

На правах рукописи

Азоркина Олеся Демидовна

**Структура низкоэнергетического эффективного
действия суперполевых теорий
на неантикоммутативном суперпространстве**

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико – математических наук

Томск
2006

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Томского государственного педагогического университета

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор Бухбиндер Иосиф Львович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
Галажинский Антон Владимирович

доктор физико – математических наук,
профессор Федосов Николай Иосифович

Ведущая организация:

Объединенный Институт Ядерных
Исследований, Лаборатория теоретической
физики им. Н.Н.Боголюбова (г. Дубна)

Защита состоится «__» января 2007г. в _____ часов на заседании диссертационного совета К 212.266.01 при Томском государственном педагогическом университете по адресу: 634041, г.Томск, пр.Комсомольский, 75.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Томского государственного педагогического университета по адресу: 634041, г.Томск, пр.Комсомольский, 75.

Автореферат разослан «__» _____ 2007г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Е.А.Румбешта

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертации.

Одним из ведущих направлений развития современной теоретической физики высоких энергий является построение объединенной теории всех фундаментальных взаимодействий. В настоящее время в качестве основного кандидата на роль такой объединенной теории рассматривается теория суперструн, в основе которой лежит идея суперсимметрии и идея о том, что фундаментальные объекты природы представляют собой не точечные элементарные частицы, а элементарные одномерные протяженные объекты – струны.

В низкоэнергетическом пределе при компактификации высших измерений теория суперструн ведет к четырехмерным суперсимметричным полевым моделям, структура которых зависит от деталей компактификации и особенностей суперструнного вакуума. По этой причине, вытекающие из теории суперструн четырехмерные полевые теории могут обладать различными свойствами.

В 1999 году Н. Зайберг и Э. Виттен показали, что при наличии постоянного фонового антисимметричного тензорного поля теория суперструн ведет в низкоэнергетическом пределе к четырехмерным полевым теориям в пространстве с некоммутирующими пространственно – временными координатами. В 2003 году Н. Зайберг установил, что при наличии фонового гравифотонного поля постоянной напряженности, теория суперструн имеет в качестве низкоэнергетического предела суперсимметричную четырехмерную полевую модель в $N=1$ суперпространстве, в котором половина спинорных координат перестает строго антикоммутировать. Соответствующее суперпространство получило название деформированного или $N=1/2$ суперпространства.

Открытие новых четырехмерных суперсимметричных полевых моделей делает актуальным исследование классических и квантовых аспектов таких моделей. По существу, в последние три года возникло новое направление в теории поля – неантикоммутативная суперсимметричная теория поля. Такое направление вызвало значительный интерес исследователей, о чем свидетельствует большое количество публикаций по неантикоммутативной суперсимметричной теории поля. Данная диссертационная работа выполнена в рамках этого нового научного направления.

Неантикоммутативная суперсимметричная теория поля может быть сформулирована в $N=1$ суперпространстве, а все аспекты, связанные с деформацией суперсимметрии, включены в специальное модифицированное произведение суперполей. Это означает, что в принципе, структура классического и эффективного действия в рассматриваемых теориях может быть изучена на основе суперполевых методов, адаптированных с учетом модифицированного произведения суперполей. Эффективное действие является центральным объектом

квантовой теории поля, позволяющим решать разнообразные конкретные задачи. Таким образом, возникает актуальная проблема развития методов исследования классического и эффективного действия в неантикоммутативной суперсимметричной теории поля.

Цель работы

Построение общей неантикоммутативной модели кирального – антикирального суперполей, нахождение компонентной структуры действия такой модели и исследование свойств компонентного действия. Вычисление однопетлевого эффективного действия в общей неантикоммутативной модели кирального – антикирального суперполей. Нахождение однопетлевых расходимостей и ведущих низкоэнергетических вкладов в однопетлевое эффективное действие в секторе кэлера потенциала и кирального суперпотенциала. Развитие метода нахождения однопетлевого эффективного действия в неантикоммутативной теории поля Янга – Миллса с материей. Вычисление однопетлевых расходимостей. Нахождение конечной части эффективного действия на фоне абелева суперкалибровочного поля, отвечающего постоянной напряженности.

Научная новизна.

