На правах рукописи

Плетнев Николай Гаврилович

Квантовая динамика в суперсимметричных моделях теории поля

01.04.02 - теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук
Институте математики им. С. Л. Соболева Сибирского отделения РАН

Научный консультант:

доктор физико-математических наук, профессор
Бухбиндер Иосиф Львович

Официальные оппоненты:

член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук, профессор
Хриплович Иосиф Бенционович,

доктор физико-математических наук, профессор
Казаков Дмитрий Игоревич,

доктор физико-математических наук, профессор
Лавров Петр Михайлович

Ведущая организация:

Учреждение Российской академии наук
Петербургский институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова

Защита состоится 29 сентября 2011 г. в 14 – 30 часов на заседании диссертационного совета Д 212.267.07 при ГОУ ВПО "Томский государственный университет"по адресу: 634050, Томск, пр. Ленина, 36.
Автореферат разослан 21.07 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник И.В. Ивонин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Современная теория элементарных частиц демонстрирует значительные успехи в описании всего многообразия наблюдаемых частиц и их взаимодействий в терминах нескольких фундаментальных взаимодействий и элементарных объектов. Эта теория, основанная на формализме релятивистской квантовой теории поля и калибровочной симметрии в качестве динамического принципа, известна как Стандартная Модель (СМ). Как математическая конструкция, СМ опирается на ряд положений, хотя и основанных на экспериментальных данных, которые являются частью ее определения, а не следствиями ее предсказаний. Естественно возникает вопрос, могут ли некоторые, если не все, параметры, произвольные в пределах СМ, иметь динамическое происхождение в более фундаментальной теории. Кроме того, при отсутствии до сих пор критического компонента СМ, хиггсовского бозона, механизм нарушения электрослабой симметрии остается все еще не выясненным и поэтому сегодня является самым важным вопросом физики элементарных частиц. Есть, однако, серьезные основания подозревать, что физика далее СМ должна играть ключевую роль в динамике электрослабого нарушения. Радиационный вклад в массу хиггсовского бозона растет линейно с масштабом, на котором обрезается интегрирование по квантовым модам на коротких расстояниях. В этом вкладе доминирует эффект виртуальных пар топ-антитоп кварков, которые очень сильно взаимодействуют с хиггсовским бозоном из-за большой массы топ-кварка. Эта проблема известна как проблема иерархии СМ и ее решение возможно путем введения новых состояний, вклады которых в собственную энергию хиггсовского бозона сокращают ведущую линейную расходимость. Среди моделей расширения СМ, которые решают проблему иерархии, отметим суперсимметрию, где расходимости становятся логарифмическими, которые не требуют точной подстройки параметров. Если комбинация квантовой механики и специальной теории относительности потребовала удвоения спектра частиц - каждой частице соответствовала античастица - то суперсимметрия требует введения суперпартнера для каждой фундаментальной частицы СМ. Косвенный намек на то, что такой сценарий может оказаться реальностью, состоит в том, что вычисление эволюции констант электрослабого и сильного взаимодействия с учетом новых виртуальных частиц позволяет достичь точного объединения.

Ответы на часть из этих вопросов естественно было бы ожидать в рамках некоторых моделей объединения СМ с теорией гравитации. Однако гравитация, которая не может быть сформулирована как простая калибровочная теория, все еще не находит полностью удовлетворительного понимания на квантовом уровне и пребывает вне системы исходных принципов СМ. Тот факт, что гравитационное взаимодействие не вписывается в общую схему, вероятно означает, что локальная квантовая теория поля имеет ограниченную применимость и должна быть заменена на более общую конструкцию. Она может быть нелокальной, как в теории струн, или многомерной подобно теории бран мирового объема. Однако, в любом случае, в пределе низких энергий имеют место локальные квантовые теории поля, возможно и выходящие за рамки СМ. Предмет, так называемого AdS / CFT соответствия, за последние десять лет становится очень важным для теоретической физики высоких энергией. Одной из причин интереса к этому подходу является то обстоятельство, что это соответствие может быть использовано для понимания теоретико-полевых моделей в области сильной связи путем сопоставления их с классической гравитацией. В этом сценарии различные конформные теории поля соответствуют теориям гравитации с различным набором полей материи и с различными действиями в объеме. В таких теориях суперсимметрия играет ключевую роль. Характерная энергетическая шкала теории суперструн задается планковским масштабом. Конечно, на доступных в настоящее время энергиях суперсимметрия не проявляет себя, что должно означать ее нарушение на некотором масштабе. Его величина является интригующей загадкой для перспективы многих исследований. При переходе к энергиям, много меньшим планковской, мы имеем дело с эффективной (низкоэнергетической с точки зрения теории суперструн) суперсимметричной теорией поля. Поэтому изучение различных (супер)полевых пределов суперструнных теорий привлекает большое внимание, поскольку это направление позволяет изучать струнные эффекты методами теории поля и полевые эффекты методами теории суперструн, а также открывает возможности построения новых (супер)полевых моделей с интересными свойствами, в том числе и с внутренними механизмами нарушения суперсимметрии. В связи с этим изучение именно низкоэнергетических квантовых аспектов суперсимметричных моделей теории поля должно представлять особый интерес с точки зрения возможных феноменологических проявлений существования на некотором масштабе энергий суперсимметрии. Изучение квантовой структуры моделей теории поля с расширенным числом суперсимметрий одно из главных направлений исследований в современной теоретической физике. Особый интерес представляют струнно - инспирированные модели квантовой теории поля, которые возникают в низкоэнергетическом пределе теории струн / М-бран.

Независимо от конкретной мотивации, проблема визуализации структуры теории на недостижимых для эксперимента масштабах приводит к задаче рассмотрения низкоэнергетических свойств в легком секторе теории, индуцированных специфическими особенностями квантовой динамики тяжелого сектора. Фундаментальным объектом квантовой теории поля, позволяющим описывать всю совокупность квантовых процессов является эффективное действие. При этом легкие поля используются как инструмент изучения структуры вакуума полной квантовой теории. Проблема построения эффективного действия тесно связана с решением таких фундаментальных задач квантовой теории поля, как определение структуры вакуума и его низколежащих возбуждений, нахождения квантовых поправок к классическим уравнениям движения, исследования фазовых переходов и динамического нарушения симметрии, изучения квантовой динамики в сильных фоновых полях. Наиболее плодотворным подходом к построению эффективного действия в квантовой теории поля является метод фонового поля, основы которого заложены Де Виттом. Этот метод является обобщением метода производящих функционалов в квантовой теории поля для случая неисчезающих классических фоновых полей и наличия неабелевой калибровочной симметрии. Точное нахождение эффективного действия означало бы точное решение в соответствующей модели квантовой теории поля, что в общем случае представляется невозможным. В этой связи используются различные приближенные подходы такие как разложение по числу петель и разложение по степеням производных своих функциональных аргументов. При этом, в ведущем низкоэнергетическом приближении, эффективное действие содержит только первые неисчезающие члены в указанном приближении. Очевидно, что именно первые члены низкоэнергетического эффективного действия позволяют исследовать структуру вакуума полевой модели и динамику ее низколежащих возбуждений. В теориях, обладающих глобальными и локальными симметриями, не нарушенными аномалиями, эффективное действие также должно обладать этими симметриями. Оказывается, что в $\mathcal{N} = 2$ и $\mathcal{N} = 4$ расширенных суперсимметричных теориях Янга-Миллса требования суперсимметрии и суперконформной инвариантности так сильны, что низкоэнергетическое эффективное действие (голоморфный и неголоморфный потенциалы) может быть установлено точно. Поэтому конструкция следующих вкладов в низкоэнергетическое эффективное действие $\mathcal{N} = 4$ и $\mathcal{N} = 2$ суперкалибровочных моделей и их свойства (не)ренормируемости оказалась очень важной для изучения взаимосвязи между суперсимметричной квантовой теорией поля и теорией струн. При этом возникает проблема развития методов конструкции эффективного действия и технических приемов его вычисления, явно обеспечивающих проявление симметрий классического действия на всех этапах исследования. Однако в теориях с расширенным количеством суперсимметрий возникают определенные проблемы с построением квантовой теории. Дело в том, что алгебра расширенной суперсимметрии является замкнутой только на уравнениях движения. В суперполевых подходах требование неприводимости суперполевого представления супералгебры приводит к дифференциальным условиям связей на суперполя, что, в свою очередь, приводит к трудностям в построении теории возмущений и исследовании квантовых свойств наиболее интересных теоретико-полевых моделей с расширенным числом суперсимметрий. Но, к сожалению, на современном этапе адекватные формулировки в терминах неограниченных связями суперполей известны только для четырехмерных $\mathcal{N} = 1$ суперсимметричных теорий и $\mathcal{N} = 2$ теорий на гармоническом суперпространстве. Все другие (супер)симметрии являются скрытыми и именно поэтому развитие общих методов для ковариантного построения эффективного действия в $\mathcal{N} = 1$ и $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричных квантовых теориях калибровочных полей и материи, является актуальной областью исследований.

Цели диссертационной работы. Развитие суперполевого формализма фонового поля в том или ином, внутренне присущим рассматриваемой модели, суперпространстве, для конструкции эффективного действия. Построение математического аппарата, позволяющего в рамках определенных приближений последовательно вычислять ведущие и следующие за ними вклады в разложение эффективного действия по числу петель и степени производных. Применение развитой техники к задачам прямого вычисления квантовых поправок в широком круге актуальных задач современной суперсимметричной квантовой теории поля.

Диссертация ставит своей целью:

• Исследование проблемы построения однопетлевых контрчленов для феноменологических сигма-моделей на общем кэлеровом многообразии.

• Изучение классических и квантовых свойств суперсимметричных моделей теории поля с частичным нарушением $\mathcal{N} = 1/2$ суперсимметрии.

• Доказательство квантовой эквивалентности теории массивного тензорного поля 2- и 3-го ранга теориям массивного псевдовекторного и скалярного поля, соответственно.

• Построение калибровочно инвариантной процедуры квантования $\mathcal{N}=2$ суперсимметричной теории массивного поля Янга-Миллса и анализ ренормализационных свойств этой модели.

• Исследование структуры эффективного действия $\mathcal{N}=4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса и суперконформных $\mathcal{N}=2$ конечных калибровочных моделей теории поля в секторе гипермультиплетов.

• Формулировка $D3, \mathcal{N}=6$ и $D3, \mathcal{N}=8$ суперконформных моделей в рамках $D3, \mathcal{N}=3$ гармонического суперпространства и изучение геометрических и квантовых свойств таких теорий.

При решении поставленных задач использовались суперполевые формулировки на суперпространствах, где некоторое число суперсимметрий реализованы явно. Для квантования и конструкции эффективного действия использовались суперполевые модификации метода фонового поля Швингера - Де Витта, обеспечивающие проявление явных симметрий классического действия и позволяющие в одном шаге суммировать бесконечный набор диаграмм Фейнмана с произвольным количеством внешних линий.

Научная новизна диссертации

• Впервые развита процедура систематического вычисления квантовых поправок для общих $4D$ суперсимметричных кэлеровых сигма-моделей с киральными и антикиральными суперпотенциалами. Используя явно репараметризационно ковариантные методы (фоново-квантовое расщепление и представление собственного времени) в $\mathcal{N}=1$ суперпространстве показано, как однозначно определить однопетлевое эффективное действие. Показано, что на общем кэлеровом многообразии однопетлевые контрчлены имеют структуру суперсимметричного члена Весса-Зумино-Новикова-Виттена. Ведущий конечный вклад в разложении по степеням ковариантных производных однопетлевого эффективного действия вычислен.

• Впервые проведено исследование классических и квантовых аспектов суперполевых моделей на неантикоммутативном $\mathcal{N}=1/2$ суперпространстве с сохранением структуры деформированного произведения. Получены ведущие однопетлевые квантовые поправки и показано, что для кэлерова потенциала они совпадают с результатами для недеформированной модели, а к киральному суперпотенциалу добавляются члены, явно содержащие параметр деформации. Подробно рассмотрены голоморфные однопетлевые квантовые поправки к эффективному суперпотенциалу в модели $\mathcal{N} = 1/2$ Весса-Зумино. Точный непертурбативный результат представлен в форме интеграла по собственному времени. Проанализировано разложение этой интегральной формы в ряд по киральным полям Φ и их производным $D^2\Phi$ и предложена процедура вычисления коэффициентов разложения, основанная на Фурье преобразованиях грассмановых переменных. Исследовано однопетлевое эффективное действие для деформированной суперсимметричной теории калибровочного поля. Используя метод фонового поля, адаптированный для работы в $\mathcal{N} = 1/2$ суперпространстве, построено эффективное действие для полей материи, взаимодействующих с фоновым калибровочным суперполем. В качестве примера, точно вычислено однопетлевое эффективное действие для мультиплета полей материи на абелевом фоне, а также для суперсимметричной теории поля Янга-Миллса с калибровочной группой $SU(2)$, нарушенной до $U(1)$.

