ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2009–17
На правах рукописи

Зиновьев Юрий Михайлович

КАЛИБРОВОЧНО ИНВАРИАНТНОЕ ОПИСАНИЕ МАССИВНЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук

Протвино 2009

M–24

УДК 539.1.01

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г. Протвино).

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук И. Л. Бухбиндер (ТПГУ, г. Томск), доктор физико-математических наук М. А. Васильев (ФИАН, г. Москва), доктор физико-математических наук Д. В. Казаков (ОИЯИ, г. Дубна).

Ведущая организация – Институт ядерных исследований РАН (г. Москва).

Защита диссертации состоится "______" ________________ 2010 г. в ________ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан "________" ____________________ 2009 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01 Ю.Г. Рябов

Общая характеристика работы

Актуальность темы Для безмассовых полей со спинами $s \geq 1$ использование калибровочно инвариантного описания является единственной возможностью работать в явно лоренц ковариантном формализме. Причина этого в том, что невозможно наложить лоренц ковариантные связи, которые выделяли бы две физические степени свободы со спиральностями $\pm s$. Как хорошо известно, требование сохранения (хотя и модифицированной) калибровочной инвариантности после включения взаимодействия сильно ограничивает возможный вид взаимодействий, практически полностью определяя, например, основные свойства таких физически важных теорий, как теории Янга-Миллса, гравитации и супергравитации. Более того, был сформулирован конструктивный подход к построению непротиворечивых теорий взаимодействия безмассовых частиц, в котором лагранжиан и оставляющие его инвариантным калибровочные преобразования строятся одновременно в виде ряда по степеням полей:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \ldots, \qquad \delta = \delta_0 + \delta_1 + \delta_2 + \ldots$$

Здесь $\mathcal{L}_0$ и δ_0 — свободный (квадратичный по полям) лагранжиан для некоторой совокупности безмассовых полей и соответствующие калибровочные преобразования, $\mathcal{L}_1$, $\mathcal{L}_2$ и т.д. содержат вершины третьего, четвертого и т.д. порядка по полям, а δ_1, δ_2 и т.д. — поправки к калибровочным преобразованиям, содержащие члены первого, второго и т.д. порядка по полям.

В то же время обычное описание массивных частиц не является калибровочно инвариантным. При этом очень трудно сформулировать простые требования, которые однозначно приводили бы к непротиворечивым теориям взаимодействия массивных частиц. Две основные проблемы возникают при любых попытках включения взаимодействия. Во-первых, число связей, исключающих лишние компоненты, может измениться, что приводит к изменению числа физических степеней свободы и появлению нефизических. Во-вторых, даже если число степеней свободы не меняется, включение взаимодействия часто приводит к нарушению причинности, т.е. появлению решений, соответствующих распространению со сверхсветовыми скоростями. В качестве таких требований в разное время предлагалось использовать требование сохранения числа степеней свободы (т.е. числа связей), мягкого (несингулярного) безмассового предела, унитарности на древесном уровне, причинности и т.д.

Для частиц со спином 1 и 3/2 есть хорошо известные примеры непротиворечивых теорий, описывающих взаимодействия этих частиц, основанные на механизме спонтанного нарушения локальных симметрий (внутренних симметрий для случая спина 1 и суперсимметрий для спина 3/2). И в том, и в другом случае, механизм основан на возможности калибровочно инвариантного описания массивных полей со спинами 1 и 3/2 в присутствии голдстоуновских полей с неоднородными преобразованиями, которые с необходимостью возникают при спонтанном нарушении симметрии. Замечательно, что такое калибровочно инвариантное описание оказывается возможным и для массивных полей с высшими спинами. К настоящему времени сформировалось два основных подхода к такому описанию. Один из них основан на мощном и универсальном БРСТ подходе. Другой, которому и посвящена данная работа, появился как попытка обобщить на высшие спины механизм спонтанного нарушения симметрии. При таком нарушении возникает набор голдстоуновских полей с неоднородными законами преобразования, что и делает калибровочно инвариантное описание массивных полей возможным. Сам по себе факт существования калибровочно инвариантного описания массивных полей с высшими спинами позволяет распространить конструктивный подход к построению взаимодействия на любой набор массивных и/или безмассовых частиц.

Уже давно известно, что невозможно построить стандартное гравитационное взаимодействие для безмассовых частиц со спинами $s \geq 5/2$ в плоском пространстве Минковского. В то же время, как было показано Васильевым и Фрадкиным, эта задача имеет решение в пространстве анти де Ситтера с ненулевым космологическим членом. Причина в том, что калибровочная инвариантность, нарушенная при замене обычных производных на ковариантные, может быть восстановлена введением поправок с высшими производными, содержащими тензор Римана. Такие поправки имеют коэффициенты пропорциональные обратным степеням космологической постоянной так, что такие теории не имеют плоского предела. Однако это не исключает возможности иметь предел, в котором космологический член и гравитационная константа одновременно стремятся к нулю так, что только взаимодействия со старшими производными выживают. Но это значит, что процедуру можно обратить. А именно, можно начать с безмассовой частицы в плоском пространстве Минковского и искать нетривиальные (т.е. с нетривиальными поправками к калибровочным преобразованиям) вершины с высшими производными вида $s - s - 2$, содержащими тензор Римана. Тогда, рассматривая мягкую деформацию в пространство анти де Ситтера, можно попытаться воспроизвести минимальное гравитационное взаимодействие как результат такой деформации.

