frac{1}{\Box_3}\delta^{(2,2)}(u_3,u_1)\delta^6(x_3-x_1)\delta^8(\theta_1-\theta_3)\right]\times \\ \times\frac{1}{\Box_1}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^3}\delta^6(x_2-x_1)\delta^8(\theta_2-\theta_1)\frac{1}{\Box_2}\frac{1}{(u_2^+u_3^+)^3}\delta^6(x_3-x_2)\delta^8(\theta_3-\theta_2),\end{gathered}$$

распишем меру $dZ_3$ и снимем интегрирование по $u_3$ и $\theta_3$ за счет дельтафункций

$$-2f^2\int dZ_1dZ_2d^6x_3\tilde{q}^+(x_1,\theta_1,u_1)q^+(x_3,\theta_1,u_1)V^{++}(x_2,\theta_2,u_2)\times$$
$$\times\left[\frac{1}{\Box_3}\delta^6(x_1-x_3)\right]\frac{1}{\Box_1}(D_1^+)^4(D_2^+)^4\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^3}\times$$
$$\delta^6(x_2-x_1)\delta^8(\theta_2-\theta_1)\frac{1}{\Box_2}\frac{1}{(u_2^+u_1^+)^3}\delta^6(x_3-x_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2).$$

Воспользуемся свойством (107), получим

$$2f^2\int dZ_1dZ_2d^6x_3\tilde{q}^+(x_1,\theta_1,u_1)q^+(x_3,\theta_1,u_1)V^{++}(x_2,\theta_2,u_2)\left[\frac{1}{\Box_3}\delta^6(x_1-x_3)\right]\times$$
$$\times\frac{1}{\Box_1}\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\delta^6(x_2-x_1)\frac{1}{\Box_2}\delta^6(x_3-x_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2).$$

Применим преобразование Фурье, и подействуем операторами $\Box$ на дельта-функции

$$2f^2\int dZ_1dZ_2d^6x_3\frac{d^6p_1d^6p_3d^6p_2d^6p_4d^6p_5d^6p_6}{(2\pi)^{6\cdot6}}\times$$
$$\times\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(p_3,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\times$$
$$\times e^{i(x_1p_1+x_2p_2+x_3p_3)}\frac{1}{p_4^2}e^{ip_4(x_1-x_3)}\frac{1}{p_5^2}\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}e^{ip_5(x_2-x_1)}\frac{1}{p_6^2}e^{ip_6(x_3-x_2)}\delta^8(\theta_1-\theta_2).$$

перегруппируем множители

$$2f^2\int dZ_1dZ_2d^6x_3\frac{d^6p_1d^6p_3d^6p_2d^6p_4d^6p_5d^6p_6}{(2\pi)^{6\cdot6}}\times$$
$$\times\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(p_3,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\times$$
$$\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\frac{1}{p_4^2}\frac{1}{p_5^2}\frac{1}{p_6^2}e^{i(x_1(p_1++p_4-p_5)}e^{ix_2(p_2+p_5-p_6)}e^{ix_3(p_3+p_6-p_4)}\delta^8(\theta_1-\theta_2),$$

и увидим выражение для дельта-функции $\delta(p_6-p_4+p_3)$:

$$2f^2\int dZ_1dZ_2\frac{d^6p_1d^6p_3d^6p_2d^6p_4d^6p_5d^6p_6}{(2\pi)^{6\cdot5}}\times$$
$$\times\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(p_3,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\times$$
$$\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\frac{1}{p_4^2}\frac{1}{p_5^2}\frac{1}{p_6^2}e^{ix_1(p_1++p_4-p_5)}e^{ix_2(p_2+p_5-p_6)}\delta(p_6-p_4+p_3)\delta^8(\theta_1-\theta_2).$$

Снимем интегрирование за счет этой дельта функции и получим

$$2f^2\int dZ_1dZ_2\frac{d^6p_1d^6p_3d^6p_2d^6p_4d^6p_5}{(2\pi)^{6\cdot5}}\times$$
$$\times\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(p_3,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\times$$
$$\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\frac{1}{p_4^2}\frac{1}{p_5^2}\frac{1}{(p_4-p_3)^2}e^{ix_1(p_1++p_4-p_5)}e^{ix_2(p_2+p_5-p_4+p_3)}\delta^8(\theta_1-\theta_2). \qquad (128)$$