В диссертации впервые получены следующие результаты:

1. Предложена общая $D=4$, $N=1/2$ суперсимметричная модель кирально – антикирального суперполей сформулированная в терминах произвольного кэлера потенциала и произвольных суперпотенциалов, с учетом модифицированного произведения суперполей. Проведено построение компонентного лагранжиана неантикоммутативной модели путем перехода от модифицированного произведения суперполей к их обычному умножению. Получена явная компонентная форма полного лагранжиана, представленная в виде бесконечного разложения в ряд по деформационным параметрам суперпространства. Произведено суммирование полученных рядов и дано представление компонентного лагранжиана в виде интегралов по вспомогательной переменной.

2. Найдено однопетлевое эффективное действие общей модели кирального и антикирального суперполей на $N=1/2$ суперпространстве. Развита $*$ – инвариантная техника построения эффективного действия теории, позволяющая сохранять на всех этапах вычисления $*$ – структуру неантикоммутативного умножения суперполей. Получены расходящиеся и конечные вклады в однопетлевой эффективный потенциал на постоянном и медленно изменяющемся фоне. Найдена новая расходящаяся структура в киральном секторе, явно включающая в себя неантикоммутативный параметр деформации.

3. Предложен ковариантный метод построения калибровочно инвариантного однопетлевого эффективного действия для суперсимметричных калибровочных теорий поля на деформированном суперпространстве. Определено эффективное действие суперсимметричной полевой теории Янга – Миллса с киральной

материей в фундаментальном и присоединенном представлениях калибровочной группы.

4. Получены вклады калибровочных и духовых полей в низкоэнергетическое эффективное действие теории поля Янга-Миллса с калибровочной группой $SU(2)$ спонтанно нарушенной до $U(1)$ на постоянном абелевом фоне.

Научная и практическая значимость работы.

Работа носит теоретический характер. Полученные в диссертации результаты связаны с решением актуальных научных задач современной теоретической физики и ведут к более глубокому пониманию свойств новых суперсимметричных теорий поля, возникающих в низкоэнергетическом пределе из теории суперструн, а также способствуют выяснению структуры низкоэнергетического действия суперсимметричных теорий поля на деформированном неантикоммутирующем суперпространстве. Практическая значимость результатов обусловлена возможностью их применения для решения следующих важных проблем суперсимметричной квантовой теории поля:

1. Изучение компонентной структуры неантикоммутирующих суперсимметричных полевых моделей и описания особенностей их динамики.
2. Исследование квантовых аспектов деформированных суперсимметричных теорий используя * – инвариантную технику вычисления однопетлевого эффективного действия.
3. Вычисление низкоэнергетического эффективного действия суперполевых калибровочных теорий, сформулированных на $N=1/2$ суперпространстве на основе явно ковариантных суперполевых методов.
4. Нахождение вкладов в эффективное действие неантикоммутирующих суперсимметричных теорий поля вне рамок однопетлевого приближения.

Апробация работы.

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались на международном семинаре «Суперсимметрии и квантовые симметрии», Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, 2005 г. и на семинаре кафедры теоретической физики Томского государственного педагогического университета. Исследования проведенные в диссертационной работе поддерживались грантами РФФИ, проект № 06-02-16345 и ИНТАС, проект № 03-51-6346, а также Президентским грантом для Ведущих Научных Школ РФ, проект № 4489.2006.2.

Положения, выносимые на защиту:

1. Установлена компонентная структура неантикоммутативной суперполевой модели кирального – антикирального суперполей, сформулированной в терминах произвольного кэлерова потенциала и суперпотенциалов, после перехода от модифицированного произведения суперполей к их обычному умножению. Получена явная форма компонентного лагранжиана теории со всеми вспомогательными полями. Получена интегральная форма компонентного лагранжиана. Как частный случай, установлена компонентная форма лагранжиана деформированной суперсимметричной сигма – модели.
2. Найдено однопетлевое эффективное действие общей модели кирального – антикирального суперполей на деформированном суперпространстве в приближении медленно меняющихся фоновых суперполей. Получены однопетлевые вклады кэлерова потенциала и суперпотенциалов в эффективное действие теории. Предложен явно $*$ – инвариантный метод нахождения однопетлевого эффективного действия, позволяющий сохранять структуру модифицированного произведения суперполей на всех этапах квантового анализа.
3. Найдены расходящаяся и конечная части эффективного потенциала при постоянных значениях фоновых суперполей и показано, что зависимость однопетлевой поправки в секторе кэлерова потенциала от параметра деформации обусловлена только модифицированным произведением суперполей. Показано, что на $N=1/2$ суперпространстве кроме стандартных расходимостей в секторе кэлерова потенциала появляется новая расходящаяся структура (в киральном секторе), явно включающая параметр неантикоммутативности.
4. Развита техника построения калибровочно инвариантного эффективного действия для суперсимметричных калибровочных неантикоммутативных теорий поля. При вычислениях используются явно ковариантные суперполевые методы (фонового поля и собственного времени), сформулированные на деформированном суперпространстве.
5. Получено точное низкоэнергетическое эффективное действие для суперсимметричной теории поля Янга – Миллса с калибровочной группой $SU(2)$ спонтанно нарушенной до $U(1)$ на абелевом фоне, отвечающим постоянной напряженности.