Проблема с калибровочными, например электромагнитными, взаимодействиями для частиц с высшими спинами аналогична. Действительно, при замене производных на калибровочно ковариантные лагранжиан теряет калибровочную инвариантность и эта неинвариантность пропорциональна напряженности векторного поля. При этом для безмассовых частиц со спинами $s \geq 3/2$ в плоском пространстве невозможно восстановить эту инвариантность за счет неминимальных поправок к лагранжиану и/или калибровочным преобразованиям. Но это становится возможным при переходе в пространство анти де Ситтера. По тем же соображениям, что и в случае гравитационных взаимодействий, такие теории не имеют плоского предела, но возможен предел, в котором космологический член и электрический заряд одновременно стремятся к нулю так, что только неминимальные члены выживают. И снова должно быть возможно воспроизвести минимальное э/м взаимодействие, стартуя с некоторой неминимальной вершины с высшими производными вида $s - s - 1$, содержащей напряженность э/м поля, и рассматривая деформацию в пространство анти де Ситтера.

Естественно предполагать, что в любой реалистической теории высших спинов (как в суперструне) большая часть частиц с высшими спинами должны быть массивными, а их калибровочные симметрии — спонтанно нарушенными. В калибровочно инвариантном формализме для массивных частиц проблема включения гравитационного или э/м взаимодействия выглядит совершенно аналогично случаю безмассовых частиц. А именно, введение минимального взаимодействия заменой обычных производных на ковариантные нарушает калибровочную инвариантность лагранжиана. Имея в распоряжении массу как размерный параметр можно даже в плоском пространстве Минковского попытаться восстановить нарушенную калибровочную инвариантность, добавляя к лагранжиану неминимальные члены, содержащие тензор Римана (напряженность э/м поля) и соответствующие поправки к калибровочным преобразованиям. Естественно, такие поправки будут иметь коэффициенты пропорциональные обратным степеням массы так, что теория не будет иметь безмассового предела. Однако, естественно предполагать, что возможен предел, в котором масса и константа гравитационного взаимодействия (электрический заряд) одновременно стремятся к нулю так, что только некоторые неминимальные члены с высшими производными, содержащими тензор Римана (напряженность э/м поля) выживают. При этом важный и интересный вопрос это связь между плоским пределом для безмассовых частиц в пространстве анти де Ситтера и безмассовым пределом для массивных частиц в плоском пространстве Минковского. Для того, чтобы понять эту связь, важно уметь рассматривать общий случай — массивную частицу в пространстве (анти) де Ситтера с произвольным значением космологического члена. Одним из важных достоинств калибровочно инвариантного описания массивных частиц является то, что оно одинаково хорошо работает как в плоском пространстве Минковского, так и в пространствах (анти) де Ситтера без введения каких-либо дополнительных полей. Это открывает возможность конструктивного исследования механизмов спонтанного нарушения симметрии, которые позволяли бы мягко деформировать теории безмассовых частиц в пространстве анти де Ситтера в теории массивных частиц в плоском пространстве Минковского.

Цели диссертационной работы

- Разработка калибровочно инвариантного описания массивных частиц с высшими спинами, соответствующих как полностью симметричным (спин-)тензорам, так и (спин-)тензорам со смешанной симметрией, в пространстве с произвольной размерностью $d \geq 4$ и произвольным значением космологического члена.
- Построение явной реализации массивных супермультиплетов частиц с высшими спинами, основанной на калибровочно инвариантном описании таких частиц.
- Исследование механизмов спонтанного нарушения суперсимметрии в расширенных супергравитациях, допускающих нарушение с двумя или более существенно различными масштабами, в том числе и т.н. частичный супер-Хиггс эффект, когда одна или несколько суперсимметрий остаются ненарушенными, а соответствующие гравитино — безмассовыми.
- На примере массивной частицы со спином 2 отработка применения конструктивного подхода к исследованию взаимодействия массивных частиц с высшими спинами, основанного на калибровочно инвариантном их описании, включая самодействие, взаимодействие с материей (низкими спинами), гравитационное и электромагнитное взаимодействия.

Научные результаты и новизна

- В метрическом формализме построено калибровочно инвариантное описание массивных частиц с высшими спинами, соответствующих полностью симметричным тензорам. Показано, что без введения дополнительных полей такое описание допускает деформацию в пространства (анти) де Ситтера с произвольным значением космологического члена. Это в свою очередь, позволило исследовать все возможные безмассовые и/или частично безмассовые пределы, которые в таких пространствах существуют.
- На конкретных примерах показано, что такое описание работает и для тензоров со смешанной симметрией, включая и возможность деформации в пространства (анти) де Ситтера.
- На основе калибровочно инвариантного описания реперная формулировка безмассовых полей, соответствующих полностью симметричным (спин-)тензорам, распространена и на массивный случай (как в плоском пространстве Минковского, так и в пространствах анти де Ситтера).
- С использованием реперного формализма и калибровочно инвариантного описания построен целый ряд моделей, описывающих массивные (спин-)тензоры со смешанной симметрией в пространствах с произвольным значением космологического члена и исследованы все возможные безмассовые и частично безмассовые пределы.
- На конкретных примерах показано, что сочетание реперного формализма и калибровочно инвариантного описания массивных частиц позволяет эффективно строить дуальные формулировки таких теорий.
- Построена явная реализация массивных супермультиплетов со старшим спином 3/2, а именно $N = 1, 2, 3$ супермультиплетов без центрального заряда, а также $N = 2, 4$ супермультиплетов с центральным зарядом.
- Построена явная реализация всех (т.е. не содержащих частиц со спинами выше 2) массивных супермультиплетов со старшим

спином 2 без центрального заряда с $N = 1, 2, 3, 4$ суперсимметриями.