Теперь распишем меру интегрирования по полному суперпространству $dZ_2$ и получившееся выражение перепишем через дельта-функцию $\delta(p_5-p_4+p_3+p_2)$

$$2f^2\int dZ_1d^8\theta_2du_2\frac{d^6p_1d^6p_3d^6p_2d^6p_4d^6p_5}{(2\pi)^{6\cdot4}}\times$$
$$\times\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(p_3,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\times$$
$$\times\frac{1}{p_4^2}\frac{1}{p_5^2}\frac{1}{(p_4-p_3)^2}e^{ix_1(p_1++p_4-p_5)}\delta(p_5-p_4+p_3+p_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2),$$

снимем интегрирование по $dp_5$,обозначим $p_4=k$ и получим

$$2f^2\int dZ_1d^8\theta_2du_2\frac{d^6p_1d^6p_3d^6p_2d^6k}{(2\pi)^{6\cdot4}}\times$$
$$\times\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(p_3,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\times$$
$$\times\delta^8(\theta_1-\theta_2)e^{ix_1(p_1+p_2+p_3)}\frac{1}{(k-p_3-p_2)^2}\frac{1}{(k-p_3)^2}\frac{1}{k^2}.$$

Аналогичным образом расписываем меру $dZ_1$, представляем в виде дельта-функции

$$2f^2\int d^8\theta_1d^8\theta_2du_1du_2\frac{d^6p_1d^6p_2d^6p_3d^6k}{(2\pi)^{6\cdot3}}\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(p_3,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\times$$
$$\times\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\frac{1}{(k-p_3-p_2)^2}\frac{1}{(k-p_3)^2}\frac{1}{k^2}\delta(p_3+p_1+p_2)\delta^8(\theta_1-\theta_2),$$

снимем интегрирование по $dp_3$ за счет этой дельта-функции и получим

$$2f^2\int d^8\theta_1d^8\theta_2du_1du_2\frac{d^6p_1d^6p_2d^6k}{(2\pi)^{6\cdot3}}\tilde{q}^+(p_1,\theta_1,u_1)q^+(-p_2-p_1,\theta_1,u_1)V^{++}(p_2,\theta_2,u_2)\times$$
$$\times\frac{1}{(u_1^+u_2^+)^2}\frac{1}{(k+p_1)^2}\frac{1}{(k+p_1+p_2)^2}\frac{1}{k^2}\delta^8(\theta_1-\theta_2).$$

Снимем так же интегрирование по $d\theta_2$ за счет дельта функции по грассмановым переменным, и обозначим $\theta_1 = \theta, p_1 = p, p_2 = q$

$$2f^2 \int d^8\theta du_1 du_2 \frac{d^6p d^6q d^6k}{(2\pi)^{6\cdot 3}} \tilde{q}^+(p,\theta,u_1) q^+(-p-q,\theta,u_1) V^{++}(q,\theta,u_2) \times \\ \times \frac{1}{(u_1^+ u_2^+)^2} \frac{1}{(k+p)^2} \frac{1}{(k+q+p)^2} \frac{1}{k^2}.$$

Применим обратное преобразование Фурье

$$2f^2 \int \frac{d^6k}{(2\pi)^6} d^6x d^8\theta du_1 du_2 \tilde{q}^+(x,\theta,u_1) q^+(x,\theta,u_1) V^{++}(x,\theta,u_2) \times \\ \times \frac{1}{(k+q)^2} \frac{1}{(k+p+q)^2} \frac{1}{k^2}, \tag{129}$$

перепишем в более удобном виде

$$2f^2 \int \frac{d^6k}{(2\pi)^6} \frac{1}{(k+q)^2} \frac{1}{(k+p+q)^2} \frac{1}{k^2} \int d^6x d^8\theta du_1 du_2 \frac{V_2^{++}}{(u_1^+ u_2^+)^2} \tilde{q}^+ q^+ = \\ = 2f^2 \int \frac{d^6k}{(2\pi)^6} \frac{1}{(k+q)^2} \frac{1}{(k+p+q)^2} \frac{1}{k^2} \int d\zeta^{-4} F_1^{++} \tilde{q}^+ q^+. \tag{130}$$