• Впервые изучено эффективное действие для моделей массивного антисимметричного поля второго и третьего ранга на фоне гравитации. Эти модели классически эквивалентны массивному векторному полю и массивному скаляру, соответственно, минимально связанными с гравитацией. Доказано, что эффективное действие массивного антисимметричного поля второго ранга точно эквивалентно эффективному действию массивного векторного поля и эффективное действие массивного антисимметричного тензорного поля третьего ранга точно совпадает с эффективным действием массивного скаляра.

• Впервые рассмотрены квантовые аспекты $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричной калибровочно инвариантной теории массивного поля Янга-Миллса, сформулированной в $\mathcal{N} = 2$ гармоническом суперпространстве. Развита калибровочно инвариантная и явно суперсимметричная схема разложения суперполевого эффективного действия по числу петель и степеням ковариантных производных вне массовой оболочки. В рамках этой схемы вычисляются калибровочно инвариантные и явно $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричные однопетлевые контрчлены, включая контрчлены, зависящие от штюкельбергова суперполя. Анализируется компонентная структура таких контрчленов.

• Впервые построено разложение по производным однопетлевого эффективного действия $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса, содержащей как $\mathcal{N} = 1$ суперполя векторного мультиплета, так и суперполя материальных мультиплетов. Полученное действие переписывается в терминах разложения по степеням $\mathcal{N}=2$ суперконформных инвариантов, где ведущим членом является $\mathcal{N}=4$ суперсимметричный эффективный потенциал, ранее построенный в работе Бухбиндера И.Л. и Иванова Е.А., и найдены следующие за ведущими вклады к этому действию. Отмечено, что все полученные явно $\mathcal{N}=2$ суперсимметричные вклады, кроме ведущего, не должны обладать инвариантностью относительно классических высших $\mathcal{N}=2$ суперсимметрий, что обусловлено выбором фона и процедурой фиксации калибровки. Используя формулировку теории в терминах $\mathcal{N}=2$ гармонического суперпространства, анализируются возможные самосогласованные деформации скрытых $\mathcal{N}=2$ суперсимметрий и сублидирующие члены эффективного действия вне массовой поверхности $\mathcal{N}=4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса и построено, зависящее от суперполей гипермультиплетов, дополнение для двухпетлевого члена $\propto F^6$ в разложении Швингера-Де Витта эффективного действия.

• Впервые развит систематический подход для конструкции однопетлевого эффективного действия $\mathcal{N}=4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса, зависящего как от полей $\mathcal{N}=2$ векторного мультиплета, так и фоновых полей гипермультиплета. С использованием техники ковариантных $\mathcal{N}=2$ гармонических суперграфов построено однопетлевое эффективное действие, и развит метод символа операторов для его вычисления в терминах $\mathcal{N}=2$ гармонических суперполей. Гипермультиплетно - зависимое эффективное действие для постоянной абелевой напряженности F_{mn} и постоянных полей гипермультиплета построено и представлено в виде интеграла по полному $\mathcal{N}=2$ суперпространству.

• Впервые изучено однопетлевое низкоэнергетическое эффективное действие в секторе гипермультиплета для $\mathcal{N}=2$ суперконформных калибровочных моделей. Найдено общее выражение для низкоэнергетического эффективного действия на массовой оболочке в форме интеграла собственного времени. Анализируется компонентная структура бозонного сектора ведущих вкладов в эффективное действие. Среди многих членов содержатся члены, с тремя и четырьмя пространственно-временными производными полей, имеющих Черн - Саймонс - подобную форму.

• Впервые построено классическое действие Аарони - Бергмана - Жафериса - Малдасены модели в $\mathcal{N}$=3, d=3 гармоническом суперпространстве. В такой формулировке три из шести суперсимметрий реализованы явно вне массовой оболочки, в то время как три другие перемешивают различные суперполя и замкнуты на уравнениях движения. Кроме оригинальной $\mathrm{U}(N) \times \mathrm{U}(N)$ $\mathcal{N}=6$ модели, построены $\mathcal{N}=3$ суперполевые формулировки некоторых обобщений с другими калибровочными симметриями. Для $\mathrm{SU}(2) \times \mathrm{SU}(2)$ случая дано простое суперполевое доказательство расширения до $\mathcal{N}=8$ суперсимметрии и $\mathrm{SO}(8)$ R-симметрии.

• Впервые развит метод фонового поля для изучения квантовых аспектов $\mathcal{N}=3$, $d=3$ теорий Черн-Саймонс с материей в $\mathcal{N}=3$ гармоническом суперпространстве. Построены пропагаторы суперполей гипермультиплета и калибровочных суперполей на фоне суперполей Черна-Саймонса. В качестве одного из непосредственных применений, доказаны теоремы неренормируемости. Ведущие супердиаграммы с двумя и четырьмя внешними линиями калибровочных и материальных гипермультиплетов вычислены.

Научная и практическая ценность. Развитые в диссертации общие методы анализа низкоэнергетического эффективного действия и полученные конкретные научные результаты могут быть использованы в современных исследованиях, направленных на расширение стандартной модели фундаментальных взаимодействий. Проведенное рассмотрение квантовых аспектов суперсимметричных полевых теорий продемонстрировало высокую эффективность суперполевых формулировок суперсимметричных моделей при изучении квантовых эффектов. Эти результаты и методы могут найти применение в исследованиях по теоретической физике фундаментальных взаимодействий, квантовой теории поля, суперсимметрии, теории струн, проводимых в Физическом институте РАН (Москва), Объединенном Институте Ядерных Исследований (Дубна), Математическом институте РАН (Москва), Институте физики высоких энергий (Протвино), Институте теоретической и экспериментальной физики (Москва), Институте ядерных исследований РАН (Москва), Петербургском институте ядерной физики РАН (Гатчина), Институте математики СО РАН (Новосибирск), Институте ядерной физики СО РАН (Новосибирск), Томском государственном педагогическом университете, Томском государственном университете, Московском государственном университете, а также в других организациях, где ведутся работы по теоретической физике высоких энергий.

Основные результаты диссертации, выносимые на защиту:

В работе в рамках метода фонового поля развиты общие методы построения эффективного действия для различных моделей суперсимметричной квантовой теории поля и исследования его структуры.

• Подход к построению квантовых поправок для общих $4D$ суперсимметричных кэлеровых сигма-моделей с киральными и антикиральными суперпотенциалами.

Развит явно репараметризационно ковариантный метод фоново - квантового расщепления в $\mathcal{N}=1$ суперпространстве для изучения квантовых свойств и конструкции однопетлевого эффективного действия общих $4D$ суперсимметричных кэлеровых сигма-моделей. Исследована структура однопетлевых расходимостей эффективного действия в рассматриваемой модели и показано, что на произвольном кэлеровом многообразии однопетлевые контрчлены совпадают по структуре с действием, генерирующим неабелеву аномалию в $\mathcal{N}=1$ суперсимметричной теории КХД.

• Подход к исследованию классических и квантовых аспектов суперполевых моделей на неантикоммутативном $\mathcal{N} = 1/2$ суперпространстве.

Рассмотрен интересный, с точки зрения поиска механизмов нарушения суперсимметрии из первых принципов, класс суперполевых моделей на неантикоммутативном $\mathcal{N}=1/2$ суперпространстве. Рассмотрены специфические особенности компонентной формулировки классических неантикоммутативных суперсимметричных моделей теории поля. В неантикоммутативной модели Весса-Зумино вычислен точный непертурбативный суперпотенциал. Развиты методы вычисления эффективного действия в неантикоммутативной суперсимметричной теории Янга-Миллса и модели общего кирального суперполя с сохранением структуры $\star$-произведения.

• Подход для доказательства квантовой эквивалентности моделей массивного антисимметричного поля на фоне гравитации моделям массивного векторного поля и массивного скаляра минимально связанных с гравитацией.

Развита калибровочно инвариантная процедура квантования теории массивного антисимметричного тензорного поля, минимально связанного с гравитацией. Исследована общая структура эффективного действия гравитационного поля, индуцированного массивными антисимметричными полями второго и третьего ранга в произвольно искривленном пространстве-времени и доказано, что они в точности равны таковым для массивного векторного поля и массивного скалярного поля соответственно, минимально связанных с гравитационным полем , что доказывает квантовую эквивалентность классически дуальных теоретико-полевых описаний физических степеней свободы. Показано, что, если эффективное действие определено с учетом вкладов нулевых мод, разность между эффективными действиями классически эквивалентных теорий является топологическим инвариантом Гаусса-Бонне. Этот факт означает совпадение эффективных тензоров энергии-импульса рассматриваемых дуальных теорий.

• Подход к исследованию квантовых свойств $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричной калибровочно инвариантной теории массивного поля Янга-Миллса.

Исследована структура эффективного действия $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричной массивной теории поля Янга-Миллса, построенной с использованием нелинейной сигма-модели штюкельберговского суперполя. Развит метод фонового поля, позволяющий получить разложение по числу петель и степеням ковариантных производных эффективного действия в явно калибровочно инвариантной и $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричной форме. Изучена структура однопетлевых расходимостей рассматриваемой теории.

• Систематический подход для конструкции однопетлевого эффективного действия $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса и ультрафиолетово конечных $\mathcal{N} = 2$ калибровочных моделей, зависящего как от полей векторного мультиплета, так и фоновых полей гипермультиплета.

Построено разложение по производным однопетлевого эффективного действия $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса, содержащей как поля $\mathcal{N} = 2$ векторного мультиплета, так и поля гипермультиплетов. Рассмотрена формулировка $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса в терминах $\mathcal{N} = 1$ суперполей и получено калибровочно инвариантное однопетлевое эффективное действие в приближении постоянных абелевых напряженностей и постоянных полей гипермультиплетов. Найдено представление эффективного действия в виде разложения по суперковариантным производным $\mathcal{N} = 2$ векторного мультиплета. Развит самосогласованный способ получения, зависящих от гипермультиплетов дополнений и соответствующим образом деформированных преобразований скрытой суперсимметрии, обеспечивающих $\mathcal{N} = 4$ суперсимметрию в следующих после ведущего членов эффективного действия $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса.

Исследована структура гипермультиплетной зависимости низкоэнергетического эффективного действия в $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса, сформулированной $\mathcal{N} = 2$ гармоническом суперпространстве. Проведена процедура квантования рассматриваемой модели и изучена структура теории возмущений. Развиты методы стягивания бесконечного набора $\mathcal{N} = 2$ гармонических суперграфов в точку в приближении медленно меняющихся фоновых суперполей. Проведено суммирование бесконечной серии ковариантных гармонических суперграфов с произвольным числом внешних линий гипермультиплета на нетривиальном фоне $\mathcal{N} = 2$ векторного мультиплета и установлена общая структура зависимости эффективного действия от суперполей гипермультиплета. Развит метод символов операторов в $\mathcal{N} = 2$ гармоническом суперпространстве, в рамках которого вычислено однопетлевое эффективное действие в рассматриваемой теории и результат представлен в виде интеграла по аналитическому подпространству гармонического суперпространства. Показано, что каждый член разложения эффективного действия по спинорным ковариантным производным представляется как интеграл по полному $\mathcal{N} = 2$ суперпространству.

Построено однопетлевое низкоэнергетическое эффективное действие в $\mathcal{N} = 2$ суперконформных, ультрафиолетово конечных моделях, сформулированных в гармоническом суперпространстве. Изучено эффективное действие, зависящее от фонового абелевого $\mathcal{N} = 2$ суперполя векторного мультиплета и фонового суперполя гипермультиплета, удовлетворяющих специальным ограничениям, определяющим структуру вакуума в данных моделях. В рамках $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричного метода фонового поля и в предположении, что гипермультиплет удовлетворяет условиям массовой оболочки найдено универсальное выражение для эффективного действия. Для гипермультиплета за пределами ограничений массовой оболочки, построен специальный явно $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричный лидирующий вклад, который записывается как интеграл по 3/4 полного $\mathcal{N} = 2$ гармонического суперпространства. В бозонном секторе модели этот вклад содержит Черн-Саймонс-подобные члены с тремя пространственно-временными производными.

• Конструкция $\mathcal{N}$=3, d=3 гармонического суперпространства и формулировка $\mathcal{N}$=6 суперконформных моделей теории поля в которых три высших суперсимметрии перемешивают калибровочные и материальные супермультиплеты и замкнуты на уравнениях движения.