- Построена явная реализация массивных $N = 1$ супермультиплетов с произвольными целыми и полуцелыми суперспинами.
- Для $N = 2$ супергравитации найдено три варианта скрытых секторов, допускающих спонтанное нарушение суперсимметрии с двумя произвольными масштабами (включая и частичный супер-Хиггс эффект $N = 2 \to N = 1$) с автоматически равным нулю космологическим членом. Исследовано взаимодействие таких скрытых секторов с материей.
- Исследовано спонтанное нарушение суперсимметрии в $N = 3$ супергравитации. Показано существование дуальной версии системы $N = 3$ супергравитация с тремя векторными супермультиплетами, которая допускает спонтанное нарушение суперсимметрии с тремя произвольными масштабами (включая частичный супер-Хиггс эффект $N = 3 \to N = 2$ и $N = 3 \to N = 1$) с автоматически равным нулю космологическим членом и исследовано ее взаимодействие с материей.
- Исследовано спонтанное нарушение суперсимметрии в $N = 4$ супергравитации. Показано существование дуальной версии системы $N = 4$ супергравитация с шестью векторными супермультиплетами, которая допускает спонтанное нарушение суперсимметрии с тремя произвольными масштабами (включая частичный супер-Хиггс эффект $N = 4 \to N = 3$, $N = 4 \to N = 2$ и $N = 4 \to N = 1$) с автоматически равным нулю космологическим членом и исследовано ее взаимодействие с материей.
- Построены наиболее общие версии расширенных $N = 2, 3, 4$ супергравитаций с векторными супермультиплетами и исследована их связь со спонтанным нарушением суперсимметрии.
- В линейном приближении исследовано самодействие массивной частицы со спином 2 и определена кубическая поправка к массовому члену Фирца-Паули, которая гарантирует правильное число степеней свободы и после включения взаимодействия.
- Исследовано взаимодействие массивной частицы со спином 2 с материей (т.е. частицами со спином 1, 1/2 и 0) и показа-

но, что проблемы с неоднозначностью безмассового и плоского пределов связаны со специфической зависимостью константы взаимодействия скалярной компоненты массивного спина 2 от массы и космологического члена.

- В линейном приближении исследовано гравитационное взаимодействие массивной частицы со спином 2 и показано, что выход за рамки линейного приближения требует введения взаимодействий с высшими производными и/или введения дополнительных полей.
- Построена модель электромагнитного взаимодействия массивной частицы со спином 2 в пространстве с произвольным значением космологического члена, которая мягко интерполирует между безмассовой частицей в пространстве анти де Ситтера и массивной частицей в плоском пространстве.
- В линейном приближении исследована дуальная формулировка гравитации, в которой основным динамическим объектом является лоренцевская связность.

Апробация работы. Публикации. Результаты работы докладывались на Международных семинарах по физике высоких энергий и теории поля, ИФВЭ, Протвино (1994, 2003, 2005), Международных Сахаровских конференциях по физике, ФИАН, Москва (2002, 2005, 2009), Международных семинарах "Quantum Symmetry. Supersymmetry", ОИЯИ, Дубна (2007, 2009). Результаты работы обсуждались также на семинарах Отдела теоретической физики ИФВЭ и семинарах Отдела теоретической физики ФИАН.

Результаты работы опубликованы в статьях [1-20], препринтах [21-29], а также представлены в виде докладов на конференциях [30-37].

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав основного текста и заключения. Список литературы — 192 наименования. Общий объем диссертации — 249 страниц.

Содержание работы

Во введении приводится подробная мотивация использования калибровочно инвариантного описания массивных полей с высшими спинами и формулируется конструктивный подход к построению взаимодействия, основанный на таком описании. Здесь же приводится краткое содержание диссертации.

В первой главе рассматривается калибровочно инвариантное описание массивных полей с высшими спинами в метрическом формализме, который является естественным обобщением хорошо известного метрического формализма в гравитации. Как известно, для безмассовых полей такой формализм оказался довольно простым и удобным: основной объект — полностью симметричный (спин-)тензор $\Phi_{(\mu_1 \dots \mu_s)}$ (дважды бесследовый для целых спинов $s \geq 4$ или трижды γ поперечный для полуцелых), а свободный безмассовый лагранжиан полностью определяется требованием калибровочной инвариантности относительно преобразований:

$$\delta \Phi_{(\mu_1 \dots \mu_s)} = \partial_{(\mu_1} \xi_{\mu_2 \dots \mu_s)}$$

где параметр является (спин-)тензором ранга $s-1$ (бесследовым или γ поперечным для целых и полуцелых спинов, соответственно). В то же время обычное (не калибровочно инвариантное) описание массивных полей потребовало введения целого набора вспомогательных полей так, что даже построение свободного лагранжиана оказалось нетривиальной задачей. Как показано в этой главе, для калибровочно инвариантного описания массивной частицы со спином s требуется набор безмассовых полей со спинами $s, s-1, \dots, 0(\frac{1}{2})$, при этом свободный лагранжиан полностью фиксируется требованием сохранения инвариантности относительно калибровочных преобразований всех полей со спинами $s \geq 1$, а фиксируя калибровку можно воспроизвести обычный формализм. Для массивной частицы с целым спином общая структура калибровочно инвариантного лагранжиана имеет вид (схематически):

$$\mathcal{L} \sim \sum_{k=0}^{s} [\Phi_k \partial^2 \Phi_k + m \Phi_k \partial \Phi_{k-1} + m^2 (\Phi_k \Phi_k + \Phi_k \Phi_{k-2})]$$