Вычислим теперь расходящуюся часть интеграла. Фактически речь идет о выражении

$$\int \frac{d^6k}{(2\pi)^6} = \left[w = 3 - \frac{\epsilon}{2}, A = 3\right] = \\ = \frac{\Gamma(\frac{\epsilon}{2})}{(4\pi)^3 \Gamma(3)} \approx \frac{2}{\epsilon} \frac{1}{2(4\pi)^3} = \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{(4\pi)^3}, \tag{131}$$

при $\epsilon \to 0$. Значит, расходимость будет иметь вид

$$2if^2 \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{(4\pi)^3} \int d\zeta^{-4} \tilde{q}^+ F^{++} q^+. \tag{132}$$

Сравнивая выражение (129) с действием (73) можно найти коэффициент $c_2$.

$$c_1 = \frac{1}{2}\Big(-\frac{1}{3\epsilon}\frac{1}{(4\pi)^3}\Big), \tag{133}$$

$$c_2 = 2if^2 \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{(4\pi)^3}. \tag{134}$$

Таким образом, были найдены коэффициенты $c_1$ и $c_2$ в выражении (73).

# 5 Заключение

Сформулируем основные результаты работы.

Представлена общая схема построения гармонического суперпространства (13), рассмотрены формы Картана (8), схема построения ковариантных производных с помощью этой формы (12). Так же введены гармонические переменные, и описаны основные аспекты введения гармонического пространства.

Введено шестимерное $\mathcal{N}$=(1,0) гармоническое суперпространство, описана его алгебра и ее особенности, представлена $\mathcal{N} = (1,0)$ абелева калибровочная теория в шестимерном суперпространстве, и введены основные используемые обозначения для полей гипермультиплета и векторного мультиплета.

Описаны основные свойства гармонических переменных, и примеры их применения при вычислении расходимостей, а так же алгебры ковариантных производных гармонического суперпространства.

Изучена структура расходимостей в шестимерной суперсимметричной $\mathcal{N}$=(1,0) абелевой калибровочной теории, взаимодействующей с гипермультиплетом. В рамках этой теории сформулирован производящий функционал с использованием процедуры Фаддеева-Попова, найдено действие в присутствии источников, описано взаимодействие для гипермультиплета и векторного мультиплета.

Найдены пропагаторы для суперполей гипермультиплета и векторного мультиплета. Описана техника суперграфов в гармоническом суперпространстве для вычисления петлевых вкладов в эффективное действие. Найдена расходящаяся часть однопетлевого эффективного действия (73). Полученные результаты сравнены с результатами в работе [50],полученными другим методом, и установлены соглашения.

# Литература


[1] Becker K. ,String theory and M-theory: A modern introduction / K. Becker, M.Becker, J. Schwarz. /Cambrige University Press, 2007. – 756 p.

[2] Freedman D. Z., Supergravity / D. Z. Freedman, A. Van Proeyen.// Cambrige University Press, 2012. 607 p.;

[3] J. Teschner, Exact results on N=2 supersymmetric gauge theories// https://arxiv.org/abs/1412.7145v3;

[4] F. Bonetti, T.W. Grimm, S. Hohenegger, Non-Abelian Tensor Towers and (2,0) Superconformal Theories / https://arxiv.org/abs/1209.3017v2;

[5] M. Henneaux, C. Teitelboim, Dynamics of Chiral (Selfdual) P Forms // Phys.Lett. B206 (1988) 650;

[6] M. Perry, J.H. Schwarz, Interacting chiral gauge fields in six-dimensions and Born-Infeld theory / https://arxiv.org/abs/hep-th/9611065v1;

[7] P. Claus, R. Kallosh, A. Van Proeyen, M five-brane and superconformal (0,2) tensor multiplet in six-dimensions /https://arxiv.org/abs/hep-th/9711161;

[8] I. Bandos, H. Samtleben, D. Sorokin, Duality-symmetric actions for non-Abelian tensor fields /https://arxiv.org/abs/1305.1304v2;

[9] E. Witten, Some comments on string dynamics / https://arxiv.org/abs/hep-th/9507121;

[10] E. Witten,Geometric Langlands From Six Dimensions /https://arxiv.org/abs/0905.2720;

[11] E. Witten, Field Theory In Four And Six Dimensions /https://arxiv.org /abs/0712.0157;