Развита суперполевая формулировка максимально суперсимметричной $\mathcal{N}$=6 и суперконформной теории Аарони - Бергмана - Жафериса - Малдасены с калибровочной группой $U(N) \times U(N)$ и $SU(N) \times SU(N)$, а также некоторые ее обобщения на случай других калибровочных симметрий в гармоническом $\mathcal{N}$=3, d=3 суперпространстве, где три d=3 суперсимметрии реализованы явно вне массовой оболочки. Построены $\mathcal{N}$=3 суперполевые реализации скрытых суперсимметрий и SO(6) R-симметрий теории Аарони-Бергмана-Жафериса-Малдасены и показано как эти симметрии продолжаются до $\mathcal{N}$=8 и SO(8) в случае теории Баггера - Ламберта - Густавссона с калибровочной группой SU(2) × SU(2). Одно из ярких характерных особенностей $\mathcal{N}$=3 формулировки состоит в том, что суперполевые уравнения движения записываются исключительно в терминах аналитических $\mathcal{N}$=3 суперполей и имеют простой вид. При этом действие не содержит явно никакого суперполевого потенциала, что диктуется $\mathcal{N}$=3 суперконформной инвариантностью. Известный скалярный потенциал шестой степени компонентной формулировки естественно возникает на массовой оболочке в результате исключения некоторых вспомогательных степеней свободы из калибровочного и гипермультиплетных суперполей. $\mathcal{N}$=3 суперполевая формулировка предполагает простой технический критерий в том, как выбрать калибровочную группу, которая допускает существование скрытых дополнительных суперсимметрий и R-симметрии.

• Анализ квантовых аспектов $\mathcal{N}$=3, d=3 теорий Черн-Саймонса с материей в $\mathcal{N}$=3 гармоническом суперпространстве. Доказательство теорем неренормируемости. Вычисление ведущих супердиаграмм с двумя и четырьмя внешними линиями калибровочных и материальных гипермультиплетов.

Развит метод фонового поля для теорий $\mathcal{N}$=3, d=3 Черна-Саймонса с материей. Построение новых элементов техники работы с $\mathcal{N}$=3 гармоническими суперграфами. Доказана теорема неренормировки, которая гарантирует квантовую конечность такой теории. Построены суперполевые пропагаторы в этих моделях и вычисляются ведущие супердиаграммы с двумя и четырьмя внешними калибровочными и материальными концами. Показано, что на квантовом уровне, в качестве ведущих поправок к классическому действию индуцируется $\mathcal{N}$=3 действие суперсимметричной теории поля Янга-Миллса и аналитический эффективный потенциал самодействия гипермультиплета, который в компонентной форме записи дает сигма- модель Тауба-НУТ для физических скалярных полей. Как и в четырехмерном случае, такой вклад возможен только в модели массивного заряженного гипермультиплета, с массой гипермультиплета, индуцированной центральным зарядом $\mathcal{N}$=3, d=3 супералгебры Пуанкаре.

Апробация работы. Все основные результаты докладывались и обсуждались на семинаре лаборатории теоретической физики ИМ СО РАН, на международных конференциях: 11th International Conference "Theoretical and Experimental Problems of General Relativity and Gravitation" and International Workshop "Gravity, Strings and Quantum Field

Theory Tomsk, July 1-7, 2002; International School/Seminar "Quantum Field Theory, Supersymmetry, Higher Spin Fields and Gravity", Tomsk, March 20-26, 2005; International Conference "Quantum Field Theory and Gravity", Tomsk, July 5-9, 2010; July 2-7, 2007; 5th Workshop on Quantum Field Theory Under the Influence of External Conditions, Leipzig, Germany, 10-14 Sep 2001. International Conference : "Quantum Field Theory Under the Influence of External Conditions", Norman, USA, September 15-19, 2003; 4th International Sakharov Conference on Physics, Moscow, May 18-23, 2009; International Conference "Cosmology, the Quantum Vacuum and Zeta Function", Barcelona March 8-10, 2010; International Workshop "Supersymmetries and Quantum Symmetries", Dubna, July 24 - July 29, 2003.SQS 03, SQS'05 July 27 - 31, 2005, SQS'07 July 30 - August 4, 2007, SQS'09 July 29 - August 3, 2009.

Исследования по теме диссертационной работы поддерживались грантами РФФИ (проекты № 00-02-17884, № 03-02-16193-а, № 05-02-16211, № 06-02-16346-а, № 09-02-00078-а), грантами INTAS-00-00254, INTAS-05-7928, грантами президента РФ для ведущих научных школ (проекты НШ-1252.2003.2; НШ-4489.2006.2; НШ-2553.2008.2; НШ-3558.2010.2.), Аналитическая ведомственная целевая программа "Поддержка научного потенциала высшей школы", МОН РФ, проекты №1003 и №1141.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1] - [20].

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 9 глав, заключения и списка литературы из 385 наименований. Объем работы составляет 325 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении приводится краткий обзор современного статуса Стандартной Модели и различных направлений исследований моделей теории поля за ее пределами. Приводится мотивировка данной работы, обсуждаются постановки задач и их актуальность. Формулируются цели работы, и дается краткая характеристика ее содержания.

В Главе 1 изучается проблема систематического вычисления квантовых поправок для общих $4D$ суперсимметричных кэлеровых сигма-моделей с киральными и антикиральными суперпотенциалами. Используя явно репараметризационно ковариантные методы (фоново-квантовое расщепление и представление собственного времени) в $\mathcal{N} = 1$ суперпространстве показано, как определить однозначно однопетлевое эффективное действие. Мы вводим в рассмотрение репараметризационно ковариантные производные, действующие на суперполях и доказываем, что их супералгебра аналогична супералгебре ковариантных производных в суперсимметричной теории Янга-Миллса. Эта аналогия позволяет использовать для вычисления эффективного действия в рассматриваемой теории методов, разработанных для квантовой суперсимметричной теории Янга-Миллса. Получены расходящиеся вклады в рассматриваемых моделях. Показано, что на общем кэлеровом многообразии однопетлевые контрчлены имеют структуру суперсимметричного члена Весса-Зумино-Новикова-Виттена в форме, предложенной в работах Гейтса с сотрудниками. Ведущий конечный вклад в разложении по степеням ковариантных производных однопетлевого эффективного действия (суперполевой a_3 коэффициент) вычислен.

В разделе 1.1 приводятся основные свойства модели общего кирального суперполя в $\mathcal{N}=1$ суперпространстве: Действие

$$S = \int d^8z\, K(\Phi,\bar\Phi) + \int d^6z\, P(\Phi) + \int d^6\bar z\, \bar P(\bar\Phi)$$

и преобразования голоморфных репараметризаций суперполей $\Phi^i \to \Phi^{i\,\prime} = f^i(\Phi)$, $\bar\Phi^{\bar i} \to \bar\Phi^{\bar i\,\prime} = \bar f^{\bar i}(\bar\Phi)$ и кэлеровых преобразований $K(\Phi,\bar\Phi) \to K(\Phi,\bar\Phi) + F(\Phi) + \bar F(\bar\Phi)$, относительно которых это действие инвариантно. Вводятся репараметризационно ковариантные производные

$$\mathcal{D}^\alpha A^i = D^\alpha A^i + \Gamma^i_{l\,k} D^\alpha \Phi^k A^l, \quad \mathcal{D}^{\dot\alpha} \bar A^{\bar j} = D^{\dot\alpha} \bar A^{\bar j} + \Gamma^{\bar j}_{\bar l\,\bar k} D^{\dot\alpha} \bar\Phi^{\bar k} \bar A^{\bar l}\,, \tag{1}$$

которые будут являться важным ингредиентом для конструкции эффективного действия. Здесь $\Gamma^i_{kl} = g^{i\bar m}\partial_l g_{\bar m k}$, $\Gamma^{\bar i}_{\bar k\bar l} = g^{\bar i m}\partial_{\bar l} g_{m\bar k}$ компоненты связности Леви-Чивита в пространстве полей.

В разделе 1.4 строится разложение по нормальным координатам на кэлеровом многообразии и показываем, что алгебра репараметризационно ковариантных производных (1) дублирует супералгебру ковариантных производных $\mathcal{N}=1$ суперсимметричной теории Янга-Миллса. Строятся суперполевые напряженности связности $g^{-1}D_\alpha g$ и ковариантные даламбертианы.

В разделе 1.5 с использованием техники Швингера-Де Витта строится суперфункционал однопетлевого эффективного действия и анализируются расходящиеся

$$\Gamma^{(1)}_{div} = -\frac{\Gamma(\omega)}{2(4\pi)^{2-\omega}} \left(\frac{m}{\mu}\right)^{-2\omega} \left(\int d^6z \frac{1}{2} \mathcal{W}^{\alpha i}{}_k \mathcal{W}_{\alpha i}{}^k - \mathrm{tr} \int d^8z\, \bar{\mathcal{M}}\mathcal{M} + c.c. \right), \tag{2}$$

(где $\mathcal{W}, \mathcal{M}$ некоторые промежуточные обозначения) и ведущие конечные вклады. Отмечено, что член в (2), который задается интегралом по киральному подпространству может быть переписан в форме $4D, \mathcal{N} = 1$ суперсимметричного некалибровочного WZNW действия:

$$\int d^8z\, \Gamma^i_{jk}(D^\alpha\phi^j)\, \big[R^k_{li\bar{m}}\bar{D}^{\dot\alpha}\bar{\phi}^{\bar{m}} i\partial_{\alpha\dot\alpha}\phi^l + R^k_{li\bar{m}}\bar{D}^2\bar{\phi}^{\bar{m}} D_\alpha\phi^l$$

$$+\frac{1}{2}\bar{D}^{\dot\alpha}R^k_{li\bar{m}}\bar{D}_{\dot\alpha}\bar{\phi}^{\bar{m}} D_\alpha\phi^l + c.c.\,, \qquad (3)$$

которое полностью выражается только в терминах хорошо определенных геометрических величин. Второй член в (2) представляет собой суперсимметричное действие четвертого порядка нелинейной сигма-модели. Конечные члены в эффективном действии, обусловленные a_3 коэффициентом, позволяют найти вклады в S-матрицу шестого порядка по импульсам, которые определяются формами кэлерова и (анти)кирального потенциалов.

Глава 2 посвящена анализу классических и квантовых свойств суперсимметричных моделей теории поля на неантикоммутативном $\mathcal{N} = 1/2$ суперпространстве. Анализируется компонентная структура общей модели кирального суперполя с учетом вкладов вспомогательных полей. Показано, что существует компактная форма записи компонентного лагранжиана модели, которая может быть рассмотрена как деформация стандартного лагранжиана Зумино с киральным и антикиральным суперпотенциалами и изучен вопрос об исключении вспомогательных полей. Получены ведущие однопетлевые квантовые поправки и показано, что для кэлерова потенциала они совпадают с результатами для недеформированной модели, а к киральному суперпотенциалу добавляются члены, явно содержащие параметр деформации.

Подробно рассмотрены голоморфные однопетлевые квантовые поправки к эффективному потенциалу в модели $\mathcal{N} = 1/2$ Весса-Зумино. Точный непертурбативный результат представлен в форме интеграла по собственному времени. Проанализировано разложение этой интегральной формы в ряд по киральным полям Φ и их производным $D^2\Phi$ и предложена процедура вычисления коэффициентов разложения, основанная на Фурье преобразовании по грассмановым переменным.

Исследовано однопетлевое эффективное действие для деформированной суперсимметричной теории калибровочного поля. Используя метод фонового поля, адаптированный для работы в $\mathcal{N} = 1/2$ суперпространстве, мы находим эффективное действие для полей материи, взаимодействующих с фоновым калибровочным суперполем. В качестве примера точно вычислено однопетлевое эффективное действие для мультиплета полей материи на абелевом фоне, а также для суперсимметричной теории поля Янга-Миллса с калибровочной группой $SU(2)$, нарушенной до $U(1)$.

В разделе 2.2 дано определение неантикоммутативного $\mathcal{N} = 1/2$ суперпространства и формулировки суперсимметричных моделей теории поля в которых обычное произведение суперполей заменяется на "звездочка"-произведение определенное в киральном базисе как

$$\Phi \star \Psi = \Phi\, \mathrm{e}^{-C^{\alpha\beta}\overleftarrow{Q_\alpha}\overrightarrow{Q_\beta}}\, \Psi = \Phi \left(1 - C^{\alpha\beta}\overleftarrow{Q_\alpha}\overrightarrow{Q_\beta} + \lambda \overleftarrow{Q}^2 \overrightarrow{Q}^2\right) \Psi\ , \qquad (4)$$

При этом доказывается, что деформированная алгебра суперсимметрии имеет хорошо определенные представления. С использованием символов операторов изучаются свойства $\star$-произведения, калибровочных преобразований и модификации других математических конструкций, определенных в стандартном суперпространстве.