где мы используем компактные обозначения для тензоров $\Phi_{\mu_1 \dots \mu_k} = \Phi_k$, т.е. содержит кинетические члены для все полей, перекрестные члены с одной производной и массовые члены без производных. При этом калибровочные преобразования, оставляющие такой лагранжиан инвариантным, имеют вид:

$$\delta \Phi_k \sim \partial_{(1} \xi_{k-1)} + m[\xi_k + g_{(2} \xi_{k-2)}]$$

Для массивных частиц с полуцелым спином $s + 1/2$, поскольку они описываются лагранжианами первого порядка по производным, такое описание оказывается даже проще. Общая структура калибровочно инвариантного лагранжиана следующая:

$$\mathcal{L} \sim \sum_{k=0}^{s} [i \bar{\Psi}_k \hat{\partial} \Psi_k + m(\bar{\Psi}_k \Psi_k + i \bar{\Psi}_k \gamma \Psi_{k-1})]$$

а калибровочные преобразования имеют вид:

$$\delta \Psi_k \sim \partial_{(1} \xi_{k-1)} + m[i \gamma_{(1} \xi_{k-1)} + \xi_k + g_{(2} \xi_{k-2)}]$$

Важно, что такое описание имеет несингулярный безмассовый предел, в котором массивная частица со спином s распадается на безмассовые со спинами s, $s-1$, …, $0(1/2)$ и скачка в числе физических степеней свободы не происходит. Важным достоинством такого формализма оказывается и то, что без введения каких-либо добавочных полей такое описание одинаково хорошо работает не только в плоском пространстве Минковского, но и в пространствах (анти) де Ситтера, что позволяет исследовать специфические особенности полей в таких пространствах. Для полностью симметричных (спин-) тензоров безмассовый предел оказывается возможен только в пространстве анти де Ситтера, при этом массивная частица со спином s распадается на безмассовую частицу со спином s и массивную со спином $s-1$. В пространстве де Ситтера существует целый ряд т.н. частично безмассовых пределов, соответствующих специфическим для группы де Ситтера представлениям с числом степеней свободы промежуточным между безмассовыми и массивными частицами. В таком предел массивная частица со спином s распадается на частично безмассовую со спиральностями $\pm s, \pm(s-1), \ldots, \pm k$ и массивную со спином $(k-1)$.

Основная часть этой главы посвящена полностью симметричным (спин-)тензорам, при этом сначала подробно разбираются два конкретных (физически важных) случая частиц со спинами 2 и 5/2, а затем рассматривается обобщение на произвольные (полу)целые спины. Отметим здесь, что калибровочно инвариантное описание для массивных полей с произвольным полуцелым спином впервые было получено Мецаевым, однако оно приводится здесь в нашем формализме, так как эти результаты понадобятся в третье главе при построении массивных супермультиплетов с произвольными спинами.

Кроме того, в этой главе приводятся два конкретных примера того, что такое калибровочно инвариантное описание работает и для тензоров со смешанной симметрией. Из-за сложных свойств симметрии и структуры калибровочных преобразований таких полей, даже работа со свободной теорией оказывается довольно сложной. Гораздо более удобным, как видно из результатов второй главы, является использование реперного формализма.

Вторая глава посвящена калибровочно инвариантному описанию массивных частиц в реперном формализме, который является естественным обобщением хорошо известного тетрадного формализма в гравитации, использующего тетраду $e_\mu{}^a$ и Лоренцевскую связность $\omega_\mu{}^{ab}$. Для частиц с целыми спинами существование двух формализмов, метрического и реперного, связано с тем, что такие частицы можно описывать лагранжианами второго или первого порядка по производным, соответственно. Как и в случае гравитации, использование одного или другого формализма зависит от конкретной решаемой задачи, при этом реперный формализм с его элегантностью и геометрической природой оказывается гораздо удобнее при исследовании возможных взаимодействий полей с высшими спинами и алгебр, которые стоят за такими взаимодействиями.

В реперном формализме для описания безмассовой частицы со спином s вводится один форма $\Phi_\mu{}^{a_1 \dots a_{s-1}} = \Phi_\mu{}^{(a_{s-1})}$, полностью симметричная и бесследовая по локальным индексам и вспомогательное поле (аналог Лоренцевской связности) $\Omega_\mu{}^{(a_{s-1}),b}$, полностью симметричное по $s-1$ индексу, бесселедовое по всем локальным индексам и удовлетворяющее условию $\Omega_\mu{}^{(a_{s-1},b)} = 0$. Безмассовый лагранжиан, описывающий частицу с правильным числом степеней свободы, полностью определяется требованием инвариантности относительно двух локальных преобразований:

$$\delta \Phi_\mu{}^{(a_{s-1})} = \partial_\mu \xi^{(a_{s-1})} + \eta^{(a_{s-1})}{}_\mu, \qquad \delta \Omega_\mu{}^{(a_{s-1}),b} = \partial_\mu \eta^{(a_{s-1}),b}$$