[12] M.R. Douglas, On D=5 super Yang-Mills theory and (2,0) theory /https://arxiv.org/abs/1012.2880;

[13] N. Lambert, C. Papageorgakis, M. Schmidt-Sommerfeld, M5-Branes, D4--Branes and Quantum 5D super-Yang-Mills //https://arxiv.org/abs/1012.2882;

[14] N. Lambert, C. Papageorgakis, Nonabelian (2,0) Tensor Multiplets and 3-algebras/https://arxiv.org/abs/1007.2982;

[15] J. Bagger, N. Lambert, S. Mukhi, C. Papageorgakis, Multiple Membranes in M-theory,/https://arxiv.org/abs/1203.3546;

[16] B. Jurco, C. Saemann and M. Wolf, Semistrict Higher Gauge Theory // https://arxiv.org/abs/1403.7185;

[17] C. Saemann, M. Wolf, On Twistors and Conformal Field Theories from Six Dimensions/https://arxiv.org/abs/1111.2539 ; Non-Abelian Tensor Multiplet Equations from Twistor Space /https://arxiv.org/abs/1205.3108 ; Six-Dimensional Superconformal Field Theories from Principal 3-Bundles over Twistor Space /https://arxiv.org/abs/1305.4870;

[18] S. Palmer, C. Saemann, M-brane Models from Non-Abelian Gerbes /https://arxiv.org/abs/1203.5757;

[19] X. Bekaert, M. Henneaux, A. Sevrin, Chiral forms and their deformations /https://arxiv.org/abs/hep-th/0004049;

[20] M. Henneaux, B. Knaepen, All consistent interactions for exterior form gauge fields /https://arxiv.org/abs/hep-th/9706119;

[21] H. Samtleben, E. Sezgin, R. Wimmer, N= (1,0) superconformal models in six dimensions /https://arxiv.org/abs/1108.4060;

[22] H. Samtleben,E. Sezgin, R. Wimmer, L. Wulff, New superconformal models in six dimensions: Gauge group and representation structure // PoS CORFU2011 (2011) 071;

[23] H. Samtleben, E. Sezgin, R. Wimmer, Six-dimensional superconformal couplings of non-abelian tensor and hypermultiplets /https://arxiv.org/abs/1212.5199;

[24] B. de Wit, H. Samtleben, Gauged maximal supergravities and hierarchies of non- Abelian vector-tensor systems /https://arxiv.org/abs/hep-th/0501243;

[25] B. de Wit, H. Nicolai, H. Samtleben, Gauged Supergravities, Tensor Hierarchies,and M-Theory /https://arxiv.org/abs/0801.1294;

[26] J. Hartong, T. Ortin, Tensor Hierarchies of 5-and 6-Dimensional Field Theories /https://arxiv.org/abs/0906.4043;

[27] E.A. Bergshoeff, J. Hartong, O. Hohm, M. Huebscher, T. Ortin, Gauge Theo- ries, Duality Relations and the Tensor Hierarchy /https://arxiv.org/abs/0901.2054;

[28] M. Akyol, G. Papadopoulos, $\mathcal{N}$ = (1,0) superconformal theories in six dimensions and Killing spinor equations /https://arxiv.org/abs/1204.2167 ;

[29] I.A. Bandos, Non-Abelian tensor hierarchy in $\mathcal{N}$ = (1,0) D=6 superspace /https://arxiv.org/abs/1308.2397v2;

[30] A.S. Galperin, E.A. Ivanov, V.I. Ogievetsky, E.S. Sokatchev, Harmonic Superspace // Cambridge University Press, 2001, 306 p;

[31] B.M. Zupnik, Six-dimensional Supergauge Theories in the Harmonic Superspace // Sov.J.Nucl.Phys. 44 (1986) 512, Yad.Fiz. 44 (1986) 794-802;

[32] B.M. Zupnik, Harmonic superpotentials and symmetries in gauge theories with eight supercharges /https://arxiv.org/abs/hep-th/9902038;

[33] P.S. Howe, K.S. Stelle, P.C. West, N=1 d = 6 Harmonic Superspace //— 1985— Class.Quant.Grav. Vol. 2 Number 6 p. 815;