В разделе 2.3 рассмотрены классические свойства деформированных моделей Весса-Зумино и $\mathcal{N} = 1/2$ суперсимметричной теории Янга-Миллса. Также изучается компонентная структура модели общего кирального суперполя, сформулированной в терминах произвольного кэлерова потенциала $K(\bar{\Phi}, \Phi)_\star$ и произвольных кирального и антикирального суперпотенциалов $W(\Phi)_\star$, $\bar{W}(\bar{\Phi})_\star$, и найдена ее компонентная структура. Несмотря на это, что действие модели в компонентных полях записывается в виде бесконечных рядов по неантикоммутативному параметру с коэффициентами, зависящими от производных потенциалов, эти ряды удается записать в замкнутой форме посредством сглаживающих интегралов от кэлерова и (анти)кирального суперпотенциалов в окрестности бозонной компоненты кирального суперполя Φ на масштабе, зависящем от параметра деформации и вспомогательного поля $\sqrt{\det C}F$. Делается заключение, что скалярный потенциал как функция скалярных полей и фермионного конденсата $\langle \kappa^2 \rangle$ может быть как положительно, так и отрицательно определенным в зависимости от конкретной формы для кэлерова потенциала и суперпотенциалов, что, в свою очередь, приводит к возможности полного нарушения суперсимметрии в рассматриваемой модели.

В разделе 2.5 проведено вычисление однопетлевого эффективного потенциала для неантикоммутативной модели общего кирального суперполя. При вычислении использовалось приближение медленно меняющихся полей суперполей и был предложен метод вычислений, позволяющий провести вычисления без переписывания $\star$-произведения через обычные произведения. Проанализирована структура расходимостей. Показано, что кроме расходимостей, присущих недеформированной модели, возникают расходимости новой структуры, содержащей параметр деформаций и разрушающие форму $\star$-произведения на квантовом уровне. Найдена точная форма расходящихся и конечных однопетлевых поправок в кэлеров потенциал и киральный суперпотенциал.

В разделе 2.6 развит общий подход построения однопетлевого эффективного суперпотенциала для $\mathcal{N} = 1/2$ модели Весса-Зумино. Подход основан на использовании техники символов операторов и методах разложения теплового ядра и позволяет проводить непосредственные вычисления однопетлевых квантовых поправок. С помощью предлагаемого подхода вычисляется точная форма однопетлевого эффективного суперпотенциала рассматриваемой модели в терминах интеграла по собственному времени. Также приводится новая схема разложения по степеням вспомогательных полей $D^2\Phi$ эффективного кирального суперпотенциала и дается полное решение этой задачи в терминах представления Меллина-Барнса обобщенных гипергеометрических функций нескольких грассмановых переменных. Подправленный "руками" F-член имеет конечные радиационные поправки, в то время как $\bar{F}$-член не ренормируется. Поскольку суперсимметричные вакуумы определяются критическими точками антиголоморфного суперпотенциала, вакуум остается стабильным.

В разделе 2.7 построено эффективное действие, индуцированное квантовыми полями материи и калибровочными полями, на специальном фоне $U(1)$-суперполя векторного мультиплета. Для того чтобы использовать метод фонового поля для квантования неантикоммутативных теорий Янга-Миллса, выполним фоново - квантовое расщепление в виде $e_\star^V \to e_\star^\Omega \star e_\star^v$, где Ω, v – фоновый и квантовый суперпотенциалы. После этого можно переписать ковариантные производные в калибровочно-(анти)киральном представлении $\nabla_\alpha = e_\star^{-v} \star \nabla_\alpha \star e_\star^v$, $\bar{\nabla}_{\dot{\alpha}} = \bar{D}_{\dot{\alpha}}$ со стандартными правилами преобразования по отношению к двум типам калибровочных преобразований (квантовым и фоновым). Ковариантно (анти)киральные суперполя $\nabla_\alpha(e_\star^{-\Omega} \star \bar{\Phi}) = 0$, $\bar{\nabla}_{\dot{\alpha}}(e_\star^{\bar{\Omega}} \star \Phi) = 0$ линейно расщепляются на фоновую и квантовую части. Конструкция однопетлевого эффективного действия, основанная на технике собственного времени состоит последовательном вычислении следа теплового ядра оператора $\hat{H}_\star = (\nabla^2 \star \bar{\nabla}^2 \bar{m} \nabla^2 m \bar{\nabla}^2 \bar{\nabla}^2 \star \nabla^2$, где "массы" определены следующим образом $m = W''_{\Phi\Phi}(\Phi), \bar{m} = \bar{W}''_{\bar{\Phi}\bar{\Phi}}(\bar{\Phi})$ и перенормировки расходящейся части. В приближении ковариантно постоянного фонового векторного мультиплета на массовой оболочке однопетлевое эффективное действие вычисляется и представляется в замкнутой форме:

$$\begin{aligned}\Gamma^{(1)} &= -\frac{1}{(4\pi)^2}\int d^6z\, W^2 \ln\frac{m}{\Lambda} + c.c.\\ &+\frac{1}{(4\pi)^2}\int_0^\infty ds\cdot s\,\mathrm{e}^{-m\bar{m}s}\int d^8z\, W^2 \star \bar{W}^2 \star \zeta_\star(s\mathcal{N}, s\bar{\mathcal{N}})\end{aligned} \tag{5}$$

где $\mathcal{N}_\alpha^\beta = D_\alpha W^\beta$, $\bar{\mathcal{N}}_{\dot\alpha}^{\dot\beta} = \bar{D}_{\dot\alpha}\bar{W}^{\dot\beta}$ и функция

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

Таким образом, конструкция эффективного действия индуцированного квантовыми материальными полями в фундаментальном представлении, когда используются только левые $\star$-произведения, полностью соответствует разложению для соответствующей задачи в обычной суперполевой теории, за исключением различия, обусловленного заменой обычных произведений на $\star$-произведения.

Однопетлевое эффективное действие для неантикоммутативной суперсимметричной теории Янга-Миллса для теории с калибровочной группой $SU(2)$, нарушенной до $U(1)$ определено вкладом заряженных векторных мультиплетов и гостами. Для его вычисления на ковариантно постоянном абелевом фоне строится калибровочно - инвариантная процедура в терминах $\star$-произведения и в результате получен расходящийся вклад

$$\Gamma^{(1)}_{div} = -\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{(4\pi)^2}\int d^6z W^\alpha W_\alpha \ln\frac{\mu^2}{\Lambda^2} \ . \tag{6}$$

и конечные части эффективного действия

$$\Gamma^{(1)}_\chi = \frac{1}{8\pi^2}\int d^8z\int_0^\infty ds s\,\mathrm{e}^{-sm^2} W_{\bar\star}^2 \bar{W}_{\bar\star}^2 \tag{7}$$

$$\times\frac{\cosh(s\mathcal{N}_{\bar\star}) - 1}{(s\mathcal{N}_{\bar\star})^2}\cdot\frac{\cosh(s\bar{\mathcal{N}}_{\bar\star}) - 1}{(s\bar{\mathcal{N}}_{\bar\star})^2}\cdot\frac{s^2(\mathcal{N}_{\bar\star}^2 - \bar{\mathcal{N}}_{\bar\star}^2)}{\cosh(s\mathcal{N}_{\bar\star}) - \cosh(s\bar{\mathcal{N}}_{\bar\star})} \ ,$$

где использовано определение $W_{\bar\star} = WT_c^\star$. Мы видим, что однопетлевые расходимости для абелева фонового поля по форме совпадают с классическим действием, что гарантирует перенормируемость модели. Таким образом, непосредственными вычислениями показано, что однопетлевое эффективное действие рассматриваемой модели является калибровочно-инвариантным и полностью записывается в терминах специального $\star$-оператора $T_c^\star = \frac{1}{2}(\star + \star^{-1})$, т.е. классическое $\star$-произведение не имеет квантовых поправок в этой модели.

В Главе 3 изучено эффективное действие для моделей массивного антисимметричного поля второго и третьего ранга на фоне гравитации. Эти модели классически эквивалентны массивному векторному полю и массивному скаляру, соответственно, минимально связанными с гравитацией. Доказано, что эффективное действие массивного антисимметричного поля второго ранга точно эквивалентно эффективному действию массивного векторного поля и эффективное действие массивного антисимметричного тензорного поля третьего ранга точно совпадает с эффективным действием массивного скаляра. Это доказательство является обобщением теоремы Рея-Зингера для R-кручения и оно основано на тождествах для масс-зависимых ζ-функций, ассоциированных с лапласианами на римановом многообразии.

Рассматривается модель массивного антисимметричного поля второго ранга $B_{\mu\nu}$ в 4D искривленном пространстве-времени. Эта теория описывается действием

$$S[B_2] = \int d^4x\sqrt{-g(x)}\left\{-\frac{1}{12}F^{\mu\nu\lambda}(B)F_{\mu\nu\lambda}(B) + \frac{1}{4}\,m^2B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}\right\}\,. \quad (8)$$

Ясно, что кинетическая часть действия (8) инвариантна относительно калибровочных преобразований $B_{\mu\nu} \to B^{\xi}_{\mu\nu} = B_{\mu\nu} + \nabla_\mu\xi_\nu - \nabla_\nu\xi_\mu$ с векторным параметром ξ_μ, определенным с точностью преобразований $\xi'_\mu = \xi_\mu + \nabla_\mu\xi$ со скалярным параметром ξ. Это означает что калибровочные генераторы линейно зависимы. Массивный член действия (8) нарушает эту симметрию. Для квантования теории и вычисления эффективного действия необходимо восстановить калибровочную инвариантность массивной теории (8) с помощью процедуры введения полей Штюкельберга. Введем в рассмотрение векторное поле C_μ и рассмотрим следующее действие

$$S[B_2,C_1] = \int d^4x\sqrt{-g(x)}\{-\frac{1}{12}F^{\mu\nu\lambda}(B)F_{\mu\nu\lambda}(B)+\frac{1}{4}m^2(B^{\mu\nu}+\frac{1}{m}F^{\mu\nu}(C))^2\}\,. \quad (9)$$

Это действие инвариантно относительно калибровочных преобразований () поля $B_{\mu\nu}$ и относительно сдвигов поля C_μ $C_\mu \to C^{\xi}_\mu = C_\mu - m\xi_\mu$ а также относительно калибровочных преобразований штюкельбергового векторного поля: $C_\mu \to C_\mu^\Lambda = C_\mu + \nabla_\mu \Lambda, \quad B_{\mu\nu} \to B_{\mu\nu}^\Lambda = B_{\mu\nu}$, с калибровочным скалярным параметром Λ. В 4-мерном пространстве массивное антисимметричное поле второго ранга дуально массивному псевдовекторному полю. При этом физическая компонента $B_{\mu\nu}$ соответствует продольной моде массивного псевдовектора, а две физические компоненты C_μ соответствуют ее поперечным модам. Общая процедура квантования для теорий с зависимыми генераторами в лагранжевом формализме дается BV-методом. Опуская промежуточные построения гостов и гостов для гостов, сформулируем окончательный результат для разности эффективных действий массивного тензора и массивного псевдовектора

$$\Delta\Gamma^{(1)}[g_{\mu\nu}] = \frac{i}{2}\left[\mathrm{Tr}\ln(\Box_2 + m^2) - 2\mathrm{Tr}\ln(\Box_1 + m^2) + 2\mathrm{Tr}\ln(\Box_0 + m^2)\right] , \tag{10}$$

Определим эффективное действие в терминах обобщенной дзета-функции Римана $\zeta_p(s,m)$ ассоциированной с операторами $-\Box_p + m^2$

$$\zeta_p(s,m) = \sum_{\lambda_i \neq 0} \lambda_i^{-s} = \frac{1}{\Gamma(s)} \int_0^\infty dt t^{s-1} e^{-tm^2} \mathrm{Tr}(e^{t\Box_p} - \mathcal{P}_p) , \tag{11}$$

где $\mathcal{P}_p$ есть проектор на пространство нулевых мод оператора $\Box_p$. В этих терминах эффективное действие ассоциированное с оператором $(-\Box_p + m^2)$ определяется через

$$\ln\mathrm{Det}(-\Box_p + m^2) = -(\zeta_p'(0,m) + \ln(\mu^2)\zeta_p(0,m)) . \tag{12}$$

Далее доказываются тождества для масс-зависимых дзета-функций $\sum_{p=0}^4 (-1)^p p\, \zeta_p(s,m) = 0$, с использованием которых, мы получаем

$$\Delta\Gamma^{(1)} = 0 . \tag{13}$$

Это последнее соотношение означает, что теория массивного антисимметричного тензорного поля второго ранга квантово эквивалентна теории массивного вектора.