где параметры $\xi^{(a_{s-1})}$ и $\eta^{(a_{s-1}),b}$ имеют те же свойства по локальным индексам, что и Φ и Ω. Как и в метрическом формализме, для описания массивной частицы со спином s требуется ввести набор безмассовых полей со спинами s, $(s-1)$, $\dots$, 0, при этом структура калибровочно инвариантного лагранжиана и преобразований, оставляющих его инвариантным, имеет вид:

$$\mathcal{L} \sim \sum [\Omega_k \Omega_k + \Omega_k \partial \Phi_k + m(\Omega_k \Phi_{k-1} + \Omega_{k-1} \Phi_k) + m^2 \Phi_k \Phi_k$$

$$\delta \Phi \sim \partial \xi + \eta + m \xi, \qquad \delta \Omega \sim \partial \eta + m \eta + m^2 \xi$$

Для описания свободной безмассовой частицы с полуцелым спином $s+1/2$ вспомогательное поле не требуется и достаточно только один формы $\Psi_\mu{}^{(a_{s-1})}$ (спинорный индекс подразумевается), которая является γ поперечной, т.е. $\gamma^{a_1} \Psi_\mu{}^{a_1 (a_{s-2})} = 0$. При этом правильное число степенней свободы требует, чтобы безмассовый лагранжиан также был инвариантен относительно двух локальных преобразований

$$\delta \Psi_\mu{}^{(a_{s-1})} = \partial_\mu \xi^{(a_{s-1})} + \eta^{(a_{s-1})}{}_\mu$$

Из-за отсутствия вспомогательного поля схематически структура калибровочно инвариантного лагранжиан массивной частицы и соответствующих калибровочных преобразований такая же, как и в метрическом формализме. Как и в метрическом формализме такое описание одинаково хорошо работает и в плоском пространстве Минковского, и в пространствах (анти) де Ситтера, при этом основные физические результаты, касающиеся безмассового и частично безмассовых пределов, естественно, те же.

Во втором разделе этой главы рассмотрены примеры калибровочно инвариантного реперного описания массивных тензоров со смешанной симметрией в пространствах (анти) де Ситтера с произвольной космологической постоянной и произвольной размерностью $d \geq 5$. Важное достоинство калибровочно инвариантного описания массивных полей состоит в том, что оно позволяет эффективно использовать все известные свойства безмассовых полей, используемых в качестве строительных блоков. Есть два различных подхода к реперному описанию безмассовых полей со смешанной симметрией. Для простоты, ограничимся здесь тензорами, соответствующими схемам Юнга с двумя рядами. Будем использовать обозначение $Y(k,l)$ для тензора $\Phi^{a_1\ldots a_k,b_1\ldots b_l}$, который симметричен по обеим группам индексов, полностью бесследов по всем индексам и удовлетворяет связи $\Phi^{(a_1\ldots a_k,b_1)b_2\ldots b_l} = 0$. В первом подходе для описания тензора $Y(k,l)$ $(k \neq l)$ в качестве основного физического поля используется один форма $e_\mu{}^{Y(k-1,l)}$. При этом только одна из двух калибровочных симметрий реализована явно и такой подход хорошо приспособлен для пространства анти де Ситтера. Для бозонных полей со смешанной симметрией был предложен формализм, использующий в качестве основного физического поля два форму $e_{\mu\nu}{}^{Y(k-1,l-1)}$, при этом обе калибровочные симметрии реализованы явно. Такой формализм хорошо работает в пространстве Минковского, в то время как деформация в пространство $(A)dS$ требует введения дополнительных полей. Для наших целей удобнее оказался второй подход.

Тензоры со смешанной симметрией вида $Y(k,l)$, $k \neq l$ имеют два калибровочных преобразования, которые к тому же являются приводимыми, что усложняет задачу определения набора безмассовых полей, необходимого для калибровочно инвариантного описания массивной частицы. Проведенный нами анализ показал, что для описания массивной частицы $Y(k,l)$ необходимы безмассовые поля

$Y(m,n)$ с $l \le m \le k$ и $0 \le n \le l$. При построении калибровочно инвариантного описания оказалось, что калибровочная инвариантность полностью фиксирует все параметры в лагранжиане и калибровочных преобразованиях, оставляя свободным только один параметр, имеющий размерность массы. Вряд ли можно дать какое-нибудь аккуратное определение того, что такое масса для (спин-)тензора со смешанной симметрией в пространствах (анти) де Ситтера и мы не пытались такое ввести. Вместо этого, мы просто использовали этот параметр для анализа всех возможных частично безмассовых пределов, которые для тензоров со смешанной симметрией существуют не только в пространстве де Ситтера, но и в пространстве анти де Ситтера.

В третьем разделе этой главы рассматривались спин-тензоры со смешанной симметрией. Как и в случае тензоров со смешанной симметрией, для наших целей удобнее оказалось использовать формализм, в котором обе симметрии реализованы явно. Поэтому прежде всего мы построили обобщение такого формализма на случай безмассовых спин-тензоров $Y(k+\frac{1}{2}, l+\frac{1}{2})$, соответствующих произвольным схемам Юнга с двумя рядами. Как и в бозонном случае, такое описание хорошо работает только в пространстве Минковского, в то время как деформация в пространство (анти) де Ситтера оказывается невозможной (за исключением спин-тензоров $Y(k+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})$, соответствующих прямоугольным схемам Юнга). Затем, используя такие безмассовые поля в качестве строительных блоков, мы рассмотрели калибровочно инвариантное описание массивных спин-тензоров в пространствах $(A)dS$ с произвольной космологической постоянной и произвольной размерностью $d \ge 5$ и исследовали все возможные безмассовые и частично безмассовые пределы.

