На правах рукописи



Заиграев Никита Михайлович

$\mathcal{N} = 2$ суперсимметричная теория высших спинов в гармоническом суперпространстве

Специальность 1.3.3. Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Дубна — 2024

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

Иванов Евгений Алексеевич – доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Международной межправительственной организации Объединенный институт ядерных исследований (специальность – 01.04.02)

Официальные оппоненты:

Диденко Вячеслав Евгеньевич – кандидат физико-математических наук, высококвалифицированный старший научный сотрудник Лаборатории квантовой теории поля Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (специальность – 01.04.02)

Зиновьев Юрий Михайлович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения института физики высоких энергий имени А.А. Логунова НИЦ «Курчатовский институт» (специальность – 01.04.02)

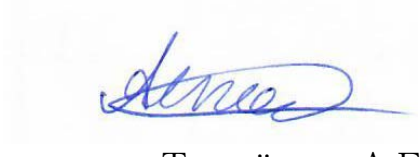
Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Защита состоится 17 октября 2024г. в 14 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета **24.1.167.02**, при Математическом институте им. В. А. Стеклова Российской академии наук по адресу: г. Москва, ул. Губкина, д. 8.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИАН и на сайте https://mi-ras.ru/dis/ref24/zaigraev/dis.pdf.

Автореферат разослан «__» июня 2024 года.



Ученый секретарь диссертационного совета
24.1.167.02 кандидат физико-математических наук Теретёнков А.Е.

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Важной проблемой современной теоретической физики является построение *квантовой теории гравитации*. На наблюдаемых масштабах квантовые эффекты гравитации крайне малы и все наблюдаемые гравитационные явления описываются в рамках общей теории относительности Эйнштейна. Тем не менее, такие эффекты играют определяющую роль на ранних этапах эволюции Вселенной и в сильных гравитационных полях, например в окрестностях черных дыр. Теория гравитации является неперенормируемой. Это означает, что теория гравитации не может работать при сколь угодно больших энергиях, а следовательно требует ультрафиолетового дополнения, т.е. включения дополнительных степеней свободы, которые обеспечивают предсказательную силу при любых энергиях.

Ряд теоретических исследований указывает на то, что такое ультрафиолетовое дополнение должно включать бесконечное количество степеней свободы, и наиболее вероятным кандидатом на роль такой теории является *теория струн* [1,2], спектр которой содержит все возможные спины. Состояния со спином выше 2 в спектре струны являются массивными и тем самым отсутствуют в низкоэнергетическом спектре. Такие степени свободы на языке теории поля должны соответствовать полям высших спинов. Таким образом, на квантово-полевом уровне теория струн сводится к теории высших спинов, и естественно возникает гипотеза о том, что теория струн является одной из фаз *теории высших спинов* [3,4] и тем самым приводит к концептуальной и значимой задаче изучения теорий высших спинов.

В результате можно задаться естественными вопросами. Какими бывают

теории высших спинов? Как они описываются на полевом языке? Какие возможны взаимодействия в таких теориях? Какие из моделей высших спинов приводят к перенормируемой теории гравитации? Какие есть фазы в таких теориях? Возможны ли аналоги механизма Хиггса? Какова природа массы полей высших спинов?

В спектре теории струн поля высших спинов являются массивными, а значит не определяют низкоэнергетическую физику. Однако в пределе нулевого натяжения струны или в пределе высоких энергий такие степени свободы играют существенную роль [5, 6]. В этом пределе все поля высших спинов становятся безмассовыми и появляется богатая калибровочная группа, что и мотивирует рассматривать безмассовую теорию высших спинов как фундаментальную. Поскольку все безмассовые поля со спином выше чем 1 имеют Лоренц-ковариантное описание только благодоря наличию калибровочной свободы, возникает вопрос о структуре алгебры высших спинов и её реализации во взаимодействующих теориях [7].

Другое важное направление исследований в современной теоретической физике связано с *суперсимметрией*. Суперсимметрия это группа глобальной симметрии, которая является максимально возможным расширением группы Пуанкаре [8, 9] (при ряде предположений, в частности при наличии массивных частиц) и дает симметрийный принцип для объединения частиц различного спина в единую теорию, включающую поля материи и калибровочные поля. Важным аргументом в пользу наличия суперсимметрии является отсутствие тахиона в спектре суперструны (в отличие от бозонной струны). Таким образом приходим к актуальному вопросу описания *суперсимметричных теорий высших спинов*.

В суперсимметричных теориях наблюдается ряд удивительных свойств, среди которых выделяются улучшенное ультрафиолетовое поведение [10–12], появление дополнительных скрытых симметрий [13], а также связи с комплексной геометрией [14, 15]. Для анализа этих свойств, построения и исследования суперсимметричных моделей требуется введение нового формализма. Есть две

формулировки суперсимметрии: "on-shell" и "off-shell"(на массовой оболочке и вне массовой оболочки, в дальнейшем используются краткие обозначения НМО и ВМО) [16, 17]. Вторая является более предпочтительной, поскольку в ней преобразования суперсимметрии не зависят от выбора модели, замыкаются без использования уравнений движения, и различные вычисления можно производить явно суперсимметричным образом. В ВМО-формулировке, помимо физических полей присутствуют и вспомогательные поля, поиск которых в случае расширенной суперсимметрии ($\mathcal{N} \geq 2$) представляет трудности. Удобнее всего работать с мультиплетами вне массовой оболочки на языке *суперпространства*. Суперпространство – это расширение пространства Минковского дополнительными грассмановыми координатами. Таким образом возникает актуальная задача суперполевой формулировки теорий высших спинов.

Большой интерес также вызывает и активно развивающаяся гипотеза *голографического AdS/CFT соответствия*, выдвинутая Малдасеной [18]. Она предполагает соответствие между квантовой гравитацией (теории струн) на фоне AdS и конформными теориями поля, не содержащими гравитации в размерности, на одну меньше. Согласно гипотезе Клебанова и Полякова [19], подобная дуальность присуща и высшим спинам на фоне пространства AdS, которые соответствуют $O(N)$ моделям, описывающим ряд фазовых переходов второго рода.

Итог этого обсуждения состоит в том, что суперсимметричная теория высших спинов является естественным развитием квантовой теории поля одновременно в двух актуальных направлениях: в объединении различных взаимодействий и построении квантовой теории гравитации.

Современное состояние исследований

В теории высших спинов ставится множество концептуальных и фундаментальных вопросов, затрагивающих общую структуру классической и квантовой

теории поля. Они активно разрабатываются разными научными группами по всему миру (см. недавний обзор [20], педагогическое изложение можно найти в лекциях [21–26]). Первые работы появились еще в 1930-е годы, и с тех пор было получено много ярких результатов. При изложении результатов, если не оговорено иное, мы рассматриваем теории в плоском $4D$ пространстве.

Свободные теории высших спинов

Свободные теории высших спинов хорошо известны. Массивные теории были впервые построены в работах Сингха и Хагена [27, 28] в 1974 году, а безмассовые были впервые построены на основе этих результатов в фундаментальных работах Фронсдала [29] (целые спины) и Фанга-Фронсдала [30] (полуцелые спины) в 1978 году. Также известна калибровочная формулировка массивных теорий высших спинов, обобщающая формулировку Штюкельберга для теорий спина 1. Такие формулировки для целых спинов были построены Клишевичем и Зиновьевым в 1997 году [31], а для полуцелых спинов – Мецаевым в 2006 году [32] (см. также работу [33]). Свободная конформная теория высших спинов была построена в работе Фрадкина и Цейтлина по конформной супергравитации [34] в 1985 году. В 2017 году, в работе по $\mathcal{N} = 1$ суперконформным мультиплетам [35] был введен класс конформных полей, обобщающий поля Фрадкина-Цейтлина. Также известны формулировки свободных безмассовых и массивных теорий высших спинов на фоне пространств AdS и dS.