В **четвертой Главе** рассматривается $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричная теория массивного поля Янга-Миллса, сформулированная в $\mathcal{N} = 2$ гармоническом суперпространстве. Приводятся различные калибровочно инвариантные формы записи массового слагаемого в действии, в частности с использованием штюкельбергова суперполя, ведущие к дуальным формулировкам теории с использованием тензорного мультиплета. Развивается калибровочно инвариантная и явно суперсимметричная схема петлевого разложения суперполевого эффективного действия вне массовой оболочки. В рамках этой схемы вычисляются калибровочно инвариантные и явно $\mathcal{N}=2$ суперсимметричные однопетлевые контрчлены, включая контрчлены, зависящие от штюкельбергова суперполя. Анализируется компонентная структура таких контрчленов. Некоторые аспекты этой задачи уже рассматривались в работе Огиевецкого-Хелашвили, где было сделано наблюдение, что теория конечна во втором порядке по безразмерной константе связи g^2 Янга-Миллса и массовый член неренормируется, но теория неперенормируема в секторе, который содержит размерную константу связи $\frac{m^2}{g^2}$.

В разделе 2 описывается формулировка $\mathcal{N}=2$ суперсимметричной массивной теории поля Янга-Миллса в рамках гармонического суперпространства с калибровочно инвариантным массивным слагаемым в действии

$$S_m = -\frac{m^2}{2g^2}\mathrm{tr}\int d\zeta^{(-4)}du\{\Omega^{-1}(V^{++}-iD^{++})\Omega\}^2, \tag{14}$$

где $\Omega=\Omega(\omega)=e^{-i\omega}$. В такой форме записи массовое слагаемое явно инвариантно относительно одновременных преобразований ${}^gV^{++}=e^{i\lambda}(V^{++}-iD^{++})e^{-i\lambda}$ и преобразований ${}^g\Omega=e^{i\lambda}\Omega$, где ${}^g\Omega=g\Omega$ и g это элемент калибровочной группы.

В разделе 4.3 формулируется калибровочно инвариантная процедура квантования рассматриваемой теории в рамках метода фонового поля. Основным моментом при фоново-квантовом разделении полей, принимающих значения на группе, является нелинейное правило группового сложения элементов группы Ли $\Omega(\omega)$ и $\Omega(\chi)$, определяемое соотношением:

$$\Omega(\omega\oplus\chi)=\Omega(\omega)\Omega(\frac{m}{g}\chi). \tag{15}$$

При таком правиле сложения полей, выражение $\Omega(\omega\oplus\chi)$ будет являться элементом того же пространства, что и $\Omega(\omega)$ и будет иметь тот же закон преобразования под действием группы, что и $\Omega(\omega)$. Далее проводится стандартная процедура квантования в рамках $\mathcal{N}=2$ гармонического суперпространства с той лишь особенностью, что фоновым полем является комбинация $\mathcal{V}^{++}=V^{++}-i(D^{++}\Omega)\Omega^{-1}$

В разделе 4.4 анализируются однопетлевые контрчлены. Вклад в однопетлевое эффективное действие обусловленный духами, зависит только от потенциала V^{++} и точно совпадает с соответствующим вкладом для обычной безмассовой суперсимметричной $\mathcal{N}=2$ теории Янга-Миллса. Новые вклады в расходимости связаны с однопетлевыми поправками в эффективное действие, обязанными v^{++},χ квантовым полям внутри петли и их смешиванию. Во втором порядке разложения по степеням $U^{(+4)}_{ab}=\frac{1}{2}f_{abc}D^{++}\mathcal{V}^{++}_c+\frac{1}{4}f_{ace}f_{bde}\mathcal{V}^{++}_c\mathcal{V}^{++}_d$ эффективное действие имеет вид

$$ {}_2\Gamma^{(1)}_{div}[\mathcal{V}^{++}]=\frac{1}{(8\pi)^2\varepsilon}\mathrm{tr}\int d^{12}zdu_1du_2U^{(+4)}(z,u_1)U^{(+4)}(z,u_2)\frac{(u^-_1u^-_2)^2}{(u^+_1u^+_2)^2}. \tag{16}$$

Следующие члены разложения дают конечные вклады в эффективное действие. Соотношение (16) является основным результатом этой главы. Выражение (16) представляет собой новый суперполевой контрчлен в $\mathcal{N}=2$ суперсимметричной массивной теории поля Янга-Миллса в формализме Штюкельберга, зависящий от фонового суперполя ω. Очевидно, что на массовой оболочке этот функционал не содержит гармонических сингулярностей. Среди многих членов в компонентной форме функционал (16) содержит нестандартные контактные четырехвекторные взаимодействия и члены, необходимые для их суперсимметризации. Например для калибровочной группы $SU(2)$ эти взаимодействия имеют вид $a^i_ma^i_na^j_ma^j_n+(a^i_ma^i_m)^2$, где $a_m=A_m-L_m$ векторная компонента $SU(2)$ суперполя $\mathcal{V}^{++}$. Именно такой контрчлен, как препятствие для ренормируемости, возникает и для обычной несуперсимметричной массивной теории поля Янга-Миллса. Подобные отклонения от Стандартной Модели ведут к интересным феноменологическим следствиям, например для процессов W^+W^-,WZ рождения. Заметим, что в отличие от несуперсимметричного случая массовое слагаемое в $\mathcal{N}=2$ суперсимметричной массивной теории поля Янга-Миллса не ренормируется.

Целью **пятой Главы** является получение разложения по производным однопетлевого эффективного действия $\mathcal{N}=4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса, содержащей как поля $\mathcal{N}=2$ векторного мультиплета, так и гипермультиплетные поля. Рассматривается формулировка $\mathcal{N}=4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса в терминах $\mathcal{N}=1$ суперполей и получено однопетлевое эффективное действие, в приближении постоянных абелевых напряженностей F_{mn} и постоянных полей гипермультиплетов. Полученное действие представляется в виде разложения по суперковариантным производным и переписывается в терминах $\mathcal{N}=2$ суперконформных инвариантов. В частности, таким образом получено полное $\mathcal{N}=4$ суперсимметричное низкоэнергетическое эффективное действие, ранее вычисленное в работе Бухбиндера И.Л., Иванова Е.А. и найдены следующие за ведущими вклады к этому действию.

В разделах 5.1 - 5.4 приводятся сведения о известных суперполевых формулировках $\mathcal{N}=4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса в рамках $\mathcal{N}=1$ суперпространства и $\mathcal{N}=2$ гармонического суперпространства. Обсуждаются скрытые глобальные суперсимметрии и свойства простых вакуумных конфигураций, реализующих представление $\mathcal{N}=2$ и $\mathcal{N}=4$ суперсимметрии.

5.5 раздел развивает метод фонового поля в $\mathcal{N}=1$ суперпространстве применительно к поставленной задаче. Новым изобретением для практики работы в $\mathcal{N}=1$ суперпространстве является выбор суперполевого обобщения калибровок R_ξ-типа

$$\bar{F}^A = \nabla^2 v^A + [\tfrac{1}{\Box_+}\nabla^2\varphi^i, \bar{\Phi}_i]^A, \quad F^A = \bar{\nabla}^2 v^A - [\tfrac{1}{\Box_-}\bar{\nabla}^2\bar{\varphi}_i, \Phi^i]^A, \quad (17)$$

где $\Box_+$, $\Box_-$ стандартные обозначения для даламбертианов в $\mathcal{N}=1$ суперпространстве. Очевидно, что калибровочные условия (17) ковариантны относительно фоновых калибровочных преобразований. При таком выборе параметров удается обойти проблемы вычисления смешанных вкладов с векторными и киральными суперполями в внутри петли. После расщепления полей на квантовые и фоновые, квадратичная по квантовым полям часть действия задает вид матричного 6×6 (вместо 7×7!) оператора, действующего на пространстве квантовых калибровочных и материальных суперполей. Выбранные параметры калибровки ликвидируют вершины взаимодействия между квантовыми полями материи и квантовыми векторными полями, но приводят к появлению вершин взаимодействия между квантовыми киральными полями и духами:

$$S_{\rm FP} = {\rm tr}\int d^8z\, \left((\bar{c}'c - c'\bar{c}) - \left(c'[\Phi^i, \frac{\lambda}{\Box_+}[\bar{c}, \bar{\Phi}_i]] + \bar{c}'[\frac{\bar{\lambda}}{\Box_-}[c, \Phi^i], \bar{\Phi}_i] \right) \right), \quad (18)$$

В разделе 5.6 представлены основные этапы вычисления функциональных следов операторов, которые содержат, зависящий от фоновых суперполей вклад в эффективное действие. Основным результатом этих вычислений является доказательство сокращения вкладов духов и киральных полей в однопетлевом эффективном действии в $\mathcal{N}=4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса. Благодаря этому сокращению полный однопетлевой вклад в эффективное действие определяется только вкладом векторных полей

$$\Gamma = i \sum_{I<J} \operatorname{Tr} \ln (O_V - M)_{IJ}, \tag{19}$$

а вся зависимость от фоновых материальных мультиплетов спрятана в матрице $M = (\bar{\Phi}\Phi + \bar{Q}Q + \bar{\tilde{Q}}\tilde{Q})$, которая инвариантна при преобразованиях группы R-симметрии $\mathcal{N} = 4$ суперсимметрии. Для оператора, в вышеприведенной формуле, разложение функционального следа по степеням напряженности калибровочных полей уже неоднократно вычислялась разными авторами. Функциональный след (19) можно записать как разложение по степеням безразмерных комбинаций Ψ, $\bar{\Psi}$ суперполей гипермультиплета

$$\bar{\Psi}^2 = \frac{1}{M^2}\nabla^2 W^2, \quad \Psi^2 = \frac{1}{M^2}\bar{\nabla}^2 \bar{W}^2. \tag{20}$$

В приближении постоянного фона это выражение суммируется и дает следующую поправку к полному однопетлевому действию:

$$\Gamma = \frac{1}{8\pi^2}\int \mathrm{d}^8 z \int_0^\infty \mathrm{d}t\, t\, \mathrm{e}^{-t}\frac{W^2\bar{W}^2}{M^2}\,\omega(t\Psi, t\bar{\Psi}), \tag{21}$$

$$\omega(t\Psi, t\bar{\Psi}) = \frac{\cosh(t\Psi) - 1}{t^2\Psi^2}\frac{\cosh(t\bar{\Psi}) - 1}{t^2\bar{\Psi}^2}\frac{t^2(\Psi^2 - \bar{\Psi}^2)}{\cosh(t\Psi) - \cosh(t\bar{\Psi})}.$$

В разделе 5.7 рассмотрены эвристические приемы преобразования $\mathcal{N} = 1$ суперсимметричного эффективного действия (21) к явно $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричной форме. В корректности такой процедуры нас убеждает наличие в качестве ведущего члена в разложении по степеням суперконформных инвариантов известного из анализа И.Л. Бухбиндера и Е.А. Иванова $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричного потенциала

$$\Gamma_{(0)} = \frac{1}{(4\pi)^2}\int d^{12}z \left(\ln \mathcal{W} \ln \bar{\mathcal{W}} + \sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k^2(k+1)}\mathcal{X}^k\right), \quad \mathcal{X} = \left(-\frac{q^{ia}q_{ia}}{\mathcal{W}\bar{\mathcal{W}}}\right). \tag{22}$$

Отмечается, что все полученные явно $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричные вклады, кроме ведущего, не должны обладать инвариантностью относительно классических высших $\mathcal{N} = 2$ суперсимметрий, что обусловлено выбором фона и процедурой фиксации калибровки. Достаточно очевидно, что для обеспечения $\mathcal{N} = 4$ суперсимметрии к полученным в предыдущем разделе членам разложения по производным следует добавить некоторые добавочные члены с производными суперполей гипермультиплета. Эти дополнительные члены должны содержать на равных основаниях как, уже представленные в эффективном действии, компонентные поля $\lambda = W|$ из векторного мультиплета, так и отсутствующие в определении фона поля $\psi = Dq|$ из гипермультиплета.