Публикации.

Основные результаты диссертации опубликованы в 4 печатных работах, перечисленных в заключительной части автореферата.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав основного текста, заключения, содержащего основные результаты работы и списка цитируемой литературы. Диссертация изложена на 120 страницах и содержит список литературы из 138 наименований.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертации, приведен обзор основных проблем и достижений в данном направлении исследований, сформулированы основные задачи и цель работы, а также кратко изложены структура и содержание диссертации.

Первая Глава является обзорной и посвящена краткому обзору основных понятия N=1 суперсимметрии и N=1 суперсимметричных полевых моделей, краткому описанию деформированного суперпространства и суперсимметричных моделей на таком суперпространстве.

В разделе 1.1 рассмотрено понятие супералгебры Пуанкаре включающей генераторы, подчиняющихся не только коммутационным, но и антикоммутационным соотношениям. Обсуждается суперпространство, как специальным образом «расширенное» пространство – время путем добавления новых спинорных координат θ_α и $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$, принадлежащих алгебре Грассмана. Заданы функции на этом суперпространстве – суперполя. Сформулированы основные суперполевые модели: модель Весса – Зумино и суперсимметричная теория поля Янга – Миллса.

В разделе 1.2 обобщаются основные понятия суперсимметрии на случай деформированного неантикоммутативного суперпространства. Определяется деформация теории за счет антикоммутатора грассмановых координат суперпространства, удовлетворяющих алгебре Клиффорда

$$\{\theta^\alpha, \theta^\beta\} = C^{\alpha\beta} \neq 0, \quad (1)$$

где $C^{\alpha\beta} = C^{\beta\alpha}$ - постоянная симметричная матрица, элементы которой являются параметрами деформации. Также приведены (анти)коммутационные соотношения остальных координат суперпространства.

Далее, в разделе 1.3 вводится модифицированное *-произведение суперполей при помощи экспоненциального оператора

$$\begin{aligned} \varphi_1 * \varphi_2 &= \varphi_1 \exp\left\{-\frac{1}{2} C^{\alpha\beta} \frac{\bar{\partial}}{\partial\theta^\alpha} \frac{\bar{\partial}}{\partial\theta^\beta}\right\} \varphi_2 = \\ &= \varphi_1 \left(1 - \frac{1}{2} C^{\alpha\beta} \frac{\bar{\partial}}{\partial\theta^\alpha} \frac{\bar{\partial}}{\partial\theta^\beta} - \det C \frac{\bar{\partial}^2}{\partial\theta\theta} \frac{\bar{\partial}^2}{\partial\theta\theta}\right) \varphi_2, \end{aligned} \quad (2)$$

являющегося обобщенной фермионной версией ассоциативного произведения Мойяла, а также приведены основные свойства операции модифицированного произведения.

Во второй части главы, изложенной в разделах 1.4 – 1.5, сформулированы основные суперсимметричные полевые модели, обобщенные на случай $N=1/2$ суперпространства. Рассмотрена модель Весса – Зумино с действием

$$S_* = \int d^8 z \bar{\Phi} * \Phi + \int d^6 z \left(\frac{m}{2} \Phi * \Phi + \frac{g}{3!} \Phi * \Phi * \Phi \right) + \int d^6 \bar{z} \left(\frac{\bar{m}}{2} \bar{\Phi} * \bar{\Phi} + \frac{\bar{g}}{3!} \bar{\Phi} * \bar{\Phi} * \bar{\Phi} \right), \quad (3)$$

описывающее динамику кирального Φ и антикирального $\bar{\Phi}$ суперполей. Здесь произведена замена точечного умножения суперполей на их *- произведение, включающее в себя всю структуру деформации суперпространства.