Взаимодействующие теории высших спинов

Наиболее важной задачей является построение самосогласованной взаимодействующей теории поля, включающую высшие спины $s > 2$. Взаимодействующие теории для безмассовых теорий спина 1 и спина 2 хорошо известны – это теория Янга-Миллса и теория гравитации Эйнштейна. Попытки обобщить эти теории на *неконформные высшие спины* сталкиваются с рядом проблем,

обнаруженных и сформулированных в 1984 году Берендсом, Бюргерсом и ван Дамом [36]. Выявленные сложности указывают на то, что в теории высших спинов согласованное неабелево взаимодействие можно построить, только если рассматривать бесконечномерное расширение калибровочной группы и ввести *поля всех спинов* [36]. Однако, более полный анализ, проведенный в работе Бекаерта, Буланже и Леклерка в 2010 году [37] для случая спина 3, приводит к заключению, что даже добавление всех высших спинов не позволяет разрешить эту проблему. Более того, попытки такого построения сталкиваются с общими "no-go теоремами" [38], которые при ряде предположений запрещают построение взаимодействующей теории безмассовых неконформных высших спинов в плоском пространстве.

Таким образом, для формулировки согласованной взаимодействующей теории высших спинов необходимы новые подходы. Значительный прогресс в этом направлении был достигнут в *теории Васильева*, в которой построена нелинейная система уравнений для высших спинов [39–42]. Уравнения Васильева являются сложными уравнениями, оперирующими с бесконечным числом полей. Линеаризация этих уравнений на вакууме, который соответствует пространству (A)dS, воспроизводит теорию Фронсдала на фоне (A)dS. Уравнения Васильева допускают суперсимметричное расширение с произвольным числом суперсимметрий. Различные аспекты этих уравнений, такие как спин-локальность, нарушение симметрии и др., активно исследуются [43, 44]. Однако, в настоящее время для уравнений Васильева не известно лагранжево описание и их следствия крайне сложно изучать и связывать с результатами, полученными в лагражевом подходе. Таким образом, остается важная проблема лагранжева описания теорий высших спинов.

В случае *конформных высших спинов* ситуация отличается, согласованные взаимодействующие конформные теории высших спинов можно построить как эффективные действия для полей/частицы на фоне конформных высших спинов [45, 46]. Вариант ковариантного, независимого от фона действия для кон-

формных высших спинов был предложен в недавней работе [47].

Кубические вершины

Несмотря на описанные выше сложности в построении полной лагранжевой теории, на первом шаге можно ограничиться изучением кубических вершин, которые будут с необходимостью присутствовать во взаимодействующих теориях высших спинов. Структуру и особенности таких вершин важно понимать при последовательном подходе к теориям высших спинов. Знание таких вершин в лагранжевой формулировке необходимо и для трактовки теории Васильева.

Все кубические вершины общего вида (s_1, s_2, s_3) (для безмассовых полей) проклассифицированы в работах [36, 48–51]. Интересно, что есть ограничения на количество производных в кубических вершинах:

$$s_1 + s_2 + s_3 - 2\min\{s_1, s_2, s_3\} \leq N(\partial_x) \leq s_1 + s_2 + s_3.$$

Среди этих вершин выделяются вершины вида (s_1, s_2, s_2) с $2s_2 \leq s_1$. Построение таких вершин основывается на использовании сохраняющихся токов, отвечающих глобальным симметриям свободных действий [52, 53]. Такие вершины имеют структуру $\mathcal{L}_{int} \sim \varphi \times j$, где j – сохраняющийся ток, билинейный по полям спина s_2. Такие вершины в лидирующем порядке не приводят к неабелевой деформации калибровочных преобразований и содержат число производных, равное s_1. В простейшем случае взаимодействия спина $s_1 = s$ со скалярным полем ($s_2 = s_3 = 0$) число производных равно s. Такие вершины рассматриваются как простейшие модели взаимодействий высших спинов [54, 55].

Для конформных высших спинов кубические вершины впервые рассматривались в работе Фрадкина и Линецкого [56]. Простейшие примеры таких вершин со скалярным полем в дальнейшем изучались в работах [57, 58]. Их наиболее интересной особенностью является то, что бесконечный набор высших спинов, взаимодействующих с комплексным скаляром, является согласованным во всех порядках и обладает неабелевой калибровочной симметрией. Это свойство лежит в основе определения взаимодействующей конформной теории высших

спинов, см., например [57]. Интересен вопрос о возможности построения таких теорий на произвольном гравитационном фоне. Результаты работ [59, 60] показывают, что для построения кубических вершин на гравитационном фоне необходимо одновременно рассматривать несколько спинов, например для спина 3 надо добавлять вершину спина 1.

Вершины за рамками кубического приближения

При попытке выйти за рамки кубического взаимодействия возникает ряд сложностей, связанных с большим количеством возможных взаимодействующих слагаемых и свободой их переопределения. Более того, для таких вершин возникают проблемы, связанные с нелокальностью [61]. Тем не менее, работа по изучению таких вершин активно ведется, и существует ряд актуальных интересных результатов по построению согласованных вершин четвертого порядка, например, полученных в [62].

Суперсимметрия

В 1970-е годы были построены первые суперсимметричные теории, и в 1974 году в работе [9] при некоторых естественных предположениях было показано, что максимально возможным нетривиальным расширением алгебры Пуанкаре является суперсимметрия. $4D$, $\mathcal{N}$-расширенная алгебра генераторов суперсимметрии определяется алгебраическим соотношениям:

$$\{Q^i_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}j}\} = 4\delta^i_j P_{\alpha\dot{\alpha}}, \quad \{Q^i_\alpha, Q^j_\beta\} = \epsilon_{\alpha\beta} Z^{[ij]}, \quad \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}i}, \bar{Q}_{\dot{\beta}j}\} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{Z}_{[ij]}, \quad i = 1, 2 \ldots \mathcal{N}. \tag{1}$$

Здесь Q – это суперзаряды, P_m – генераторы трансляций а $Z^{[ij]}$ – центральные заряды.

Суперсимметрия: мультиплеты на массовой оболочке и вне массовой оболочки

Основным свойством любой суперсимметричной теории поля является инвариантность относительно преобразований, удовлетворяющих алгебре суперсимметрии (1). Существует стандартная процедура построения представлений алгебры суперсимметрии на массовой оболочке [16, 17]. Построенные таким образом представления реализуются на физических степенях свободы и поэтому называются НМО-представлениями. Представления суперсимметрии на массовой оболочке дают понимание того, каким образом должны быть устроены физические степени свободы и как они связаны преобразованиями суперсимметрии в свободных теориях. Такие представления показывают, что бозонные и фермионные степени свободы объединяются в мультиплеты, а преобразования суперсимметрии переводят их друг в друга.

Однако при построении взаимодействующих теорий и их квантовании возникает ряд важных проблем. Прежде всего, преобразования суперсимметрии явно зависят от конкретной модели (для одного и того же НМО-мультиплета) и в общем случае нелинейны по полям. Это значительно усложняет задачу построения суперсимметричных теорий. Во-вторых, алгебра суперсимметрии замыкается только на уравнениях движения. Это не позволяет квантовать теории явно суперсимметричным образом. Для того, чтобы преодолеть эти сложности, в суперсимметричные теории вводят *вспомогательные поля*. Для простейших теорий они являются нединамическими и имеют алгебраические уравнения движения (нет кинетического слагаемого в лагранжиане), однако в более сложных теориях они становятся динамическими и не могут быть исключены. Мультиплеты, включающие вспомогательные поля, называются мультиплетами вне массовой оболочки (ВМО), а введение вспомогательных полей решает сразу 3 проблемы:

1. Преобразования суперсимметрии не зависят от конкретной модели и реа-

лизованы линейно.