Во многих случаях, особенно в пространствах с размерностью $d > 4$, приходится сталкиваться с ситуацией, когда одна и та же частица может описываться разными тензорными объектами. Мы будем называть такие формулировки дуальными. Обычная процедура построения таких дуальных версий основана на использовании лагранжианов первого порядка. Однако, такая процедура оказывается простой и однозначной только для полностью антисимметричных тензоров. В последнем разделе этой главы на двух конкретных примерах показано, что использование калибровочно инвариантного описания массивных полей позволяет сделать эту процедуру однозначной и для симметричных тензоров, и для тензоров со смешанной симметрией.

В третьей главе строится явная реализация массивных супермультиплетов. Очевидно, что в любой реалистической теории полей с высшими спинами большая часть из них должны быть массивными, а их калибровочные симметрии — спонтанно нарушенными. Это значит, что в любой суперсимметричной теории (как и в суперструне) такие частицы должны группироваться в массивные супермультиплеты. Хотя явная реализация безмассовых супермультиплетов с произвольными спинами была известна довольно давно, явной реализации массивных супермультиплетов до пор построено не было. Общие свойства суперпреобразований для безмассовых супермультиплетов просты:

$$\delta F \sim \partial B \eta, \qquad \delta B \sim (\bar{F}\eta)$$

т.е. преобразования фермионов содержат первые производные от бозонов, а преобразования для бозонов содержат фермионы без производных. При этом, выбирая канонические размерности бозонов и фермионов, а также соответствующую размерность параметра преобразования η, все коэффициенты можно сделать безразмерными. Рассмотрим теперь в качестве примера массивный супермультиплет с суперспином 1 (т.е. со старшим спином $\frac{3}{2}$). Такой мультиплет содержит четыре поля: спин-вектор Ψ_μ, два векторных поля A_μ и B_μ и спинор χ. Стартуя с известных суперпреобразований для безмассовых полей методом "проб и ошибок" можно прийти к следующему результату:

$$\begin{aligned}\delta\Psi_\mu &= -\frac{i}{4}\sigma^{\alpha\beta}\gamma_\mu C_{\alpha\beta}\eta + mC_\mu\eta - \\ &\quad -\frac{1}{m}(\partial_\mu + \frac{im}{2}\gamma_\mu)[\frac{1}{6}\sigma^{\alpha\beta}C_{\alpha\beta}\eta + \frac{2im}{3}\hat{C}\eta]\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\delta\bar{C}_\mu &= 2(\bar{\Psi}_\mu\eta) + \frac{2i}{\sqrt{3}}(\bar{\chi}\gamma_\mu\eta) - \frac{2}{m\sqrt{3}}\partial_\mu(\bar{\chi}\eta) \\
\delta\chi &= -\frac{1}{2\sqrt{3}}\sigma^{\alpha\beta}C_{\alpha\beta}\eta + \frac{im}{\sqrt{3}}\hat{C}\eta
\end{aligned}
$$

Здесь $C_\mu = A_\mu + \gamma_5 B_\mu$. В этих формулах можно выделить три типа членов. Во-первых, это члены, имеющие тот же вид, что и в безмассовом случае. Во-вторых, есть поправки к преобразованиям фермионов, содержащие бозонные поля без производных с коэффициентами, пропорциональными массе. Наконец, есть члены со старшими производными (до двух производных в законах преобразований фермионов и одной производной в преобразованиях для бозонов в данном конкретном случае) с коэффициентами, пропорциональными обратным степеням массы так, что теория не имеет безмассового предела. Более того, чем выше суперспин мы пытаемся рассмотреть, тем больше производных нам приходится вводить. Внимательно изучая структуры этих членов с высшими производными можно заметить, что они представляют собой калибровочные преобразования с зависящими от полей параметрами. Это, в свою очередь, позволяет предположить, что можно получить прямой и конструктивный способ реализации таких массивных супермультиплетов, используя калибровочно инвариантное массивных частиц с высшими спинами.

В этой главе показано, что массивные супермультиплеты могут быть построены из подходящего набора безмассовых супермультиплетов точно также, как массивная частица строится из безмассовых. При этом суперпреобразования, помимо обычных членов, соответствующих безмассовым супермультиплетам, будут содержать только поправки к суперпреобразованиям фермионов, содержащие бозонные поля без производных с коэффициентами, пропорциональными массе. Поправки же с высшими производными, типа приведенных выше, можно получить фиксируя калибровку. Действительно, если используя калибровочные симметрии положить все вспомогательные поля равными нулю, оставив только физические, то суперпреобразования необходимо будет дополнить калибровочными преобразованиями с зависящими от полей параметрами, восстанавливающими калибровку. Для простоты в этой главе мы ограничились рассмотрением массивных супермультиплетов в плоском пространстве Минковского, хотя такой подход работает и в пространстве анти де Ситтера.

В первом разделе этой главы мы рассмотрели массивные супермультиплеты со старшим спином $3/2$, а именно $N = 1, 2, 3$ супермультиплеты без центрального заряда и $N = 2, 4$ супермультиплеты с центральным зарядом. Важность таких супермультиплетов связана с тем, что в супергравитации частичный супер-Хиггс эффект $N \to N - k$, когда часть суперсимметрий остается ненарушенной, должен с необходимостью приводить к появлению k массивных супермультиплетов со спином $3/2$, соответствующих ненарушенным $N-k$ суперсимметриям. Поэтому построение таких супермультиплетов оказалось важной отправной точкой при исследовании проблемы спонтанного нарушения суперсимметрии в пятой главе.