Также, обсуждается неантикоммутативная суперсимметричная теория поля Янга – Миллса с киральной – антикиральной материей

$$S_* = \int d^8 z \bar{\Phi}_i * (e^{gV})^i_j * \Phi^j + \frac{1}{2g^2} \int d^6 z \text{tr} W^\alpha * W_\alpha + \int d^6 z W_* (\Phi^i) + \int d^6 \bar{z} \bar{W}_* (\bar{\Phi}^i), \quad (4)$$

где киральный суперпотенциал определен разложением в ряд Тейлора, в котором обычное произведение суперполей заменено их модифицированным произведением. Например

$$W_* (\Phi^i) = \frac{1}{2} m_{ij} \Phi^i * \Phi^j + \frac{1}{3!} g_{ijk} \Phi^i * \Phi^j * \Phi^k.$$

Здесь m_{ij} и g_{ijk} - константы связи. В последующих главах изучаются классические и квантовые аспекты основных неантикоммутативных суперполевых моделей

Во **Второй Главе** проводится исследование компонентной структуры общей модели кирального – антикирального суперполей на неантикоммутативном суперпространстве.

В разделе 2.1 рассматривается деформированная суперполевая модель, сформулированная в терминах произвольного кэлера потенциала $K_*(\bar{\Phi}, \Phi)$ и кирального $W_*(\Phi)$ и антикирального $\bar{W}_*(\bar{\Phi})$ суперпотенциалов

$$S_*[\bar{\Phi}, \Phi] = \int d^8 z K_*(\bar{\Phi}, \Phi) + \int d^6 z W_*(\Phi) + \int d^6 \bar{z} \bar{W}_*(\bar{\Phi}). \quad (5)$$

Здесь индекс (*) означает, что в разложении этих потенциалов по своим аргументам все произведения суперполей понимаются в смысле их *-произведений. Очевидно, что действие деформированной модели можно представить в виде суммы действий недеформированной модели на N=1 суперпространстве и некоторого числа вкладов более высокого порядка, обусловленных деформацией суперсимметрии

$$S_*[\bar{\Phi}, \Phi] = S[\bar{\Phi}, \Phi]|_{C=0} + \Delta S_*|_{C \neq 0}. \quad (6)$$

При этом действие сохраняет локальность.

Основные вычисления и анализ структуры компонентного действия проводятся в разделе 2.2, а в 2.3 приводится полный компонентный лагранжиан суперполевой модели в виде бесконечного разложения в ряд по деформационным параметрам

$$\begin{aligned} L_* &= K_*(\Phi, \bar{\Phi})|_{\theta^2 \bar{\theta}^2} + W_*(\Phi)|_{\theta^2} + \bar{W}_*(\bar{\Phi})|_{\bar{\theta}^2} = \quad (7) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \left\{ K_{\bar{1}(2n+2)} \mathbf{K}^2 + K_{\bar{1}(2n+1)} F \right\} + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \left\{ K_{\bar{1}(2n+1)} (i \kappa^\alpha \partial_{\alpha \dot{\alpha}} \bar{\kappa}_{\dot{\alpha}}) \right\} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n+1}}{(2n+1)!} \left\{ K_{\bar{2}(2n+1)} \bar{\mathbf{K}}^2 \right\} + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n-1}}{(2n)!} \frac{1}{2} \partial^{\alpha \dot{\alpha}} \partial_{\alpha \dot{\alpha}} \bar{\phi} \left\{ \frac{2n}{2n+1} K_{\bar{1}(2n+1)} \mathbf{K}^2 + K_{\bar{1}(2n)} F \right\} + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n+1}}{(2n)!} \left\{ \frac{2n}{2n+1} K_{\bar{2}(2n+1)} \mathbf{K}^2 + K_{\bar{2}(2n)} F \right\} \frac{1}{2} \partial^{\alpha \dot{\alpha}} \bar{\phi} \partial_{\alpha \dot{\alpha}} \bar{\phi} + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{(2n)!} K_{\bar{2}(2n)} \left\{ 2n \kappa^2 \bar{\mathbf{K}}^2 (\lambda F^2)^{n-1} \right\} + \right. \\ &\left. + \frac{1}{(2n+1)!} K_{\bar{2}(2n+1)} \left\{ (\lambda F^2)^n i \kappa^\epsilon (\partial_{\alpha \dot{\alpha}} \bar{\phi}) \bar{\kappa}_{\dot{\alpha}} \right\} \right] + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \left\{ W_{(2n+2)} \mathbf{K}^2 + W_{(2n+1)} F \right\} + \bar{W}_1 \bar{F} + \bar{W}_2 \bar{\mathbf{K}}^2, \end{aligned}$$