2. Алгебра суперсимметрии замыкается без использования уравнений движений на всех полях мультиплета.

3. Количество бозонных и фермионных степеней свободы совпадает вне массовой оболочки.

Формулировки суперсимметричных теорий вне массовой оболочки являются наиболее удобными в свете причин, изложенных выше. Задача поиска вспомогательных полей является довольно сложной и, возможно, в некоторых случаях даже не имеет решения. Для теорий с минимальной $\mathcal{N} = 1$ суперсимметрией вспомогательные поля известны для практически всех мультиплетов. Однако поиск вспомогательных полей в теориях с расширенной $\mathcal{N} \geq 2$ суперсимметрией уже является нетривиальной задачей и, в ряде случаев, требует введения бесконечного числа вспомогательных полей [63, 64].

В случае $\mathcal{N} = 2$ теорий вспомогательные поля известны для гипермультиплета, векторного мультиплета, конформной и эйнштейновской супергравитаций. В случае высших спинов, набор вспомогательных полей найден в случае безмассовых и конформных $\mathcal{N} = 2$ высших спинов (с целочисленным высшим спином), что является одним из результатов диссертации. Набор вспомогательных полей остается пока неизвестным для безмассовых теорий высших спинов с полуцелым старшим спином и для $\mathcal{N} = 2$ массивных высших спинов. В случаях $\mathcal{N} = 3$ теорий формулировки вне массовой оболочки известены для векторного мультиплета [65] и мультиплета конформной супергравитации [66]. В $\mathcal{N} = 4$ суперсимметрии вне массовой оболочки известен только мультиплет конформной супергравитации [67]. Важной открытой проблемой является поиск вспомогательных полей для $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса и $\mathcal{N} = 8$ супергравитации.

Гармоническое суперпространство

Наиболее удобным способом описания суперсимметричных мультиплетов ВМО является *суперпространство*, которое является естественным расширением пространства Минковского путем включения грассмановых координат. В случае минимальной $\mathcal{N} = 1$ суперсимметрии суперполевые методы хорошо известны [16, 17, 68]. В теориях с расширенной суперсимметрией обычного суперпространства не достаточно и требуется рассматривать его расширения.

Наиболее естественный суперполевой подход к теориям с $\mathcal{N} = 2$ суперсимметрией основан на $\mathcal{N} = 2$ гармоническом суперпространстве [69–71]. Гармоническое $\mathcal{N} = 2$ суперпространство было введено Гальпериным, Ивановым, Огиеветским, Калициным и Сокатчевым в 1984 году. В отличие от обычного суперпространства, которое оказывается недостаточным для формулировки $\mathcal{N} = 2$ теорий вне массовой оболочки, гармоническое суперпространство содержит дополнительную сферу $S^2 \sim SU(2)/U(1)$, которая параметризуется гармониками. Как следствие этого, все гармонические суперполя содержат бесконечное количество компонентных полей. Основным преимуществом этого суперпространства является возможность формулировки теории гипермультиплета в терминах суперполя, на которое не наложены связи, а также геометрической формулировки $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричных теорий Янга-Миллса и супергравитации (эйнштейнвской и вейлевской) в терминах суперполей, на которые не наложены связи. Такие построения базируются на наличии $\mathcal{N} = 2$ *аналитического суперпространства*, подпространства, которое содержит только половину грассмановых координат. Оно играет фундаментальную роль: суперполя, описывающие все $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричные теории, являются аналитическими суперполями, на которые не наложены связи.

Различные версии $\mathcal{N} = 2$ эйнштейновской супергравитации вне массовой оболочки были построена в гармоническом суперпространстве в работах [72, 73]. В работе Зупника 1998 года [74] рассматривалась линеаризованная версия $\mathcal{N} =$

2 супергравитации в гармоническом суперпространстве.

Суперсимметричные теории высших спинов

Первые компонентные работы по суперсимметризации высших спинов [75, 76] появились через год после работ Фронсдала. Затем суперполевой формализм был применен для построения свободных безмассовых $\mathcal{N} = 1$ суперполевых теорий высших спинов [77, 78] на плоском и AdS [79] фонах. $\mathcal{N} = 1$ свободные массивные теории высших спинов в компонентном подходе были построены в работе [33] в 2007 году, а в суперполях только в 2020 году [80] (с целым старшим спином). Также $\mathcal{N} = 1$ суперполевой подход использовался для построения лагранжева описания свободных безмассовых $\mathcal{N} = 2$ мультиплетов высших спинов [81, 82]. Различные $\mathcal{N} = 1$ суперсимметричные кубические вершины в терминах $\mathcal{N} = 1$ суперполей были построены в работах [83–91]. Также кубические вершины с $\mathcal{N}$-расширенной суперсимметрией были построены с использованием суперпространства в калибровке светового конуса [92]. Кубические $\mathcal{N} = 1$ суперсимметричные вершины рассматривались и в рамках компонентного подхода [93].

Суперконформные $\mathcal{N} = 1$ теории высших спинов на компонентном уровне рассматривались в работе [94], а на суперполевом – в работе [35]. В работе [95] были предложены действия для $\mathcal{N}$-расширенной теории конформных высших спинов. Кубические $\mathcal{N} = 1$ суперконформные вершины впервые рассматривались на компонентном уровне в работе [94]. На уровне суперполей $\mathcal{N} = 1$ суперконформные взаимодействующие вершины высших спинов с киральным мультиплетом были построены в работе [58].

Для теорий с расширенной $\mathcal{N} = 2$ симметрией явно суперсимметричная формулировка свободных действий (за исключением суперконформного [95] в конформном суперпространстве) и кубические вершины вне массовой оболочки никогда не были построены. Основываясь на примерах $\mathcal{N} = 2$ теории Янга-

Милла и $\mathcal{N} = 2$ супергравитации, можно было ожидать, что для $\mathcal{N} = 2$ теорий высших спинов наиболее удобная суперполевая формулировка должна достигаться на языке гармонических суперполей.

Цели и задачи диссертационного исследования

Настоящая диссертация посвящена исследованию $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричной теории высших спинов. При этом ставится несколько целей:

1. Построение $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричных теорий свободных высших спинов вне массовой оболочки с помощью суперполей, на которые не наложены связи;

2. Построение $\mathcal{N} = 2$ кубических вершин взаимодействия высших спинов с гипермультиплетом материи;

3. Вывод $\mathcal{N} = 2$ суперполевых уравнений движения для свободных высших спинов;

4. Получение $\mathcal{N} = 2$ суперполевых токов гипермультиплета, отвечающих симметриям высших спинов;

5. Компонентная редукция полученных суперполевых кубических вершин и калибровочных действий;

6. Описание $\mathcal{N} = 2$ суперконформных мультиплетов высших спинов в терминах аналитических суперполей без связей.

Научная новизна

Все основные результаты диссертации являются оригинальными и впервые получены в ходе научной работы автора диссертации. В частности, впервые построена суперполевая $\mathcal{N} = 2$ теория высших спинов с целочисленным старшим

спином в терминах аналитических суперполей без связей [I]. Нётеровские кубические взаимодействия суперполя гипермультиплета с аналитическими препотенциалами $\mathcal{N} = 2$ высших спинов впервые представлены в работах [II, III, V]. В работе [IV] были получены суперполевые уравнения движения и проанализирован компонентный состав кубических вершин. $\mathcal{N} = 2$ супертоки высших спинов впервые были рассмотрены в публикации [IV]. Гармонические суперполя, описывающие $\mathcal{N} = 2$ суперконформные мультиплеты высших спинов, впервые были представлены в работе [VI].

Практическая и научная ценность

Исследования, представленные в диссертационной работе, носят теоретический характер. Полученные результаты могут иметь применение в построении различных теорий высших спинов, как класса теорий, которые позволили бы описать квантовую гравитацию, а также объединить все наблюдаемые фундаментальные взаимодействия. Такие теории являются обобщениями теории струн и вызывают большой интерес научного сообщества в области теории фундаментальных взаимодействий. Полученные результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами в этой области, и могут быть применены для дальнейших теоретических исследований в указанных направлениях.