В разделе 5.9 мы отмечаем необходимость деформации скрытой $\mathcal{N} = 2$ суперсимметрии в виде разложения по степеням производных суперполей гипермультиплета и одновременно строить суперсимметрично инвариантные члены с высшими поправками в эффективном действии для следующих за ведущим членами эффективного действия в $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса:

$$(\delta_0 + \sum_n \delta_n)(S_0 + \sum_n S_n) = 0 \, .$$

Здесь δ_0 это классические преобразования суперсимметрии, S_0 — классическое действие а δ_n, S_n — квантовые деформации и высшие поправки в действие. Используя формулировку теории в терминах $\mathcal{N} = 2$ гармонического суперпространства и анализируя возможные деформации скрытых $\mathcal{N} = 2$ суперсимметрий вне массовой поверхности $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории поля Янга-Миллса, построено, зависящее от суперполей гипермультиплетов, дополнение для члена типа F^6, которого нет в однопетлевом приближении в разложении Швингера-Де Витта эффективного действия, но он возникает на двух петлях. Предлагаемая процедура требует определенной деформации преобразований классической скрытой $\mathcal{N} = 2$ суперсимметрии в виде разложения по степеням $D, \bar{D}$ и степеням X, т.е. $\delta = \delta_0 + \sum \delta_{1|k}(D^4)X^k + \ldots$, где в качестве ведущего члена рассматриваются

$$\delta_{(1|0)}\mathcal{W} = \frac{\bar{A}}{2}\bar{\varepsilon}^{\dot{\alpha}a}\bar{D}^-_{\dot{\alpha}}q^+_a \frac{1}{\mathcal{W}^2}\bar{D}^4 \ln \bar{\mathcal{W}}, \quad \delta_{(1|0)}\bar{\mathcal{W}} = \frac{A}{2}\varepsilon^{\alpha a}D^-_{\alpha}q^+_a \frac{1}{\bar{\mathcal{W}}^2}D^4 \ln \mathcal{W} \tag{23}$$

$$\delta_{(1|0)}q^{\pm}_a = \frac{1}{4}\left(B\varepsilon^{\alpha}_a D^{\pm}_{\alpha}\mathcal{W}\frac{1}{\bar{\mathcal{W}}^2}D^4 \ln \mathcal{W} + \bar{B}\bar{\varepsilon}^{\dot{\alpha}}_a\bar{D}^{\pm}_{\dot{\alpha}}\bar{\mathcal{W}}\frac{1}{\mathcal{W}^2}\bar{D}^4 \ln \bar{\mathcal{W}}\right). \tag{24}$$

Такая процедура позволяет самосогласованно получить правильный $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричный функционал, содержащий среди компонентных полей член F^6

$$\Gamma_{(6)} = -\frac{c_2}{6}\int d^{12}z\, \left(\frac{X}{(1-X)^2} + \frac{5X}{1-X} - 6\ln(1-X)\right)\frac{1}{\bar{\mathcal{W}}^2}D^4 \ln \mathcal{W}. \tag{25}$$

Данный результат не является абсолютно полным в том смысле, что он должен быть дополнен вкладами, содержащими производные гипермультиплетных полей. Для того чтобы удостовериться в содержательности преобразований (23-24), рассмотрим вариацию классического действия. Вариация действия гипермультиплетных суперполей пропорциональна уравнениям движения $D^{++}q^{+} = 0$, а вариация напряженности векторных суперполей из (23) следующая

$$\delta_{(1|0)}\Gamma_0 = \frac{1}{8}\int d^{12}z\{\bar{A}\bar{\varepsilon}^{\dot{\alpha}a}\bar{D}^{-}_{\dot{\alpha}}q^{+}_{a}\frac{1}{\mathcal{W}}\ln\bar{\mathcal{W}} + A\varepsilon^{\alpha a}D^{-}_{\alpha}q^{+}_{a}\frac{1}{\bar{\mathcal{W}}}\ln\mathcal{W}\} . \quad (26)$$

Полученное выражение имеет такую же структуру как и $\delta_0\mathcal{L}_{(4|0)}$. Это означает, что для сокращения (26) необходимо учитывать недеформированную вариацию $\mathcal{L}_{(4|0)} \propto c\ln\mathcal{W}\ln\bar{\mathcal{W}}$, что служит дополнительным подтверждением согласованности предлагаемого способа и отождествлением чисел $A, \bar{A}$ с однопетлевыми коэффициентами (22).

В шестой Главе развивается систематический подход для конструкции однопетлевого эффективного действия $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса, зависящего как от полей $\mathcal{N} = 2$ векторного мультиплета, так и фоновых полей гипермультиплета. Начиная с формулировки $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории в терминах $\mathcal{N} = 2$ гармонических суперполей, мы построим однопетлевое эффективное действие, используя технику ковариантных $\mathcal{N} = 2$ гармонических суперграфов, метода символов операторов и вычисляем его в терминах $\mathcal{N} = 2$ гармонических суперполей для постоянной абелевой напряженности F_{mn} и соответствующих постоянных полей гипермультиплета. Гипермультиплетно - зависимое эффективное действие построено и представлено в виде интеграла по аналитическому подпространству гармонического суперпространства

$$\Gamma = \frac{1}{(4\pi)^2}\int d\zeta^{(-4)}du\int_0^\infty \frac{ds}{s^3}e^{-s(2\mathcal{W}\bar{\mathcal{W}}+4q^{-}_{a}q^{+a})}\frac{s^2(N^2-\bar{N}^2)}{\cosh(sN)-\cosh(s\bar{N})}$$

$$\times\frac{1}{16}(D^{+}\mathcal{W})^2(\bar{D}^{+}\bar{\mathcal{W}})^2\frac{\cosh(sN)-1}{N^2}\frac{\cosh(s\bar{N})-1}{\bar{N}^2} \quad (27)$$

Далее показано, что каждый член низкоэнергетического эффективного действия в разложении Швингера-де Витта записывается как интеграл по полному $\mathcal{N} = 2$ суперпространству. Этот результат является также проверкой и обоснованием результатов предыдущей главы, где однопетлевое эффективное действие в секторе гипермультиплета было найдено в терминах $\mathcal{N}=1$ суперполей с использованием специальной фиксации калибровки и некоторых эвристических рецептов относительно реконструкции явной $\mathcal{N}=2$ суперсимметричной формы эффективного действия. В данной главе эта задача решается автоматически.

В **седьмой Главе** изучено однопетлевое низкоэнергетическое эффективное действие в секторе гипермультиплета для $\mathcal{N}=2$ суперконформных моделей. Любая такая модель содержит $\mathcal{N}=2$ векторный мультиплет и некоторое количество безмассовых гипермультиплетов. Предполагается, что калибровочная группа G нарушена до $\tilde{G}\times K$, где K является абелевой подгруппой и фоновый векторный мультиплет принадлежит подалгебре Картана, соответствующей K. Найдено общее выражение для низкоэнергетического эффективного действия в форме интеграла собственного времени. Ведущие пространственно-временные зависимые вклады в эффективное действие построены и их компонентная структура в бозонном секторе анализируется. Компонентное действие содержит члены, с тремя и четырьмя пространственно-временными производными полей и имеет Черн-Саймонс-подобную форму.

После приведения в **разделе 7.2** необходимой информации о суперполевом формализме $\mathcal{N}=2$ гармонического суперпространства, обсуждается структура пространства модулей вакуума рассматриваемых моделей. На древесном уровне и энергиях ниже масштаба нарушения мы имеем в низкоэнергетическом секторе свободную динамику безмассового $\mathcal{N}=2$ векторного мультиплета и безмассовых нейтральных гипермультиплетов. Однако, на квантовом уровне обмен виртуальными заряженными массивными частицами индуцирует новые взаимодействия. Приводится процедура квантовая в методе фонового поля и дано формальное определение эффективного действия $\Gamma[V^{++},q^{+}]$ и ковариантных функций Грина для материальных и калибровочных полей. Эффективное действие в явно суперсимметричной и калибровочно инвариантной форме полностью определяется вакуумными диаграммами с зависимыми от фоновых полей пропагаторами и вершинами. В настоящее время, голоморфная и неголоморфная части низкоэнергетического эффективного действия $\mathcal{N}=2,4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса в кулоновской фазе, в том числе действие Гейзенберга-Эйлера в присутствии ковариантно постоянного векторного мультиплета, полностью известно. Для анализа зависимости эффективного действия от гипермультиплетов, удобно диагонализировать действие квантовых полей $S^{(2)}[v^{++},Q^{+}]$, используя специальный сдвиг переменных гипермультиплета в интеграле по путям $Q^{+a}=\xi^{+a}+i\int d\zeta_2^{(-4)}q^{+b}(2)v^{++}(2)G_b^{a(1.1)}(1|2)$.

Тогда векторно - зависимая часть квадратичного действия получает следующее нелокальное удлинение

$$S_v^{(2)} = -\frac{1}{2}\mathrm{tr}\int d\zeta_1^{(-4)} v_1^{++} \int d\zeta_2^{(-4)} \Big(\widehat{\Box}\delta_A^{(2.2)}(1|2)$$

$$+q^{+a}(1)G_a^{b(1.1)}(1|2)q_b^+(2)v_2^{++}\ . \qquad (28)$$

Выражение (28), записанное как аналитический нелокальный суперфункционал, является отправной точкой для наших вычислений однопетлевого эффективного действия в секторе гипермультиплета.

Далее в **разделах 7.3, 7.4** построены ведущие низкоэнергетические вклады в эффективное действие для медленно меняющихся суперполей гипермультиплета, когда всеми производными фонового гипермультиплета можно пренебречь. Показано, что для такого приближения нелокальные взаимодействия могут быть локализованы в точке: $q^{+a}(1)q_a^-(1)\delta_A^{(2.2)}(1|2)$. В результате, оператор в действии $S_v^{(2)}$, определяющий эффективный фоново ковариантный пропагатор квантового суперполя векторного мультиплета v_I^{++} , принимает вид

$$\Big(\widehat{\Box}_{IJ} + q^{+a}(z_1,u_1)\{T_I,T_J\}q_a^-(z_1,u_1)\Big)\,\delta_A^{(2.2)}(1|2)\ , \qquad (29)$$

где

$$\widehat{\Box}_{IJ} = \mathrm{tr}\Big(T_{(I}\Box T_{J)} + \frac{i}{2}T_{(I}[\mathcal{D}^{+\alpha}\mathcal{W},T_{J)}]\mathcal{D}_\alpha^- + \frac{i}{2}T_{(I}[\bar{\mathcal{D}}_{\dot\alpha}^+\bar{\mathcal{W}},T_{J)}]\bar{\mathcal{D}}^{-\dot\alpha}$$

$$+T_{(I}[\mathcal{W},[\bar{\mathcal{W}},T_{J)}]]\ .$$

Здесь $\Box = \frac{1}{2}\mathcal{D}^{\alpha\dot\alpha}\mathcal{D}_{\alpha\dot\alpha}$ обозначение для ковариантного даламбертиана. Такая конструкция является удобной отправной точкой для вычисления однопетлевого эффективного действия для всех конечных $\mathcal{N}=2$ моделей, поскольку вся зависимость от суперполей гипермультиплетов сосредоточена в виде "массовой" добавки в квадратичном действии квантового векторного мультиплета

$$\Gamma_v^{(1)}[V^{++},q^+] = \frac{i}{2}n(\Upsilon)\mathrm{Tr}\ln\Big(\Box + \frac{i}{2}\alpha(H)(\mathcal{D}^+\mathcal{W}\mathcal{D}^- + \bar{\mathcal{D}}^+\bar{\mathcal{W}}\bar{\mathcal{D}}^-)$$

$$+\alpha^2(H)\mathcal{W}\bar{\mathcal{W}} + r(\Upsilon)q^{+a}q_a^-\ . \qquad (30)$$

Коэффициенты квадратичного оператора определяются выбором калибровочной группы G и ее нарушения до $\tilde{G} \times K$, структурными константами алгебры $[H_i, E_\alpha] = \alpha(H_i)E_\alpha$, собственными значениями и количеством собственных векторов системы уравнений $H\Upsilon = 0$ и $\bar{\Upsilon}\mathbf{T}_I\Upsilon = 0$. Здесь H является фиксированным генератором в подалгебре Картана, а Υ является фиксированным вектором в R-пространстве представления калибровочной группы, где гипермультиплет принимает значения.

Все эти построения позволяют нам непосредственно использовать результаты конструкции эффективного действия предыдущей главы. Как результат, мы заключаем, что гипермультиплетно зависимое низкоэнергетическое эффективное действие имеет универсальную форму для всех $\mathcal{N} = 2$ суперконформных моделей, с той лишь разницей, что одна $\mathcal{N} = 2$ суперконформная модель отличается от других только фактором в величине $X = \frac{-q^{+a}q_a^-}{W\bar{W}}\frac{r(\Upsilon)}{\alpha^2(H)}$ и коэффициентом $n(\Upsilon)$ во фронте интеграла (27). Этот фактор обусловлен вакуумной структурой рассматриваемой модели и зависит от специфических особенностей нарушения симметрии.