где $\lambda = -\det C$ - параметр деформации, а $K_{\bar{a}b}$, $W_{a(\bar{a})}$ - коэффициенты разложения определенные в точках ϕ и $\bar{\phi}$, которые являются скалярными компонентами кирального и антикирального суперполей.

Компонентная форма лагранжиана (7) имеет достаточно сложную структуру, однако в разделе 2.4 показано, что есть возможность просуммировать бесконечные ряды, определяющие компонентный лагранжиан и представить их в достаточно простой и компактной интегральной форме.

Как частный случай, в разделе 2.5 рассматривается четырехмерная деформированная неантикоммутирующая сигма – модель. Показано, что компонентная форма действия в этом случае сильно упрощается. В линейном приближении по λ компонентное действие совпадает с лагранжианом Зумино для недеформированной суперсимметричной сигма – модели с метрикой

$$\tilde{g} = g + \frac{\lambda}{3!} F^2 K_{3\bar{1}}.$$

Здесь g - кэлерова метрика, отвечающая кэлерову потенциалу K .

В контексте проблемы исследования структуры классического вакуума в разделе 2.6 обсуждается возможность исключения вспомогательных полей их компонентного лагранжиана общей киральной модели. Явно найдена первая по параметру λ поправка к скалярному потенциалу недеформированной теории.

В **Третьей Главе** исследуется структура однопетлевого эффективного действия обобщенной модели кирального и антикирального суперполей на $N=1/2$ суперпространстве.

В 3.1 дано определение однопетлевого эффективного действия и рассмотрены его свойства. Представлен вывод однопетлевого действия и правила вычисления квантовых поправок для неантикоммутирующего случая.

В разделе 3.2 обсуждается построение дифференциального оператора \hat{H}_* , отвечающего однопетлевому эффективному действию

$$\hat{H}_* = \frac{\delta^2 S_*}{\delta\Phi \delta\Phi} = S_*^{(2)}[\Phi]. \quad (8)$$

Здесь S_* определено выражением (5).

В разделах 3.2.2 и 3.2.3 находятся вклады кэлерова потенциала и (анти)кирального суперпотенциалов в дифференциальный оператор \hat{H}_* . Получена матричная форма записи для оператора \hat{H}_* , определенного выражением (8)

$$\hat{H}_* = \begin{pmatrix} \frac{1}{16} K_{1\bar{1}} D^2 \bar{D}^2 & -\frac{1}{4} \bar{W}_2 D^2 \\ -\frac{1}{4} W_2 \bar{D}^2 & \frac{1}{16} K_{\bar{1}1} \bar{D}^2 D^2 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где $K_{n\bar{n}} = \frac{\partial^2 K_*(\Phi, \bar{\Phi})}{\partial \Phi^n \partial \bar{\Phi}^{\bar{n}}}$, а $n = 1, \bar{n} = \bar{1}$.

Раздел 3.3 посвящен вычислению однопетлевого эффективного потенциала киральной модели с учетом $*$ -деформации. Рассматривается однопетлевая поправка к классическому действию в виде суммы двух слагаемых, отвечающих за разные типы вкладов

$$\Gamma^{(1)} = \Gamma_{K_*}^{(1)} + \Gamma_{W_*}^{(1)}. \quad (10)$$

Изучается вклад в кэлоров потенциал при постоянных значениях фоновых суперполей. В рамках размерной регуляризации выделяется расходящаяся составляющая эффективного действия

$$\Gamma_{K_* div}^{(1)} = \frac{1}{16\pi^2 \varepsilon} \int d^8 z \frac{1}{K_{\bar{1}\bar{1}}} * \bar{W}_2 * \frac{1}{K_{\bar{1}\bar{1}}} * W_2 \quad (11)$$

и конечная часть

$$\Gamma_{K_* fin}^{(1)} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^8 z \frac{1}{K_{\bar{1}\bar{1}}} * \bar{W}_2 * \frac{1}{K_{\bar{1}\bar{1}}} * W_2 * \left(\ln_* \left(\frac{1}{K_{\bar{1}\bar{1}}} * \bar{W}_2 * \frac{1}{K_{\bar{1}\bar{1}}} * W_2 \frac{1}{\mu^2} \right) + \gamma \right), \quad (12)$$

содержащая зависимость от регуляризационного параметра μ . Здесь γ - константа Эйлера. При переходе к недеформированной теории, где $C=0$, полученные результаты полностью совпадают с результатами известными из литературы.