[34] M. Günaydin, S. Takemae, Unitary supermultiplets of OSp(8*|4) and the AdS(7) CFT(6) duality / https://arxiv.org/abs/hep-th/9910110;

[35] S. Ferrara, E. Sokatchev, Representations of (1,0) and (2,0) superconformal algebras in six-dimensions: Massless and short superfields /https://arxiv.org/abs/hep-th/0001178;

[36] P.S. Howe, On harmonic superspace, In J. Wess and E.A. Ivanov , Supersymmetries and quantum symmetries // Lecture Notes in Phys., Springer, New York, 1999, pp.68-78;

[37] P.S. Howe, K.S. Stelle, Ultraviolet Divergences in Higher Dimensional Supersymmetric Yang-Mills Theories /Phys. Lett. B–Vol.137– Issues 3–4 –29 March 1984– Pp. 175-180

[38] P.S. Howe, K.S. Stelle, Supersymmetry counterterms revisited/ https://arxiv.org/abs/hep-th/0211279v1;

[39] G. Bossard, P.S. Howe, K.S. Stelle, The Ultra-violet question in maximally supersymmetric theories/https://arxiv.org/abs/0901.4661v2;

[40] G. Bossard, P.S. Howe, K.S. Stelle, A Note on the UV behaviour of maximally supersymmetric Yang-Mills theories/https://arxiv.org/abs/0908.3883v2;

[41] E.A. Ivanov, A.V. Smilga, Conformal properties of hypermultiplet actions in six dimensions/https://arxiv.org/abs/hep-th/0510273v1;

[42] Ivanov E.A., Smilga A.V., Zupnik B.M. 2005 Renormalizable supersymmetric gauge theory in six dimensions// https://arxiv.org/abs/hep-th/0505082v3;

[43] I.L. Buchbinder, N.G. Pletnev, Construction of 6D supersymmetric field models in $\mathcal{N}$=(1,0) harmonic superspace/https://arxiv.org/abs/1411.1848v4;

[44] I.L. Buchbinder, N.G. Pletnev, Leading low-energy effective action in the 6D hyper-multiplet theory on a vector/tensor background/https://arxiv.org/abs/1502.03257v2;

[45] Bossard G., Ivanov E. and Smilga A. Ultraviolet behavior of 6D supersymmetric Yang-Mills theories and harmonic superspace /https://arxiv.org/abs/1509.08027v2;

[46] A. Smilga, Ultraviolet divergences in non-renormalizable supersymmetric theories/ https://arxiv.org/abs/1603.06811v3;

[47] Buchbinder J.L.,Kuzenko S.M. Ideas and Methods of Supersymmetry and Supergravity/Institute of Phisics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1998.—656p.

[48] P.S. Howe, G. Sierra, P.K. Townsend, Supersymmetry in six dimensions, Nucl. Phys. B 221 —1983— pp/331-348;

[49] A.S. Galperin, E.A. Ivanov, S. Kalitzin, V.I. Ogievetsky, E.S. Sokatchev, Unconstrained $\mathcal{N} = 2$ matter, Yang-Mills and supergravity theories in harmonic superspace // Class. Quant. Grav. **1** (1984) pp. 469-498;

[50] I.L. Buchbinder,E.A. Ivanov,B.S. Merzlikin,K.V. Stepanyantz, One-loop divergences in the $6D$, $\mathcal{N}$=(1,0) abelian gauge theory /https://arxiv.org/abs/1609.00975v2

[51] П.Рамон Теория поля. Современный вводный курс // М.: Мир - 1984,. - стр. 322.;

[52] Л. Райдер Квантовая теория поля // М.: Мир - 1987. - стр. 511;

[53] N. Lambert, M-Theory and Maximally Supersymmetric Gauge Theories /https://arxiv.org/abs/1203.4244v2;

[54] P. Pasti, D.P. Sorokin, M. Tonin, On Lorentz invariant actions for chiral p forms / https://arxiv.org/abs/hep-th/9611100;

**Уважаемый пользователь!**
**Обращаем ваше внимание, что система Антиплагиат отвечает на вопрос, является ли тот или иной фрагмент текста заимствованным или нет. Ответ на вопрос, является ли заимствованный фрагмент именно плагиатом, а не законной цитатой, система оставляет на ваше усмотрение. Также важно отметить, что система находит источник заимствования, но не определяет, является ли он первоисточником.**