Теперь мы можем привести компонентную форму записи некоторых наиболее интересных членов в эффективном действии. Несмотря на то, что гипермультиплет "сидит" на массовой оболочке $\mathcal{D}^{++}q^+ = 0, \quad q^+ = D^{++}q^-$, это не означает, что пространственно-временные производные в компонентной форме эффективного лагранжиана будут отсутствовать. Грассманова мера в интеграле по гармоническому суперпространству порождает четыре пространственно-временные производные в компонентном разложении суперполевого лагранжиана. Непосредственное вычисление в выражении для лидирующего вклада показывает, что между многими членами с четырьмя производными, такими как $\propto F^4/(\phi\bar{\phi} + f^i\bar{f}_i)$, здесь есть интересный член специального типа

$$\Gamma^{(1)}_{\text{lead}} = \frac{-1}{48\pi^2}n(\Upsilon)\left(\frac{r(\Upsilon)}{\alpha(H)}\right)^2 \int d^4x \frac{1}{(\phi\bar{\phi})^2} i\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}(\partial_\mu \bar{f}^i \partial_\nu f_i \partial_\lambda \bar{f}^j \partial_\rho f_j$$
$$-\partial_\mu \bar{f}^i \partial_\nu \bar{f}_i \partial_\lambda f^j \partial_\rho f_j)\,. \qquad (31)$$

Выражение (31) имеет форму подобную действию Черна-Саймонса для многокомпонентного комплексного скалярного поля. Члены такого вида в эффективном действии обсуждались в ряде работ в контексте $\mathcal{N} = 4, 2$ суперсимметричных моделей Янга-Миллса, где такой член воспроизводит потенциал взаимодействия между электрическим зарядом пробной D3-браны и магнитным зарядом D3-браны источника, и для $d = 6, \mathcal{N} =$

(2,0) суперконформных моделей. Здесь выражение (31) получается в результате непосредственного вычисления в суперсимметричной квантовой теории поля.

В заключительном **разделе 7.5** построены ведущие гипермультиплетно зависимые вклады за пределами условий массовой оболочки с минимальным числом пространственно-временных производных в компонентном эффективном действии. Рассматривается простейшая супердиаграмма с двумя внешними концами гипермультиплета и со всеми пропагаторами зависящими от фонового $\mathcal{N}=2$ векторного мультиплета и построено эффективное действие, которое записывается как интеграл по "3/4 - части" полной $\mathcal{N}=2$ меры интегрирования гармонического суперпространства

$$\Gamma_{3/4} = -\frac{i}{32\pi^2}\int d^4x du d^4\theta^+ d^2\theta^- \frac{1}{\bar{\mathcal{W}}}\ln(\mathcal{W})\tilde{q}^+ q^+|_{\bar{\theta}^-=0} + c.c. \qquad (32)$$

В компонентной форме мы получаем Черн-Саймонс подобный вклад в эффективном действии, содержащий три пространственно-временные производные

$$\Gamma_{3/4} = -\frac{1}{2\pi^2}\int d^4x \frac{1}{\phi\bar{\phi}}\varepsilon^{mnab}\partial_m \bar{f}^i \partial_n f_i F_{ab} + \ldots \qquad (33)$$

Это выражение является простейшим вкладом в гипермультиплетно зависимое эффективное действие за пределами условий массовой оболочки для фонового гипермультиплета.

В **восьмой Главе** построено классическое действие Аарони - Бергмана - Жафериса - Малдасены (ABJM) модели в $\mathcal{N}$=3, d=3 гармоническом суперпространстве. Как и в других случаях, такие суперполевые формулировки полезны при изучении геометрических и квантовых свойств теории, которые неявны в компонентной записи. В такой формулировке три из шести суперсимметрий реализуются вне массовой оболочки, в то время как три другие перемешивают различные суперполя и замыкаются на уравнениях движения. Суперполевое действие включает в себя два суперполя гипермультиплетов в бифундаментальном представлении калибровочной группы и два калибровочных суперполя Черна-Саймонса соответствующих левой и правой калибровочных групп. $\mathcal{N}$=3 суперконформная инвариантность позволяет только минимальные калибровочные взаимодействия гипермультиплетов. Удивительно, но после исключения вспомогательных полей возникает правильный скалярный потенциал ABJM модели. Кроме оригинальной $U(N) \times U(N)$ ABJM модели, также построены $\mathcal{N}$=3 суперполевые формулировки некоторых обобщений с другими калибровочными симметриями. Для SU(2) × SU(2) случая дано простое суперполевое доказательство расширения до $\mathcal{N}$=8 суперсимметрии и SO(8) R-симметрии.

После краткого изложения в **разделе 8.2** определений и соглашений $\mathcal{N}$=3, d=3 гармонического суперпространства и суперконформных моделей теории поля на нем, в **разделе 8.3** показано, что единственными допустимыми действиями для них являются действие Черн - Саймонса для правой и левой калибровочных групп и минимальное взаимодействие с калибровочными суперполями двух гипермультиплетов:

$$S = S_{CS}(L) - S_{CS}(R) + \int d\zeta^{(-4)} \bar{q}^+_a (\mathcal{D}^{++} + V_L^{++} - V_R^{++}) q^{+a} \qquad (34)$$

Построена реализация на уравнениях движения дополнительных высших $\mathcal{N}$=3 суперсимметрий для $U(N) \times U(M)$ теории и гипермультиплетами $(q^{+a})^{\bar{B}}_A$ в бифундаментальном представлении $(N, \bar{M})$

$$\begin{aligned}
\delta_\epsilon q^{+a} &= i\epsilon^{\alpha\,(ab)} \hat{\nabla}^0_\alpha q^+_b\,, \quad \delta_\epsilon \bar{q}^+_a = i\epsilon^\alpha_{(ab)} \hat{\nabla}^0_\alpha \bar{q}^{+b}\,, \\
\delta_\epsilon V_L^{++} &= \frac{8\pi}{k} \epsilon^{\alpha\,(ab)} \theta^0_\alpha q^+_a \bar{q}^+_b\,, \quad \delta_\epsilon V_R^{++} = \frac{8\pi}{k} \epsilon^{\alpha\,(ab)} \theta^0_\alpha \bar{q}^+_a q^+_b\,,
\end{aligned} \qquad (35)$$

где

$$\begin{aligned}
\hat{\nabla}^0_\alpha q^+_b &= \nabla^0_\alpha q^+_b + \theta^{--}_\alpha (W_L^{++} q^+_b - q^+_b W_R^{++})\,, \\
\nabla^0_\alpha q^+_a &= D^0_\alpha q^+_a + V^0_{L\,\alpha} q^+_a - q^+_a V^0_{R\,\alpha}\,, \quad V^0_{L,R\,\alpha} = -\frac{1}{2} D^{++}_\alpha V^{--}_{L,R}
\end{aligned} \qquad (36)$$

Эти дополнительные скрытые $\mathcal{N}$=3 суперсимметрии, дополняющие явные $\mathcal{N}$=3, имеют правильное замыкание на d=3 трансляции только по модулю суперполевых уравнений движения и калибровочных преобразований с коэффициентами зависящими от полей. Построены также преобразования гипермультиплетов относительно полной группы $SO(6)$ автоморфизмов $\mathcal{N}$=6 супералгебры

$$\begin{aligned}
\delta_\lambda q^{+a} &= -i[\lambda^{0(ab)} - \lambda^{++(ab)} \hat{\nabla}^{--} - 2\lambda^{--(ab)} \theta^{++\alpha} \hat{\nabla}^0_\alpha + 4\lambda^{0(ab)} \theta^{0\alpha} \hat{\nabla}^0_\alpha] q^+_b\,, \\
\delta_\lambda \bar{q}^+_a &= -i[\lambda^0_{(ab)} - \lambda^{++}_{(ab)} \hat{\nabla}^{--} - 2\lambda^{--}_{(ab)} \theta^{++\alpha} \hat{\nabla}^0_\alpha + 4\lambda^0_{(ab)} \theta^{0\alpha} \hat{\nabla}^0_\alpha] \bar{q}^{+b}\,,
\end{aligned} \qquad (37)$$

и преобразования калибровочных суперполей

$$\delta_\lambda V_L^{++} = \frac{4\pi}{k} \kappa^{ab} q^+_a \bar{q}^+_b\,, \qquad \delta_\lambda V_R^{++} = \frac{4\pi}{k} \kappa^{ab} \bar{q}^+_a q^+_b\,, \qquad (38)$$

где $\kappa_{(ab)} = 4\lambda^{--}_{(ab)}(\theta^0\theta^{++}) - 8\lambda^0_{(ab)}(\theta^0)^2$. Вариации (38), выполненные в действии гипермультиплета, приводят к членам четвертой степени q^+, которые сокращают друг друга в следствии тождества Фирца. Именно возможность сокращения члена четвертой степени в полной вариации действия гипермультиплета является определяющим техническим критерием выбора калибровочной группы и представления для гипермультиплета, которые допускают существование скрытых дополнительных суперсимметрий и высшей R - симметрии. Среди таких вариантов в **разделах 8.5, 8.6** найдены модель $U(N) \times U(M)$ с гипермультиплетами в представлении (N, M), $SU(N) \times SU(N)$, $O(N) \times USp(2M)$ калибровочные модели и $SU(2) \times SU2)$ модель Баггера-Ламберта- Густавссона с $\mathcal{N}$=8 числом суперсимметрий.

Одним из основных свойств моделей Аарони - Бергмана - Жафериса - Малдасены является наличие специфического потенциала скалярных полей шестой степени. В нашей $\mathcal{N}$=3 гармонической суперполевой формулировке таких моделей действие не содержит явного суперпотенциала, оно использует только минимальные калибровочные взаимодействия гипермультиплетов с калибровочными суперполями. Такая единственная форма диктуется $\mathcal{N}$=3 суперконформной инвариантностью. В **разделе 8.4** показано, что правильный скалярный потенциал и связи Юкавы естественным образом возникают в компонентной формулировке после исключения вспомогательных полей $\mathcal{N}$=3 калибровочных и материальных суперполей.

Взаимоотношение между низкоэнергетическими действиями, описывающими M2 и D2 браны было предметом многих работ. Было обнаружено, что этот вопрос тесно связан с новым типом явления Хиггса. В **разделе 8.7** кратко обсуждается как подобный эффект Хиггса возникает в рамках $\mathcal{N}$=3 суперполевого формализма для простейшей U(1)×U(1) модели. В результате исключения вспомогательного поля $A^{++} = V_L^{++} + V_R^{++}$ из действия (34) возникает сумма действия свободного вещественного $\hat{\omega}$ гипермультиплета и $\mathcal{N}=3, d=3$ действия Максвелла, умноженного на "дилатонный" фактор, который обеспечивает (спонтанно нарушенную) суперконформную инвариантность. Оно также должно быть неявно инвариантно относительно нелинейно реализованной SO(6) симметрии и скрытой $\mathcal{N}$=3 суперсимметрии. Ожидается, что это действие содержит d=3 нелинейную $\mathbb{CP}^3$ сигма-модель в своем бозонном секторе и, таким образом, его можно интерпретировать как низкоэнергетический предел действия одной D2 браны на $AdS_4 \times \mathbb{CP}^3$.

В **девятой Главе** развит метод фонового поля для изучения классических и квантовых аспектов $\mathcal{N}$=3, d=3 теорий Черн-Саймонс с материей в $\mathcal{N}$=3 гармоническом суперпространстве. В качестве одного из непосредственных следствий, доказаны теоремы неренормируемости, означающие ультрафиолетовую конечность соответствующей теории возмущений. Построены пропагаторы суперполей гипермультиплета и калибровочных суперполей на фоне суперполей Черна-Саймонса. Ведущие супердиаграммы с двумя и четырьмя внешними линиями вычисляются. В отличие от несуперсимметричной теории, лидирующие квантовые поправки массивного заряженного гипермультиплета оказываются действием $\mathcal{N}$=3, d=3 суперсимметричной теории Янга-Миллса, а не действием Черна-Саймонса. Масса гипермультиплета индуцирована триплетом центральных зарядов $\mathcal{N}$=3, d=3 супералгебры Пуанкаре.