Результаты, выносимые на защиту диссертации

1. Построена $\mathcal{N} = 2$ суперсимметричная теория высших спинов с помощью аналитических суперполей, на которые не наложены связи;

2. Получены суперполевые уравнения движения для $\mathcal{N} = 2$ теории высших спинов;

3. Построены $\mathcal{N} = 2$ кубические вершины взаимодействия высших спинов с

гипермультиплетом;

4. Построены $\mathcal{N} = 2$ суперполевые токи высших спинов для гипермультиплета;

5. Выполнена и изучена компонентная редукция кубических вершин и калибровочных действий;

6. Найдены аналитические суперполя и их калибровочные преобразования, описывающие $\mathcal{N} = 2$ суперконформные мультиплеты высших спинов.

Апробация диссертации и публикации

Результаты исследований, вошедших в диссертацию, многократно представлялись соискателем на отечественных и международных конференциях:

- Доклад на зимней школе XVII DIAS - TH по суперсимметрии и интегрируемости, «$\mathcal{N} = 2$ Fronsdal theory» (ОИЯИ, Дубна, 2022).

- Доклад на семинаре по квантовой теории поля «Off-shell cubic hypermultiplet couplings ot $\mathcal{N} = 2$ higher spin gauge superfields» (ФИАН, Москва, 2022).

- Доклад на международной конференции по квантовой теории поля, физике высоких энергий и космологии, «Unconstrained $\mathcal{N} = 2$ higher-spin gauge superfields and their hypermultiplet couplings» (ОИЯИ, Дубна, 2022).

- Доклад на международном рабочем семинаре по суперсимметрии и квантовым симметриям (SQS'22), «$\mathcal{N} = 2$ higher spin theory in harmonic superspace» (ОИЯИ, Дубна, 2022).

- Стендовый доклад на международной московской школе по физике 2022, «$\mathcal{N} = 2$ higher spin theory in harmonic superspace», (Дубна, 2022).

- Стендовый доклад на Мемориальной конференции памяти академика Андрея Алексеевича Славнова, «$\mathcal{N} = 2$ cubic higher spin vertices and rigid symmetries of hypermultiplet» (МИАН, Москва, 2022).

- Доклад на конференции по суперсимметрии в интегрируемых системах, «$\mathcal{N} = 2$ higher spins in harmonic superspace» (ОИЯИ, Дубна, 2023).

- Доклад на конференции по квантовой теории поля и гравитации, «Supercurrents in the hypermultiplet model cubically coupled to D=4, $\mathcal{N} = 2$ higher spin gauge superfields» (Томск, 2023).

- Доклад на международной конференции по физике частиц и космологии, «$\mathcal{N} = 2$ higher spin theories and harmonic superspace» (Ереван, 2023).

- Доклад на конференции "Поля и Струны'24" , «$\mathcal{N} = 2$ superconformal higher spin supermultiplets» (МИАН, Москва, 2024).

- Доклад на конференции "Проблемы современной математической физики" , «$\mathcal{N} = 2$ superconformal higher spin multiplets» (ОИЯИ, Дубна, 2024).

- Доклад на научной сессии секции ядерной физики ОФН РАН, «$\mathcal{N} = 2$ супергравитация и гармоническое суперпространство» (ОИЯИ, Дубна, 2024).

По материалам диссертации опубликовано 6 статей в международных реферируемых журналах, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus.

Личный вклад автора

Результаты, представленные в диссертации, были получены диссертантом лично, либо при его непосредственном решающем участии. Во всех опубликованных работах диссертант совместно с соавторами участвовал в постановке исследовательских задач, выборе методов их решения, в проведении вычислений,

интерпретации результатов и формулировке выводов. В работе [V] диссертант был единственным автором.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, шести глав основного текста, заключения и двух приложений. Общий объем диссертации составляет 195 страницы. Диссертация не содержит таблиц и рисунков. Список литературы содержит 185 наименования.

Содержание диссертации

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы; приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме; сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований; представлены выносимые на защиту научные положения.

Глава 1 посвящена суперпространственным методам, которые будут применяться во всех дальнейших главах.

В **разделе 1.1** приведен краткий обзор необходимых основ из теории суперпространств: схематично объясняется построение действительного $\mathbb{R}^{4|4\mathcal{N}}$ и кирального $\mathbb{C}^{4|4\mathcal{N}}$ суперпространств, а также методы построения суперсимметричных моделей. Кратко обсуждается неэффективность таких суперпространств для формулировок теорий с расширенной суперсимметрией вне массовой оболочки.

В **разделе 1.2** дано определение *гармонического суперпространства*:

$$\mathbb{HR}^{4+2|8} := \frac{\{P_m, L_{mn}, Q^i_\alpha, \bar{Q}_{\dot\alpha i}, su(2)\}}{\{L_{mn}, u(1)\}} = \mathbb{R}^{4|8} \times S^2 = \left(x^m, \theta^{\alpha i}, \bar\theta^i_{\dot\alpha}, u^{\pm i}\right). \qquad (2)$$

Приводятся явные выражения для *гармоник* $u^\pm_i$ и объясняются методы работы с ними. Определяется аналитический базис, в котором выделяется новое

инвариантное *аналитическое суперпространство*

$$\mathbb{HA}^{4+2|4} := \frac{\{P_m, L_{mn}, Q^{\pm}_{\alpha}, \bar{Q}^{\pm}_{\dot\alpha}, su(2)\}}{\{L_{mn}, Q^{+}_{\alpha}, \bar{Q}^{+}_{\dot\alpha}, u(1)\}} = (x^m_A, \theta^+_{A\,\alpha}, \bar\theta^+_{A\,\dot\alpha}, u^{\pm i}) = (\zeta^M), \qquad (3)$$

содержащее в 2 раза меньше грассмановых координат. Вводятся гармонические производные, тильда-сопряжение.

В **разделе 1.3** описаны формулировки основных $\mathcal{N} = 2$ теорий: гипермультиплета, $\mathcal{N} = 2$ теории Максвелла и $\mathcal{N} = 2$ супергравитации.

Глава 2 основана на результатах работы [I] и посвящена построению свободной $\mathcal{N} = 2$ теории высших спинов в гармоническом суперпространстве. Изложение начинается с детального изучения линеаризации $\mathcal{N} = 2$ супергравитации в **разделе 2.1**, для которой выводится инвариантное действие, затем излагается метод получения её компонентного состава. После этого, в **разделе 2.2**, разбирается первый пример $\mathcal{N} = 2$ теории спина **3**, который затем обобщается на общий случай.

В **разделе 2.3** демонстрируется, что аналитические препотенциалы

$$h^{++\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)}, \quad h^{++\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)}, \quad h^{++\alpha(s-1)\dot\alpha(s-2)+}, \quad h^{++\dot\alpha(s-1)\alpha(s-2)+}, \qquad (4)$$

с соответствующей калибровочной свободой описывают $\mathcal{N} = 2$ мультиплет спина **s** вне массовой оболочки, в компонентах содержащий:

$$\begin{aligned} \textit{Физические поля}: \quad & \left(\Phi^{\alpha(s)\dot\alpha(s)}, \Phi^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)}\right), \\ & \left(\psi^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1))i}_{\rho}, \bar\rho^{\alpha(s-2)(\dot\alpha(s-3)\dot\beta)i}_{\dot\beta}\right), \\ & (C^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)}, C^{\alpha(s-3)\dot\alpha(s-3)}), \\ \textit{Вспомогательные поля}: \quad & V^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)(ij)}, \rho^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-2)\,i}, S^{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)(ij)}, \\ & T^{\alpha(s-1)\beta\dot\alpha(s-2)}, P^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-2)\dot\beta}, \chi^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-2)i}. \end{aligned} \qquad (5)$$

Калибровочные преобразования физических полей совпадают с калибрвоочной свободой полей Фронсдала и Фанга-Фронсдала.