Далее исследуется вклад в эффективное действие, требующий выхода за рамки приближения постоянных фоновых полей, считая тем не менее фоновые поля медленно изменяющимися. Это ведет к расходящейся

$$\Gamma_{W_* div}^{(1)} = -\frac{\bar{m}^2}{(8\pi)^2 \varepsilon} C^2 \int d^6 z W_2 Q^2 W_2 \quad (13)$$

и конечной части

$$\Gamma_{W_* fin}^{(1)} = \frac{\bar{m}^2}{2(8\pi)^2} C^2 \int d^6 z W_2 Q^2 * \ln_* \left(\frac{\bar{m}}{\mu^2} W_2 \right). \quad (14)$$

эффективного действия в киральном секторе. Здесь $Q^2 = Q^\alpha Q_\alpha$, Q_α - генераторы суперсимметрии, а $\bar{m} = \bar{W}_2 = const$.

Показано, что ни на каком из этапов вычислений нет необходимости переходить от модифицированного произведения суперполей к их обычному точечному произведению.

В Четвертой Главе рассматривается проблема построения калибровочно инвариантного однопетлевого эффективного действия для суперсимметричных калибровочных теорий, с учетом неантикоммутативной деформации геометрии суперпространства.

В разделе 4.1 введены символы операторов, зависящих от антикоммутирующих координат и приведены свойства модифицированного произведения суперполей. Введены операторы

$$T_c^* = ch \left(\frac{\bar{\partial}}{\partial \theta^\alpha} C^{\alpha\beta} \frac{\bar{\partial}}{\partial \theta^\beta} \right), \quad (15)$$

$$T_s^* = sh \left(-\frac{\bar{\partial}}{\partial \theta^\alpha} C^{\alpha\beta} \frac{\bar{\partial}}{\partial \theta^\beta} \right),$$

играющие важную роль при нахождении однопетлевого эффективного действия полей в присоединенном представлении.

Деформированная суперсимметричная теория поля Янга – Миллса с присоединенной киральной материей рассмотрена в разделе 4.2.

В разделах 4.3 и 4.4 сформулированы явно ковариантные методы (фонового поля и собственного времени) для определения эффективного действия неантикоммутативной теории.

Вычислению однопетлевой квантовой поправки для теории поля Янга – Миллса индуцированного материей в фундаментальном представлении посвящен раздел 4.5. Определены и вычислены тепловые ядра теории с использованием техники символов операторов в импульсном представлении. Получен конечный однопетлевой вклад в калибровочно инвариантное эффективное действие на фоне абелева калибровочного суперполя постоянной напряженности в виде

$$\Gamma^{(1)} = (-1) \frac{1}{(4\pi)^2} \left\{ \int d^6 z W_*^2 \ln \frac{m\bar{m}}{\Lambda^2} + \int d^6 \bar{z} \bar{W}_*^2 \ln \frac{m\bar{m}}{\Lambda^2} \right\} + \quad (16)$$

$$+ \frac{1}{(4\pi)^2} \int_0^\infty ds s \exp(-m\bar{m}s) \int d^8 z W_*^2 * \bar{W}_*^2 \zeta_*(sN, s\bar{N}),$$

где

$$\zeta_*(x, y) = \frac{y^2 * (\cos_* x - 1) - x^2 * (\cos_* y - 1)}{x^2 * y^2 * (\cos_* x - \cos_* y)}.$$

Здесь Λ - регуляризационный параметр, а $m = W''_{\phi\phi}(\Phi)$, $\bar{m} = \bar{W}''_{\bar{\phi}\bar{\phi}}(\bar{\Phi})$.