Эта глава организована следующим образом. В **разделе 2** развита формулировка $\mathcal{N}$=3 гипермультиплета и модели Черна-Саймонса в $\mathcal{N}$=3 гармоническом суперпространстве $z = \{x^{\alpha\beta}, \theta^{++}_\alpha, \theta^{--}_\alpha, \theta^0_\alpha, u^\pm_i\}$, где $\theta^{\pm\pm}_\alpha = \theta^{ij}_\alpha u^\pm_i u^\pm_j$, $\theta^0_\alpha = \theta^{ij}_\alpha u^+_i u^-_j$ и $u^\pm_i$ есть SU(2)/U(1) гармонические координаты, подчиняющиеся связям $u^{+i}u^-_i = 1$, $u^{+i}u^+_i = 0$, $u^{-i}u^-_i = 0$. Важной особенностью $\mathcal{N}$=3, d=3 гармонического суперпространства является существование аналитического подпространства в нем. Это подпространство замкнуто относительно $\mathcal{N}$=3 суперсимметрии и параметризуется следующими координатами $\zeta_A = (x^{\alpha\beta}_A, \theta^{++}_\alpha, \theta^0_\alpha, u^\pm_i)$, где $x^{\alpha\beta}_A = x^{\alpha\beta} + i(\theta^{\alpha++}\theta^{\beta--} + \theta^{\beta++}\theta^{\alpha--})$.

Гармонические проекции ковариантных спинорных производных ∇^{ij}_α и суперполей напряженности W^{ij} определены стандартным образом, а их антикоммутационные соотношения имеют вид:

$$\begin{aligned}
\{\nabla^{++}_\alpha, \nabla^{--}_\beta\} &= 2i\nabla_{\alpha\beta} + 2\varepsilon_{\alpha\beta}W^0, \qquad \{\nabla^0_\alpha, \nabla^0_\beta\} = -i\nabla_{\alpha\beta}, \\
\{\nabla^{++}_\alpha, \nabla^0_\beta\} &= \varepsilon_{\alpha\beta}W^{++}, \qquad \{\nabla^{--}_\alpha, \nabla^0_\beta\} = -\varepsilon_{\alpha\beta}W^{--}, \qquad (39)
\end{aligned}$$

Тождества Бианки устанавливают соотношения между суперполями напряженности и ограничения на них, среди которых важным является условие грассмановой аналитичности $\nabla^{++}_\alpha W^{++} = 0$. Существование аналитического подпространства является определяющим фактором для решения этого ограничения в терминах аналитических суперполей , которые не зависят от координаты $\theta^{--\alpha}$, и конструкции суперполевых действий, т.к. в этом базисе грассманова производная D^{++}_α становится короткой: $D^{++}_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^{--\alpha}}$. Далее показано, что любая калибровочная теория описывается суперполями напряженности W^{++}, W^0, W^{--}, которые могут быть выражены через единый аналитический калибровочный препотенциал $V^{++}(\zeta)$ и гипермультиплетами материи $q^+(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$. Любая суперконформная модель, как показано в главе 8, может быть описана действием Черна-Саймонса и набором гипермультиплетов, минимально взаимодействующих с калибровочными суперполями.

В **разделе 3** мы развиваем метод фонового поля для общих $\mathcal{N}$=3 моделей Черна-Саймонса с материей, который, с некоторыми уточнениями, аналогичен с методом для $\mathcal{N}$=2, d=4 суперсимметричной теории Янга-Миллса, поскольку классическое действие в гармоническом суперпространстве в обеих теориях имеет сходство. В результате мы приходим к представлению эффективного действия в виде функционального интеграла, которое полностью определяет структуру теории возмущений в явно $\mathcal{N}$=3 суперсимметричной и калибровочно инвариантной форме, с тем лишь различием с $\mathcal{N}$=2, d=4 теориями, что роль даламбертиана $\widehat{\Box}$ в определении функций Грина играет оператор первого порядка по пространственно-временной координате $\hat{\Delta} = \frac{1}{8}(D^{++})^2(\nabla^{--})^2$, который при действии на аналитических суперполях представлен в виде: $\hat{\Delta} = (\nabla^0)^2 - W^0 - W^{++}\nabla^{--}$.

Хорошо известно, что β-функция для Черн-Саймоновской константы связи в произвольной теории Черна-Саймонса с материей тривиальна, расходимости могут возникнуть только в секторе полей материи. Для суперсимметричной теории Черна-Саймонса с материей можно надеяться, что требования расширенного числа суперсимметрий могут уменьшить степень таких расходимостей или даже обеспечить их полное сокращение. Мы доказываем теоремы неренормируемости в общей $\mathcal{N}$=3 теории Черна-Саймонса с материей. Общее утверждение выглядит следующим образом: эффективное действие в $\mathcal{N}$=3 модели Черна-Саймонса с произвольным числом q^+ и ω гипермультиплетов в произвольном представлении калибровочной группы полностью конечно, в том смысле, что в суперполевых диаграммах Фейнмана, дающих вклад в эффективное действие, не появляется никаких ультрафиолетовых расходимостей. Только инфракрасные расходимости могут возникать если мы работаем с безмассовыми пропагаторами. Однако, такие расходимости автоматически исчезают, если изучать вклады в эффективное действие в рамках метода фонового поля, когда все пропагаторы эффективно массивны.

В **разделе 4** приведены квантовые однопетлевые вычисления 2 - точечных функций $\Gamma_2[V^{++}]$ гипермультиплетов, калибровочных полей и гостов в случае нулевого фонового поля. В результате, лидирующий вклад в эффективное действие гипермультиплета в некотором представлении R неабелевой калибровочной группы G, заданный двухточечной функцией воспроизводит нелокальное $\mathcal{N}$=3 действие Янга-Миллса

$$\Gamma_{hyp,2} = -T(R)\frac{i}{16}\int d\zeta^{(-4)} W^{++a}\frac{1}{\sqrt{\Box}}W^{++a}\,, \tag{40}$$

а вклады калибровочных полей и гостов отличаются от (40) только знаком и оператором Казимира T_{adj}. Поэтому, эти два вклада сокращают друг друга, если взять n гипермультиплетов q_i^+ в представлении R_i, обеспечивающих $\sum_{i=1}^n T(R_i) = 1$. Например, один q^+-гипермультиплет в присоединенном представлении является достаточным для компенсации этих двух вкладов. Эффективность суперполевого вычисления квантовых эффектов ярко демонстрирует анализ диаграмм типа головастика и собственной энергии гипермультиплета. Их вклады исчезают как следствие свойства грассмановых и гармонических распределений.

В **разделе 5** изучается реализации $\mathcal{N}$=3 суперсимметрии с центральным зарядом. Это приводит нас к описанию модели массивного гипермультиплета, чьи квантовые аспекты рассмотрены на примере вычисления двухточечной функции и диаграммы с четырьмя внешними линиями гипермультиплета. В первом случае в качестве ведущего вклада мы получаем локальное действие $\mathcal{N}$=3 Янга-Миллса, где роль размерной константы связи выполняет масса $m^2 = \frac{1}{2}Z^{ij}Z_{ij}$ гипермультиплета.. Факт отсутствия члена Черна-Саймонса в низкоэнергетическом эффективном действии гипермультиплета можно также понять из простых соображений четности. Действительно, классическое действие гипермультиплета четно по отношению к P-отражениям, в то время как Черна-Саймонса нечетно. Поскольку здесь нет расходимостей в однопетлевых вычислениях (которые, если они существуют, могут привести к аномалии), результирующее эффективное действие гипермультиплета должно быть также P-четным. Вычисление ведущего вклада 4-точечной функции самодействия гипермультиплетов приводит к

$$\Gamma_4 = -\frac{4\pi}{mk^2}\int d\zeta^{(-4)} q^+ q^+ \bar{q}^+ \bar{q}^+\,. \tag{41}$$

Как в $\mathcal{N}$=2, d=4 модели гипермультиплета, такое самодействие четвертой степени является действием сигма-модели для физических скалярных полей с гиперкэлеровой метрикой Тауба-НУТ.

В заключительном **разделе 6** содержится обсуждение наших результатов, а также перспективы их дальнейшего применения к трехмерным моделям с расширенным числом суперсимметрий.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

1. Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. One-loop effective action for $\mathcal{N} = 4$ SYM theory in the hypermultiplet sector - leading low-energy approximation and beyond // Physical Review D.- 2003.- V.68. - P.065024-065050.

2. Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. Chiral effective potential in $\mathcal{N} = 1/2$ non-commutative Wess-Zumino model // Journal of High Energy Physics.- 2004.- V.07. - P.011-1 – 011-32.

3. 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. - V.20. -P.1423-1436.

4. Buchbinder I.L., Pletnev N.G. Construction of one-loop N=4 SYM effective action on the mixed branch in the harmonic superspace approach // Journal of High Energy Physics.- 2005. - V.0509. -P.073-1 – 073-36

5. 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.- V. 633.- P. 389-396.

6. 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. - V.635.- P. 50-55.

7. Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. On quantum properties of the four-dimensional generic chiral superfield model // Physical Review D.- 2006.- V. 74.- P.045010-1 – 045010-10.

8. Buchbinder I.L., Pletnev N.G. Hypermultiplet dependence of one-loop effective action in the N =2 superconformal theories // Journal of High Energy Physics.- 2007.- V. 0704. -P.096-1 – 096-31.

9. Buchbinder I.L., Kirillova E.N. , Pletnev N.G. Quantum Equivalence of Massive Antisymmetric Tensor Field Models in Curved Space // Physical Review D.- 2008. - V. 78. -P. 084024-1 – 084024-6.

10. Бухбиндер И. Л., Плетнев Н. Г. Однопетлевое эффективное действие в N=2 суперсимметричной теории массивного поля Янга–Миллса // Теоретическая и математическая физика. - 2008.- Т. 157.- С. 22-40.

11. Buchbinder I.L., Ivanov E.A., Lechtenfeld O., Pletnev N.G. , Samsonov I.B., Zupnik B.M. ABJM models in N=3 harmonic superspace // Journal of High Energy Physics.- 2009. - V. 0903. -P. 096-1 – 096-36.

12. Buchbinder I.L., Ivanov E.A., Lechtenfeld O., Pletnev N.G. , Samsonov I.B., Zupnik B.M. Quantum N=3, d=3 Chern-Simons Matter Theories in

Harmonic Superspace // Journal of High Energy Physics.- 2009. - V.0910. - P. 075-1 – 075-38.
13. Pletnev N.G. Filippov-Nambu n-algebras relevant to physics // Siberian Electronic Mathematical Reports. - 2009. - V. 6 - P. 272-311.
14. Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. Effective action in N = 2, 4 supersymmetric Yang-Mills theories // Gravitation and Cosmology. - 2003.-V.9.- P. 2-10.
15. Banin A.T., Pletnev N.G. Low-energy next-to-leading contributions to the effective action in $\mathcal{N} = 4$ SYM theory // Proceedings of International Workshop Supersymmetries and Quantum symmetries SQS'03(Dubna, Russia, July 24-29, 2003)/ Edited by E. Ivanov, A. Pashnev. - Dubna, 2004. - P.271-276.
16. Banin A.T., Pletnev N.G. On the construction of $\mathcal{N} = 4$ SYM effective action beyond leading low-energy approximation //Proceedings of International Workshop Supersymmetries and Quantum symmetries SQS'03 (Dubna, Russia, July 24-29, 2003)/ Edited by E. Ivanov, A. Pashnev. - Dubna, 2004. - p.277-282.
17. Banin A.T., Buchbinder I.L., Pletnev N.G. Low-energy effective action in extended supersymmetric gauge theories // Proceedings of the 6th Workshop on Quantum Field Theory Under the Influence of External Conditions / ed. K. A. Milton - Rinton Press.: Princeton, NJ, 2004. - p.265-270.
18. Banin A. T., Pletnev N. G. Chiral Effective Potential in Non - anticommutative Wess-Zumino Model //Proceedings of International Workshop Supersymmetries and Quantum symmetries SQS'05(Dubna, Russia, July 27 - 31, 2005)/ Edited by E. Ivanov, B. Zupnik. - Dubna, 2006. - p. 94-100.
19. Banin A. T., Pletnev N. G. Generic Chiral Superfield Model on Non-anticommutative N = 1/2 Superspace // Proceedings of International Workshop Supersymmetries and Quantum symmetries SQS'05(Dubna, Russia, July 27 - 31, 2005)/ Edited by E. Ivanov, B. Zupnik. - Dubna, 2006. - p.101-107.
20. Pletnev N.G. Hypermultiplet dependence of the effective action in N = 2 superconformal theories // Проблемы Современной Теоретической Физики.- 2008. - Томск.- Изд. ТГПУ. - с.296- 308.

Плетнев Николай Гаврилович

КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА
В СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ МОДЕЛЯХ
ТЕОРИИ ПОЛЯ

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Подписано в печать 25.05.2011. Формат 60x84 1/16.
Усл. печ. л. 2,5. Уч.-изд. л. 2,5. Тираж 100 экз. Заказ №74

Отпечатано в ООО «Омега Принт»
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

102