Из этих суперполей построено калибровочно инвариантное и явно $\mathcal{N} = 2$ суперсимметрично инвариантное суперполевое действие. На уровне компонент,

после исключения вспомогательных полей, действие сводится к сумме действий Фронсдала и Фанга-Фронсдала для соответствующий спинов.

В **главе 3**, основанной на результатах статьи [IV], выводятся суперполевые уравнения движения для $\mathcal{N}=2$ высших спинов. Эти уравнения являются обобщением на случай общего спина $\mathcal{N}=2$ суперполевых уравнений Максвелла, приведенных в **разделе 3.1**. Уравнения движения выводятся двумя эквивалентными способами: вариацией по аналитическим препотенциалам $h^{++\cdots}$ (**раздел 3.2**) и вариацией по препотенциалам Мезинческу $\Psi^{-\cdots}$ (**раздел 3.3**), которые определяются через аналитический суперсимметрично-инвариантный дифференциальный оператор:

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}}^{++}_{(s)} :=& h^{++\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)M}\partial_M\partial^{s-2}_{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)}\\ =&(\mathcal{D}^+)^4\left(\Psi^{-\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)\hat\mu}\mathcal{D}^-_{\hat\mu}\right)\partial^{s-2}_{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)}.\end{aligned} \tag{6}$$

В **главе 4**, основанной на статьях [II,III,IV,V], формулируются ограничения (**раздел 4.1**), которые накладывает аналитичность, $\mathcal{N}=2$ суперсимметрия и калибровочная инвариантность на форму кубической вершины взаимодействия высших спинов с гипермультиплетом. В результате вершина практически полностью фиксируется (с точностью до двумерной матрицы A_{ab}) и остается определить только вид калибровочных преобразований гипермультиплета. Они определяются через локализацию глобальных симметрий гипермультиплета, и их форма однозначно фиксируется возможной формой вершины.

В **разделе 4.2** приводятся простейшие примеры вершин для спинов **1**, **2** и **3**, а затем на основании этих примеров в **разделе 4.3** получается общий результат для кубической вершины:

$$S^{(s)}_{gauge} = -\frac{1}{2}\int d\zeta^{(-4)}\; q^{+a}\left(\mathcal{D}^{++}+\varkappa_s\hat{\mathcal{H}}^{++}_{(s)}(J)^{P(s)}\right)q^+_a\,, \tag{7}$$

и калибровочных преобразований гипермультиплета:

$$\begin{aligned}\delta^{(s)}_\lambda q^{+a} =& -\frac{\varkappa_s}{2}\left\{\partial^{(s-2)}_{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)},\hat\Lambda^{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)}\right\}(J)^{P(s)}q^{+a}\\ &-\frac{\varkappa_s}{2}\partial^{(s-2)}_{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)}\Omega^{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-2)}(J)^{P(s)}q^{+a}\,.\end{aligned} \tag{8}$$

Здесь $q^{+a} = (\tilde{q}^+, q^+)$, $P(s) = \frac{1-(-1)^s}{2}$ и действие генератора J определено по правилам: $Jq^+ = iq^+$, $J\tilde{q}^+ = -i\tilde{q}^+$.

Вершина взаимодействия имеет нётеровскую форму:

$$S^{(s)}_{int} = \varkappa_s \int d\zeta^{(-4)}\ h^{++\alpha(s-2)\dot{\alpha}(s-2)M} J^{++}_{\alpha(s-2)\dot{\alpha}(s-2)M}\,, \tag{9}$$

где введены суперполевые токи:

$$J^{++}_{\alpha(s-2)\dot{\alpha}(s-2)M} := -\frac{1}{2} q^{+a} \partial^{s-2}_{\alpha(s-2)\dot{\alpha}(s-2)} \partial_M (J)^{P(s)} q^+_a. \tag{10}$$

После исключения вспомогательных полей гипермультиплета, для чего удобно использовать суперполевые уравнения движения, на компонентном уровне вершина сводится к выражению:

$$S^{(s)}_{gauge} = \varkappa_s \int d^4x \left(\Phi^{\alpha(s-1)\dot{\alpha}(s-1)\beta\dot{\beta}} Y_{\alpha(s-1)\dot{\alpha}(s-1)\beta\dot{\beta}} + \psi^{\alpha(s-1)\dot{\alpha}(s-1)\beta i} Y_{\alpha(s-1)\dot{\alpha}(s-1)\beta i} + \bar{\psi}^{\alpha(s-1)\dot{\alpha}(s-1)\dot{\beta} i} \bar{Y}_{\alpha(s-1)\dot{\alpha}(s-1)\dot{\beta} i} + C^{\alpha(s-2)\dot{\alpha}(s-2)\beta\dot{\beta}} Y_{\alpha(s-2)\dot{\alpha}(s-2)\beta\dot{\beta}} \right) + \mathcal{O}(\varkappa_s^2). \tag{11}$$

В **разделе 4.4** приведены выражения для таких Y-токов в случаях $s = 1, 2, 3$.

В **главе 5**, основанной на работе [IV], обсуждаются глобальные симметрии гипермультиплета и их связь с суперполевым токами. Анализируется компонентный состав суперполевых токов.

В **разделе 5.1** исследуется алгебраическая структура глобальных симметрий и показано, что коммутатор фермионных преобразований высших спинов, приводит к преобразованиям более старшего спина. Также приведены явная реализация этих фермионных преобразований спина $\frac{3}{2}$ на полях гипермультиплета и соответствующие им сохраняющиеся фермионные токи.

В **разделе 5.2** формулируется $\mathcal{N} = 2$ теорема Нётер в гармоническом суперпространстве и с её помощью воспроизводятся законы сохранения для суперполей токов $J^{++}_{\alpha(s-2)\dot{\alpha}(s-2)M}$. Тем самым устанавливается их связь с глобальными симметриями гипермультиплета.

В **разделе 5.3** приведены компонентны сохраняющихся супертоков в терминах полей гипермультиплета на массовой оболочке.

В **разделе 5.4** проведен общий анализ компонентного состава сохраняющихся суперполевых токов высших спинов и получены общие формулы для сохраняющихся компонентных токов.

В **главе 6**, основанной на результатах работы [VI], обсуждается построение $\mathcal{N} = 2$ суперконформных мультиплетов высших спинов в гармоническом суперпространстве.

В **разделе 6.1** обсуждается реализация суперконформных преобразований в гармоническом суперпространстве и их действие на гипермультиплет.

В **разделе 6.2** формулируется стратегия, позволяющая из требований аналитичности и $\mathcal{N} = 2$ суперконформной инвариантности кубических вершин получать суперконформные мультиплеты высших спинов.

Разделы 6.3 и 6.4 посвящены отработке механизма и детальному исследованию суперконформных вершин взаимодействия гипермультиплета с $\mathcal{N} = 2$ мультиплетами Максвелла и Вейля. Показано, что основное отличие мультиплета Вейля от супергравитации состоит в наличии фильбайна $h^{(+4)}$, соответствующего гармонической производной ∂^{--}. Обсуждается компонентный состав мультиплета Вейля. Вводятся все необходимые объекты для ковариантного описания кубических вершин на фоне $\mathcal{N} = 2$ конформной супергравитации.