Массивный супермультиплет со спином 2 и $N = k$ суперсимметриями содержит $2k$ частиц со спином $3/2$. Поскольку непротиворечивое описание каждой частицы со спином $3/2$ требует своей локальной суперсимметрии, должны быть $N = 2k$ локальных суперсимметрий спонтанно нарушенных так, что только $N = k$ глобальных суперсимметрий остаются ненарушенными. Во втором разделе этой главы построено лагранжевое описание всех массивных супермультиплетов со спином 2 для $k = 1, 2, 3, 4$ без центрального заряда (супермультиплеты с $k > 4$ содержат частицы со спином больше 2) используя калибровочно инвариантное описание массивных частиц, что позволило явно реализовать все скрытые $N = 2k$ суперсимметрии. Это, в свою очередь, позволяет исследовать модели расширенных супергравитаций, в которых такие массивные супермультиплеты могут возникать.

В третьем разделе рассмотрены массивные $N = 1$ супермультиплеты с произвольным (супер)спином. Хотя рассмотренные ранее случаи с суперспинами 1 и $3/2$ уже дали важную и полезную информацию, из-за специфических особенностей полей с низкими спинами этого оказалось недостаточно для обобщения на произвольные суперспины. Поэтому сначала рассмотрены еще два конкретных примера массивных супермультиплетов — с суперспинами 2 и 5/2. Затем, поскольку структура массивных супермультиплетов для целых и полуцелых суперспинов оказалась различной, рассмотрены произвольные целые и полуцелые суперспины по отдельности.

Четвертая глава носит в основном иллюстративный характер. В ней с точки зрения конструктивного подхода (имея ввиду дальнейшие обобщения на высшие спины) рассматриваются хорошо известные примеры теорий с массивными векторными полями, основанные на нелинейных реализациях, механизме Хиггса, а также связанные с бесконечномерными алгебрами (которые появляются, например, при размерной редукции). Более того, в ходе такого рассмотрения удалось найти новый класс калибровочных теорий, занимающий (в некотором смысле) промежуточное положение между абелевыми и неабелевыми калибровочными теориями. На первый взгляд такие теории выглядят весьма экзотическими, однако, как видно из результатов пятой главы, они играют решающую роль в проблеме спонтанного нарушения суперсимметрии.

Пятая глава посвящена проблеме спонтанного нарушения суперсимметрии в расширенных супергравитациях. Как хорошо известно, суперсимметричная феноменология основывается на т.н. Стандартной суперсимметричной модели, которая является $N = 1$ суперсимметричным расширением Стандартной модели. При этом для получения реалистического спектра масс важную роль играют т.н. мягко нарушающие симметрию члены, которые могут быть получены как результат спонтанного нарушения суперсимметрии в $N = 1$ супергравитации в пределе $m_{pl} \to \infty$, когда супергравитация (точнее, весь скрытый сектор) отделяется от мультиплетов материи. В $N = 1$ супергравитации, с ее богатым (функциональным) произволом удается построить широкий класс моделей, допускающих спонтанное нарушение суперсимметрии, однако такое нарушение, как правило, сопровождается возникновением космологического члена, а его отсутствие достигается тонкой настройкой параметров.

Теории, основанные на расширенных $N \geq 2$ супергравитациях и не имеющие столь громадного произвола, могли бы привести к интересным моделям с высокой предсказательной силой. Помимо двух основных задач, общих с $N = 1$ супергравитацией — спонтанного нарушения суперсимметрии и калибровочной симметрии, в моделях расширенных супергравитаций есть трудности и с получением киральных фермионов. Дело в том, что до нарушения суперсимметрии все такие теории автоматически являются векторoподобными, более того векторoподобность сохраняется и после спонтанного нарушения суперсимметрии, если масштабы нарушения отдельных суперсимметрий совпадают (а гравитино имеют одинаковые массы). Таким образом, принципиальным для возможности обсуждать такие модели является существование механизма спонтанного нарушения расширенной суперсимметрии, допускающего нарушение суперсимметрии с несколькими, существенно отличными масштабами. При этом наиболее привлекательным представляется сценарий, когда расширенная суперсимметрия нарушается сначала до $N = 1$ суперсимметрии на некотором высоком масштабе (порядка масштаба великого объединения), а затем остаточная суперсимметрия нарушается уже с масштабом, характерным для стандартной модели.

Исследованию возможности такого нарушения и посвящена эта глава. Основная идея подхода к проблеме проста. Если предположить, что действительно существуют модели, допускающие нарушение с двумя или более существенно различными масштабами, то также естественно предполагать, что такие модели должны допускать в качестве предельного случая и т.н. частичный супер-Хиггс эффект, когда одна или более суперсимметрий остается ненарушенной, а соответствующие им гравитино — безмассовыми. При этом все поля, в том числе массивные гравитино, соответствующие нарушенным суперсимметриям, группируются в массивные супермультиплеты ненарушенной суперсимметрии. Поэтому структуру моделей, допускающих такое нарушение, можно понять исследуя взаимодействие ненарушенной супергравитации с массивными супермультиплетами со спином $3/2$. Важную роль при этом играет реализация таких супермультиплетов, приведенная в третьей главе. Дело не только в том, что эта реализация основа на калибровочно инвариантном описании массивных частиц со спинами $3/2$ и 1, что адекватно спонтанному нарушению, но и в том, что массивный супермультиплет строится из коллекции безмассовых, что позволяет эффективно использовать всю имеющуюся информацию по взаимодействию супергравитации с безмассовыми супермультиплетами.