**Информация о документе:**

| | |
|---|---|
| **Имя исходного файла:** | diplom.pdf |
| **Имя компании:** | Томский гос. Университет |
| **Тип документа:** | ПРочее |
| **Имя документа:** | diplom.pdf |
| **Дата проверки:** | 09.05.2017 19:51 |
| **Модули поиска:** | Интернет (Антиплагиат), Кольцо вузов, Томский гос. Университет, Диссертации и авторефераты РГБ |

**Текстовые статистики:**

| | |
|---|---|
| **Индекс читаемости:** | простой |
| **Неизвестные слова:** | в пределах нормы |
| **Макс. длина слова:** | в пределах нормы |
| **Большие слова:** | в пределах нормы |

| Источник | Ссылка на источник | Коллекция/ модуль поиска | Доля в отчёте | Доля в тексте |
|---|---|---|---|---|
| **[1]** Construction of 6D s... | http://arxiv.org/pdf/1411.1848.pdf#2 | Интернет (Антиплагиат) | 2,84% | 2,84% |
| **[2]** Construction of 6D s... | http://arxiv.org/abs/1411.1848 | Интернет (Антиплагиат) | 0% | 2,84% |
| **[3]** One-loop divergences... | http://arxiv.org/abs/1609.00975 | Интернет (Антиплагиат) | 0,62% | 0,89% |
| **[4]** Non-Abelian Tensor T... | http://arxiv.org/pdf/1209.3017.pdf#4 | Интернет (Антиплагиат) | 0% | 0,84% |
| **[5]** Магистерская диссерт... | | Кольцо вузов | 0,61% | 0,61% |
| **[6]** Казанцева_А.А._Диссе... | | Томский гос. Университет | 0,53% | 0,53% |
| **[7]** Six-dimensional supe... | http://arxiv.org/pdf/1212.5199.pdf#2 | Интернет (Антиплагиат) | 0,14% | 0,36% |
| **[8]** posob_5_Aleshnikov_.... | | Кольцо вузов | 0,29% | 0,29% |
| **[9]** Бухбиндер, Евгений И... | http://dlib.rsl.ru/rsl01000000000/rsl01000239000/rsl01000239... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,27% |
| **[10]** Самсонов, Игорь Бори... | http://dlib.rsl.ru/rsl01002000000/rsl01002611000/rsl01002611... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,27% |
| **[11]** Мерзликин, Борис Сер... | http://dlib.rsl.ru/rsl01007000000/rsl01007533000/rsl01007533... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0,26% | 0,26% |
| **[12]** Superconformal Quant... | http://arxiv.org/abs/1503.03906 | Интернет (Антиплагиат) | 0,15% | 0,24% |
| **[13]** Галажинский, Антон В... | http://dlib.rsl.ru/rsl01002000000/rsl01002303000/rsl01002303... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0,02% | 0,21% |
| **[14]** Плетнев, Николай Гав... | http://dlib.rsl.ru/rsl01004000000/rsl01004713000/rsl01004713... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,21% |
| **[15]** Плетнев, Николай Гав... | http://dlib.rsl.ru/rsl01005000000/rsl01005086000/rsl01005086... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,15% |
| **[16]** Самсонов, Игорь Бори... | http://dlib.rsl.ru/rsl01006000000/rsl01006616000/rsl01006616... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,12% |
| **[17]** Банин, Александр Тих... | http://dlib.rsl.ru/rsl01002000000/rsl01002742000/rsl01002742... | Диссертации и | 0% | 0,12% |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | авторефераты РГБ | | |
| ✔ | **[18]** Азоркина, Олеся Деми... | http://dlib.rsl.ru/rsl01003000000/rsl01003308000/rsl01003308... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,12% |
| ✔ | **[19]** Половников, Кирилл В... | http://dlib.rsl.ru/rsl01004000000/rsl01004621000/rsl01004621... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,12% |
| ✔ | **[20]** Радченко, Ольга Васи... | http://dlib.rsl.ru/rsl01004000000/rsl01004072000/rsl01004072... | Диссертации и авторефераты РГБ | 0% | 0,12% |

Оригинальные блоки: 94,53%

Заимствованные блоки: 5,47%

Заимствование из "белых" источников: 0%

Итоговая оценка оригинальности: **94,53%**