В **разделе 6.5** подробно исследован случай $\mathcal{N} = 2$ суперконформной теории спина **3**. Он описывается набором общих аналитических суперполей h^{++MN}, $M = (\alpha\dot{\alpha}, \alpha+, \dot{\alpha}+, ++)$ в отличие от неконформного случая с суперполями $h^{++M\alpha\dot{\alpha}}$, $M = (\alpha\dot{\alpha}, \alpha+, \dot{\alpha}+, 5)$. Приводится компонентный состав мультиплета, содержащий конформные поля высших спинов. Обнаружена интересная особенность, состоящая в том, что все поля являются калибровочными, а значит входят в динамическое действие через производные и являются динамическими. Таким образом, этот мультиплет не содержит стандартных вспомогательных полей в отличие от низших суперконформных полей и неконформного случая.

После этого, в **разделе 6.6**, показано, как обобщить эту вершину на произвольный фон $\mathcal{N}=2$ конформной супергравитации. По сути, это достигается простым удлинением гармонической производной:

$$\mathcal{D}^{++} \quad \to \quad \mathfrak{D}^{++} = \mathcal{D}^{++} + h^{++\alpha\dot{\alpha}}\partial_{\alpha\dot{\alpha}} + h^{++\alpha+}\partial^-_\alpha + h^{++\dot{\alpha}+}\partial^-_{\dot{\alpha}} + h^{(+4)}\partial^{--}. \quad (12)$$

Затем в **разделе 6.7** полученные результаты обобщаются на случай спина **s**. Показано, что суперконформный мультиплет спина **s** описывается набором наиболее общих аналитических суперполей $h^{++M_1\ldots M_{s-1}}$, и обоснована гипотеза о наборе физических полей в калибровке Весса-Зумино.

В **разделе 6.8** проведен анализ согласованности бесконечной башни высших спинов, взаимодействующих с гипермультиплетом. Это взаимодействие является инвариантным относительно неабелевых калибровочных преобразований и в дальнейшем может служить для определения взаимодействующих конформных теорий высших спинов через формализм индуцированных действий. Инвариантность обеспечивается тем, что суперполевой дифференциальный оператор бесконечной башни спинов содержит наиболее общие комбинации суперпространственных производных.

В **разделе 6.9** обсуждаются суперконформные токи высших спинов для гипермультиплета.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации, выносимые на защиту, обсуждается дальнейшее развитие гармонического подхода и его применения для задач теории высших спинов.

В **приложении A** собраны некоторые используемые обозначения и соглашения. Приводятся линеаризованные кривизны для спинов 2 и $\frac{3}{2}$.

В **приложении B** приведены необходимые решения уравнений нулевой кривизны в случае $\mathcal{N}=2$ спинов **2** и **3**.

Публикации автора по теме диссертации

[I] I. Buchbinder, E. Ivanov and N. Zaigraev, *Unconstrained off-shell superfield formulation of 4D, $\mathcal{N} = 2$ supersymmetric higher spins*, JHEP **12** (2021), 016, [arXiv:2109.07639 [hep-th]].

[II] I. Buchbinder, E. Ivanov and N. Zaigraev, *Off-shell cubic hypermultiplet couplings to $\mathcal{N} = 2$ higher spin gauge superfields*, JHEP **05** (2022), 104, [arXiv:2202.08196 [hep-th]].

[III] I. Buchbinder, E. Ivanov and N. Zaigraev, *Unconstrained $\mathcal{N} = 2$ Higher-Spin Gauge Superfields and Their Hypermultiplet Couplings*, Phys. Part. Nucl. Lett. **20** (2023) no.3, 300-305, [arXiv:2211.09501 [hep-th]].

[IV] I. Buchbinder, E. Ivanov and N. Zaigraev, *$\mathcal{N} = 2$ higher spins: superfield equations of motion, the hypermultiplet supercurrents, and the component structure*, JHEP **03** (2023), 036, [arXiv:2212.14114 [hep-th]].

[V] N. Zaigraev, *$\mathcal{N} = 2$ Higher Spin Theory in Harmonic Superspace*, Phys. Part. Nucl. **54** (2023) no.6, 1084-1088.

[VI] I. Buchbinder, E. Ivanov and N. Zaigraev, *$\mathcal{N} = 2$ higher-spin theories and harmonic superspace*, in Proceedings of International Conference on Particle Physics and Cosmology — PoS (ICPPCRubakov2023), vol. 455, p. 048. (2024) [arXiv:2402.05704 [hep-th]].

Список литературы

[1] J. Polchinski, *String theory. Vol. 1: An introduction to the bosonic string*. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge University Press, 12, 2007.

[2] J. Polchinski, *String theory. Vol. 2: Superstring theory and beyond*. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge University Press, 12, 2007.

[3] D. J. Gross, "High-Energy Symmetries of String Theory," *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 1229.

[4] A. Sagnotti, "Notes on Strings and Higher Spins," *J. Phys. A* **46** (2013) 214006, arXiv:1112.4285 [hep-th].

[5] G. Bonelli, "On the tensionless limit of bosonic strings, infinite symmetries and higher spins," *Nucl. Phys. B* **669** (2003) 159–172, arXiv:hep-th/0305155.

[6] A. Sagnotti and M. Tsulaia, "On higher spins and the tensionless limit of string theory," *Nucl. Phys. B* **682** (2004) 83–116, arXiv:hep-th/0311257.

[7] M. A. Vasiliev, "Higher spin superalgebras in any dimension and their representations," *JHEP* **12** (2004) 046, arXiv:hep-th/0404124.

[8] S. R. Coleman and J. Mandula, "All Possible Symmetries of the S Matrix," *Phys. Rev.* **159** (1967) 1251–1256.

[9] R. Haag, J. T. Lopuszanski, and M. Sohnius, "All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix," *Nucl. Phys. B* **88** (1975) 257.

[10] M. T. Grisaru, W. Siegel, and M. Rocek, "Improved Methods for Supergraphs," *Nucl. Phys. B* **159** (1979) 429.

[11] L. Brink, O. Lindgren, and B. E. W. Nilsson, "The Ultraviolet Finiteness of the N=4 Yang-Mills Theory," *Phys. Lett. B* **123** (1983) 323–328.

[12] Z. Bern, J. J. M. Carrasco, M. Chiodaroli, H. Johansson, and R. Roiban, "Supergravity amplitudes, the double copy and ultraviolet behavior," arXiv:2304.07392 [hep-th].

[13] J. M. Drummond, J. Henn, G. P. Korchemsky, and E. Sokatchev, "Dual superconformal symmetry of scattering amplitudes in N=4 super-Yang-Mills theory," *Nucl. Phys. B* **828** (2010) 317–374, arXiv:0807.1095 [hep-th].

[14] B. Zumino, "Supersymmetry and Kahler Manifolds," *Phys. Lett. B* **87** (1979) 203.

[15] N. J. Hitchin, A. Karlhede, U. Lindstrom, and M. Rocek, "Hyperkahler Metrics and Supersymmetry," *Commun. Math. Phys.* **108** (1987) 535.

[16] J. Wess and J. Bagger, *Supersymmetry and supergravity*. Princeton University Press, Princeton, NJ, USA, 1992.

[17] K. S. M. Buchbinder, Ioseph L., *Ideas and Methods of Supersymmetry and Supergravity or A Walk Through Superspace: A Walk Through Superspace*. Taylor & Francis, 1998.

[18] J. M. Maldacena, "The Large N limit of superconformal field theories and supergravity," *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 231–252, arXiv:hep-th/9711200.

[19] I. R. Klebanov and A. M. Polyakov, "AdS dual of the critical O(N) vector model," *Phys. Lett. B* **550** (2002) 213–219, arXiv:hep-th/0210114.

[20] X. Bekaert, N. Boulanger, A. Campoleoni, M. Chiodaroli, D. Francia, M. Grigoriev, E. Sezgin, and E. Skvortsov, "Snowmass White Paper: Higher Spin Gravity and Higher Spin Symmetry," arXiv:2205.01567 [hep-th].

[21] D. Sorokin, "Introduction to the classical theory of higher spins," *AIP Conf. Proc.* **767** no. 1, (2005) 172–202, arXiv:hep-th/0405069.