В разделе 4.6 вычислены конечные однопетлевые вклады калибровочных и духовых полей в эффективное действие теории Янга – Миллса с калибровочной

группой $SU(2)$ спонтанно нарушенной до $U(1)$ на фоне абелева калибровочного суперполя постоянной напряженности

$$\Gamma_{\chi}^{(1)} = \frac{1}{8\pi^2} \int d^8z \int_0^{\infty} ds s e^{-sm^2} W_*^2 \bar{W}_*^2 \frac{ch(sN_*) - 1}{(sN_*)^2} \times \quad (17)$$

$$\times \frac{ch(s\bar{N}_*) - 1}{(s\bar{N}_*)^2} \frac{s^2(N_*^2 - \bar{N}_*^2)}{ch(sN_*) - ch(s\bar{N}_*)},$$

$$\Gamma_{ghosts}^{(1)} = \frac{1}{(4\pi)^2} \int d^8z \int_0^{\infty} ds e^{-sm^2} W_*^2 \bar{W}_*^2 \zeta_*(sN_*, s\bar{N}_*). \quad (18)$$

Эффективное действие в рассматриваемой теории дается суммой вкладов (17) и (18).

В Заключение сформулированы основные результаты работа:

1. Предложена общая четырехмерная суперсимметричная полевая модели кирального – антикирального суперполей на деформированном суперпространстве. Данная теория сформулирована в терминах произвольного кэлера потенциала и кирального и антикирального суперпотенциалов. Получена форма компонентного лагранжиана теории со всеми вспомогательными полями в виде ряда по параметрам деформации, произведено суммирование этого ряда и построена компактная форма лагранжиана в виде интеграла по вспомогательной переменной. В качестве частного случая найден компонентный лагранжиан четырехмерной неантикоммутирующей суперсимметричной сигма – модели. Проведено исключение вспомогательных полей из компонентного лагранжиана и получена первая поправка по параметрам деформации к скалярному потенциалу недеформированной теории.
2. Найдено однопетлевое эффективное действие в общей модели кирального – антикирального суперполей на деформированном суперпространстве в приближении медленно меняющихся фоновых суперполей. Получены однопетлевые квантовые вклады в эффективное действие теории от кэлера потенциала и суперпотенциалов. Развита явно $*$ - инвариантный метод вычисления эффективного действия, позволяющий сохранять структуру модифицированного произведения суперполей на всех этапах квантового анализа.
3. Найден расходящаяся и конечная части эффективного потенциала при постоянных значениях фоновых суперполей и показано, что зависимость однопетлевой поправки в секторе кэлера потенциала от параметра деформации обусловлена только модифицированным произведением суперполей. Выяснено, что на неантикоммутирующем суперпространстве

кроме стандартных расходимостей (в секторе кэлерова потенциала) появляется новая расходящаяся структура (в киральном секторе) явно включающая деформационный параметр. Получен конечный однопетлевой вклад в киральный эффективный потенциал.

4. Развита техника построения калибровочно инвариантного однопетлевого эффективного действия для суперсимметричных калибровочных теорий, заданных на $N=1/2$ суперпространстве. Предложены явно ковариантные методы нахождения эффективного действия (фонового поля и собственного времени), обобщенные на случай неантикоммутирующего суперпространства. Найдено эффективное действие моделей киральных суперполей в фундаментальном и присоединенном представлениях калибровочной группы, взаимодействующих с фоновым абелевым калибровочным суперполем, в приближении фонового суперполя с постоянной напряженностью.
5. Получено однопетлевое эффективное действие суперсимметричной теории поля Янга – Миллса с калибровочной группой $SU(2)$ спонтанно нарушенной до $U(1)$ в приближении фонового суперполя с постоянной напряженностью.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Azorkina O.D., Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. Generic chiral superfield model on nonanticommutative $N=1/2$ superspace. // *Modern Physics Letters A*. – 2005, - Vol.20, - p.1423 – 1436.
2. Azorkina O.D., Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. Construction of the effective action in nonanticommutative supersymmetric field theories. // *Physics Letters B*, - 2006, - Vol.633, - p.389 – 396.
3. Azorkina O.D., Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. One – loop effective potential in $N=1/2$ generic chiral superfield model. // *Physics Letters B*, - 2006, - Vol.635, - p.50 – 55.
4. Азоркина О.Д. Классические и квантовые аспекты общей модели кирального – антикирального суперполей на деформированном суперпространстве. // *Вестник ТГПУ*, - вып. 6 (57), - 2006, - серия: естественные и точные науки, -с. 39 - 45.