[22] V. E. Didenko and E. D. Skvortsov, "Elements of Vasiliev theory," arXiv:1401.2975 [hep-th].

[23] R. Rahman and M. Taronna, "From Higher Spins to Strings: A Primer," arXiv:1512.07932 [hep-th].

[24] P. Kessel, "The Very Basics of Higher-Spin Theory," *PoS* **Modave2016** (2017) 001, arXiv:1702.03694 [hep-th].

[25] D. Ponomarev, "Basic Introduction to Higher-Spin Theories," *Int. J. Theor. Phys.* **62** no. 7, (2023) 146, arXiv:2206.15385 [hep-th].

[26] S. Pekar, "Introduction to higher-spin theories," *PoS* **Modave2022** (2023) 004.

[27] L. P. S. Singh and C. R. Hagen, "Lagrangian formulation for arbitrary spin. 1. The boson case," *Phys. Rev. D* **9** (1974) 898–909.

[28] L. P. S. Singh and C. R. Hagen, "Lagrangian formulation for arbitrary spin. 2. The fermion case," *Phys. Rev. D* **9** (1974) 910–920.

[29] C. Fronsdal, "Massless Fields with Integer Spin," *Phys. Rev. D* **18** (1978) 3624.

[30] J. Fang and C. Fronsdal, "Massless Fields with Half Integral Spin," *Phys. Rev. D* **18** (1978) 3630.

[31] S. M. Klishevich and Y. M. Zinovev, "On electromagnetic interaction of massive spin-2 particle," *Phys. Atom. Nucl.* **61** (1998) 1527–1537, arXiv:hep-th/9708150.

[32] R. R. Metsaev, "Gauge invariant formulation of massive totally symmetric fermionic fields in (A)dS space," *Phys. Lett. B* **643** (2006) 205–212, arXiv:hep-th/0609029.

[33] Y. M. Zinoviev, "Massive N=1 supermultiplets with arbitrary superspins," *Nucl. Phys. B* **785** (2007) 98–114, arXiv:0704.1535 [hep-th].

[34] E. S. Fradkin and A. A. Tseytlin, "Conformal supergravity," *Phys. Rept.* **119** (1985) 233–362.

[35] S. M. Kuzenko, R. Manvelyan, and S. Theisen, "Off-shell superconformal higher spin multiplets in four dimensions," *JHEP* **07** (2017) 034, arXiv:1701.00682 [hep-th].

[36] F. A. Berends, G. J. H. Burgers, and H. van Dam, "On the Theoretical Problems in Constructing Interactions Involving Higher Spin Massless Particles," *Nucl. Phys. B* **260** (1985) 295–322.

[37] X. Bekaert, N. Boulanger, and S. Leclercq, "Strong obstruction of the Berends-Burgers-van Dam spin-3 vertex," *J. Phys. A* **43** (2010) 185401, arXiv:1002.0289 [hep-th].

[38] X. Bekaert, N. Boulanger, and P. Sundell, "How higher-spin gravity surpasses the spin two barrier: no-go theorems versus yes-go examples," *Rev. Mod. Phys.* **84** (2012) 987–1009, arXiv:1007.0435 [hep-th].

[39] M. A. Vasiliev, "Consistent equation for interacting gauge fields of all spins in (3+1)-dimensions," *Phys. Lett. B* **243** (1990) 378–382.

[40] M. A. Vasiliev, "More on equations of motion for interacting massless fields of all spins in (3+1)-dimensions," *Phys. Lett. B* **285** (1992) 225–234.

[41] M. A. Vasiliev, "Nonlinear equations for symmetric massless higher spin fields in (A)dS(d)," *Phys. Lett. B* **567** (2003) 139–151, arXiv:hep-th/0304049.

[42] M. A. Vasiliev, "Massless fields of all spins in anti-De Sitter space and their gravitational interaction," 1987.

[43] V. E. Didenko and A. V. Korybut, "On z-dominance, shift symmetry and spin locality in higher-spin theory," *JHEP* **05** (2023) 133, arXiv:2212.05006 [hep-th].

[44] V. E. Didenko and A. V. Korybut, "Towards higher-spin symmetry breaking in the bulk," arXiv:2312.11096 [hep-th].

[45] A. A. Tseytlin, "On limits of superstring in AdS(5) x S**5," *Theor. Math. Phys.* **133** (2002) 1376–1389, arXiv:hep-th/0201112.

[46] A. Y. Segal, "Conformal higher spin theory," *Nucl. Phys. B* **664** (2003) 59–130, arXiv:hep-th/0207212.

[47] T. Basile, M. Grigoriev, and E. Skvortsov, "Covariant action for conformal higher spin gravity," *J. Phys. A* **56** no. 38, (2023) 385402, arXiv:2212.10336 [hep-th].

[48] A. K. H. Bengtsson, I. Bengtsson, and L. Brink, "Cubic Interaction Terms for Arbitrary Spin," *Nucl. Phys. B* **227** (1983) 31–40.

[49] R. R. Metsaev, "Cubic interaction vertices of massive and massless higher spin fields," *Nucl. Phys. B* **759** (2006) 147–201, arXiv:hep-th/0512342.

[50] R. R. Metsaev, "Cubic interaction vertices for fermionic and bosonic arbitrary spin fields," *Nucl. Phys. B* **859** (2012) 13–69, arXiv:0712.3526 [hep-th].

[51] E. Joung and M. Taronna, "Cubic interactions of massless higher spins in (A)dS: metric-like approach," *Nucl. Phys. B* **861** (2012) 145–174, arXiv:1110.5918 [hep-th].

[52] F. A. Berends, G. J. H. Burgers, and H. van Dam, "Explicit Construction of Conserved Currents for Massless Fields of Arbitrary Spin," *Nucl. Phys. B* **271** (1986) 429–441.

[53] R. Manvelyan, K. Mkrtchyan, and W. Ruhl, "Off-shell construction of some trilinear higher spin gauge field interactions," *Nucl. Phys. B* **826** (2010) 1–17, arXiv:0903.0243 [hep-th].

[54] A. Fotopoulos, N. Irges, A. C. Petkou, and M. Tsulaia, "Higher-Spin Gauge Fields Interacting with Scalars: The Lagrangian Cubic Vertex," *JHEP* **10** (2007) 021, arXiv:0708.1399 [hep-th].

[55] X. Bekaert, E. Joung, and J. Mourad, "On higher spin interactions with matter," *JHEP* **05** (2009) 126, arXiv:0903.3338 [hep-th].

[56] E. S. Fradkin and V. Y. Linetsky, "Cubic Interaction in Conformal Theory of Integer Higher Spin Fields in Four-dimensional Space-time," *Phys. Lett. B* **231** (1989) 97–106.

[57] X. Bekaert, E. Joung, and J. Mourad, "Effective action in a higher-spin background," *JHEP* **02** (2011) 048, arXiv:1012.2103 [hep-th].

[58] S. M. Kuzenko, M. Ponds, and E. S. N. Raptakis, "Conformal Interactions Between Matter and Higher-Spin (Super)Fields," *Fortsch. Phys.* **71** no. 1, (2023) 2200157, arXiv:2208.07783 [hep-th].

[59] M. Grigoriev and A. A. Tseytlin, "On conformal higher spins in curved background," *J. Phys. A* **50** no. 12, (2017) 125401, arXiv:1609.09381 [hep-th].

[60] M. Beccaria and A. A. Tseytlin, "On induced action for conformal higher spins in curved background," *Nucl. Phys. B* **919** (2017) 359–383, arXiv:1702.00222 [hep-th].

[61] M. Taronna, "Higher-Spin Interactions: four-point functions and beyond," *JHEP* **04** (2012) 029, arXiv:1107.5843 [hep-th].

[62] M. Karapetyan, R. Manvelyan, and G. Poghosyan, "On special quartic interaction of higher spin gauge fields with scalars and gauge symmetry commutator in the linear approximation," *Nucl. Phys. B* **971** (2021) 115512, arXiv:2104.09139 [hep-th].

[63] W. Siegel and M. Rocek, "On off-shell supermultiplets," *Phys. Lett. B* **105** (1981) 275–277.

[64] V. O. Rivelles and J. G. Taylor, "Off-shell No Go Theorems for Higher Dimensional Supersymmetries and Supergravities," *Phys. Lett. B* **121** (1983) 37–42.

[65] A. Galperin, E. Ivanov, S. Kalitsyn, V. Ogievetsky, and E. Sokatchev, "Unconstrained Off-Shell $\mathcal{N} = 3$ Supersymmetric Yang-Mills Theory," *Class. Quant. Grav.* **2** (1985) 155.

[66] J. van Muiden and A. Van Proeyen, "The $\mathcal{N} = 3$ Weyl multiplet in four dimensions," *JHEP* **01** (2019) 167, arXiv:1702.06442 [hep-th].

[67] E. Bergshoeff, M. de Roo, and B. de Wit, "Extended Conformal Supergravity," *Nucl. Phys. B* **182** (1981) 173–204.

[68] S. J. Gates, M. T. Grisaru, M. Rocek, and W. Siegel, *Superspace Or One Thousand and One Lessons in Supersymmetry*, vol. 58 of *Frontiers in Physics*. 1983. arXiv:hep-th/0108200.

[69] A. Galperin, E. Ivanov, S. Kalitsyn, V. Ogievetsky, and E. Sokatchev, "Unconstrained $\mathcal{N} = 2$ Matter, Yang-Mills and Supergravity Theories in Harmonic Superspace," *Class. Quant. Grav.* **1** (1984) 469–498. [Erratum: Class.Quant.Grav. 2, 127 (1985)].

[70] A. Galperin, E. Ivanov, V. Ogievetsky, and E. Sokatchev, "Harmonic superspace: key to $\mathcal{N} = 2$ supersymmetry theories," *JETP Lett.* **40** (1984) 912–916.

[71] A. S. Galperin, E. A. Ivanov, V. I. Ogievetsky, and E. S. Sokatchev, *Harmonic superspace*. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge University Press, 2007.

[72] A. S. Galperin, N. A. Ky, and E. Sokatchev, "$\mathcal{N} = 2$ Supergravity in Superspace: Solution to the Constraints," *Class. Quant. Grav.* **4** (1987) 1235.

[73] A. S. Galperin, E. A. Ivanov, V. I. Ogievetsky, and E. Sokatchev, "$\mathcal{N} = 2$ Supergravity in Superspace: Different Versions and Matter Couplings," *Class. Quant. Grav.* **4** (1987) 1255.

[74] B. M. Zupnik, "Background harmonic superfields in $\mathcal{N} = 2$ supergravity," *Theor. Math. Phys.* **116** (1998) 964–977, arXiv:hep-th/9803202.

[75] T. Curtright, "Massless Field Supermultiplets With Arbitrary Spin," *Phys. Lett. B* **85** (1979) 219–224.

[76] M. A. Vasiliev, "'Gauge' for of description of massles fields with arbitrary spin. (in russian)," *Yad. Fiz.* **32** (1980) 855–861.

[77] S. M. Kuzenko, A. G. Sibiryakov, and V. V. Postnikov, "Massless gauge superfields of higher half integer superspins," *JETP Lett.* **57** (1993) 534–538.

[78] S. M. Kuzenko and A. G. Sibiryakov, "Massless gauge superfields of higher integer superspins," *JETP Lett.* **57** (1993) 539–542.

[79] S. M. Kuzenko and A. G. Sibiryakov, "Free massless higher superspin superfields on the anti-de Sitter superspace," *Phys. Atom. Nucl.* **57** (1994) 1257–1267, arXiv:1112.4612 [hep-th].

[80] K. Koutrolikos, "Superspace formulation of massive half-integer superspin," *JHEP* **03** (2021) 254, arXiv:2012.12225 [hep-th].

[81] S. J. Gates, Jr., S. M. Kuzenko, and A. G. Sibiryakov, "$\mathcal{N}$=2 supersymmetry of higher superspin massless theories," *Phys. Lett. B* **412** (1997) 59–68, arXiv:hep-th/9609141.

[82] S. J. Gates, Jr., S. M. Kuzenko, and A. G. Sibiryakov, "Towards a unified theory of massless superfields of all superspins," *Phys. Lett. B* **394** (1997) 343–353, arXiv:hep-th/9611193.

[83] I. L. Buchbinder, S. J. Gates, and K. Koutrolikos, "Higher Spin Superfield interactions with the Chiral Supermultiplet: Conserved Supercurrents and Cubic Vertices," *Universe* **4** no. 1, (2018) 6, arXiv:1708.06262 [hep-th].

[84] I. L. Buchbinder, S. J. Gates, and K. Koutrolikos, "Integer superspin supercurrents of matter supermultiplets," *JHEP* **05** (2019) 031, arXiv:1811.12858 [hep-th].

[85] E. I. Buchbinder, J. Hutomo, and S. M. Kuzenko, "Higher spin supercurrents in anti-de Sitter space," *JHEP* **09** (2018) 027, arXiv:1805.08055 [hep-th].

[86] I. L. Buchbinder, S. J. Gates, and K. Koutrolikos, "Interaction of supersymmetric nonlinear sigma models with external higher spin superfields via higher spin supercurrents," *JHEP* **05** (2018) 204, arXiv:1804.08539 [hep-th].

[87] I. L. Buchbinder, S. J. Gates, and K. Koutrolikos, "Conserved higher spin supercurrents for arbitrary spin massless supermultiplets and higher spin superfield cubic interactions," *JHEP* **08** (2018) 055, arXiv:1805.04413 [hep-th].

[88] J. Hutomo and S. M. Kuzenko, "The massless integer superspin multiplets revisited," *JHEP* **02** (2018) 137, arXiv:1711.11364 [hep-th].

[89] J. Hutomo and S. M. Kuzenko, "Non-conformal higher spin supercurrents," *Phys. Lett. B* **778** (2018) 242–246, arXiv:1710.10837 [hep-th].

[90] J. Hutomo, *Off-shell higher-spin gauge supermultiplets and conserved*

supercurrents. PhD thesis, Western Australia U., 2020. arXiv:2009.01131 [hep-th].

[91] S. J. Gates and K. Koutrolikos, "Progress on cubic interactions of arbitrary superspin supermultiplets via gauge invariant supercurrents," *Phys. Lett. B* **797** (2019) 134868, arXiv:1904.13336 [hep-th].

[92] R. R. Metsaev, "Cubic interactions for arbitrary spin $\mathcal{N}$ -extended massless supermultiplets in 4d flat space," *JHEP* **11** (2019) 084, arXiv:1909.05241 [hep-th].

[93] M. V. Khabarov and Y. M. Zinoviev, "Cubic interaction vertices for massless higher spin supermultiplets in $d = 4$," *JHEP* **02** (2021) 167, arXiv:2012.00482 [hep-th].

[94] E. S. Fradkin and V. Y. Linetsky, "Superconformal Higher Spin Theory in the Cubic Approximation," *Nucl. Phys. B* **350** (1991) 274–324.

[95] S. M. Kuzenko and E. S. N. Raptakis, "Extended superconformal higher-spin gauge theories in four dimensions," *JHEP* **12** (2021) 210, arXiv:2104.10416 [hep-th].

Заиграев Никита Михайлович

$\mathcal{N} = 2$ суперсимметричная теория высших спинов в гармоническом суперпространстве

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук

Подписано в печать 20.06.2024

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 80 экз.

Отпечатано в (название, адрес типографии)