В первых трех разделах этой главы исследуется спонтанное нарушение суперсимметрии в $N = 2$, $N = 3$ и $N = 4$ супергравитациях, соответственно. Во всех трех случаях удалось найти механизм спонтанного нарушения суперсимметрии с автоматически (без тонкой подстройки) равным нулю космологическим членом, допускающий все виды частичного супер-Хиггс эффекта $N = 2 \to N = 1$, $N = 3 \to N = 2$, $N = 3 \to N = 1$ и т.д. При этом важную роль играют экзотические калибровочные симметрии, соответствующие нильпотентным комбинациям компактных и некомпактных генераторов, которые обсуждались в четвертой главе. Во всех случаях мы уделяем особое внимание тому, что происходит с мультиплетами материи, т.е. тому, как спонтанное нарушение суперсимметрии передается из скрытого сектора в сектор материи.

Во всех случаях оказалось также, что важную роль играет существование дуальных версий расширенных супергравитаций, связанное с тем, что не все симметрии уравнений движения таких теорий являются симметриями лагранжиана. До включения калибровочного взаимодействия такие дуальные версии полностью эквивалентны, поскольку уравнения движения совпадают, однако они отличаются тем, какая подгруппа полной группы симметрии уравнений движения является группой симметрии лагранжиана, т.е. группой глобальных симметрий. Это, в свою очередь, определяет то, какую подгруппу этой группы можно сделать локальной, включив калибровочное взаимодействие, что в расширенных супергравитациях полностью определяет такие физически важные вещи как потенциал скалярных полей, структуру Юкавских взаимодействий, вакуумные средние, нарушение симметрии, космологический член и т.д. В четвертом разделе исследованы наиболее общие дуальные версии $N = 2, 3, 4$ супергравитаций и их связь со спонтанным нарушением суперсимметрии.

После того, как результаты этой главы были получены и опубликованы, исследования на эту тему продолжались, в том числе и для супергравитаций в пространствах с размерностью $d > 4$. Отметим, однако, что никакого принципиально иного механизма спонтанного нарушения суперсимметрии, чем описанный в этой главе, предложено не было. Во всех случаях ключевую роль играет выбор дуальной версии (т.е. выбор глобальной симметрии) и выбор калибровочной группы, содержащей абелевые трансляции.

В шестой главе приводятся результаты использования конструктивного подхода к исследованию возможных взаимодействий массивной частицы со спином 2. При этом такую частицу можно понимать и как гравитон, обладающий ненулевой массой, так и как независимую от гравитона массивную частицу, которая может быть и заряженной. Две основные проблемы возникают при попытке ввести ненулевую массу гравитона. Первая связана с т.н. "шестой" степенью свободы. Дело в том, что хотя для свободной частицы нетрудно найти структуру массового члена, гарантирующую правильные пять степеней свободы, при включении взаимодействия как правило возникает шестая "духовая" степень свободы. Вторая проблема связана с тем, что в плоском фоновом пространстве безмассовый предел массивной теории приводит к отличным от строго безмассовой теории результатам для взаимодействия с материей. Это означает, что даже при сколь угодно малой массе гравитона предсказания такой теории будут существенно отличаться уже для наблюдений в рамках Солнечной системы. В то же время, при ненулевом значении космологического члена фонового пространства это эффект не наблюдается.

В первом разделе исследовано самодействие такой массивной частицы со спином 2. Показано, что в линейном приближении самодействие можно построить для произвольной размерности пространства и произвольного значения космологического члена фонового пространства, ограничиваясь лагранжианами, содержащими не более двух производных. Единственное исключение — частично безмассовая частица, для которой это возможно только в размерности $d = 4$. Одним из результатов является кубическая поправка к массовому члену Фирца-Паули, которая гарантирует правильное число степеней свободы. Подчеркнем, что в силу линейности результаты такого исследования не зависят от присутствия в системе других полей и являются модельно независимыми (с точностью до ограничения числа производных). Вместе с тем выход за рамки линейного приближения с необходимостью требует ведения высших производных и/или дополнительных полей.

Во втором разделе исследовано взаимодействие массивной частицы со спином 2 с материей, т.е. частицами со спинами 1, 1/2 и 0. Во всех рассмотренных случаях указанная выше проблема проявляется в том, что константа взаимодействия скалярной компоненты массивного спина 2 с полями материи определяется комбинацией $m/\sqrt{m^2 - (d-2)\kappa}$. При этом при ненулевом значении космологического члена в безмассовом пределе эта константа обращается в 0 и результат в точности сводится к обычному взаимодействию безмассовой частицы со спином 2 и материи. В то же время в плоском пределе этот параметр стремится к 1 и больше не зависит от массы, при этом даже в безмассовом пределе остается нетривиальный вклад скалярной компоненты. Единственное исключение — безмассовое векторное поле, что связано с конформной инвариантностью последнего.

Если рассматривать массивную частицу со спином 2 как независимую от гравитона частицу, то в первую очередь представляет интерес исследовать гравитационное и электромагнитное взаимодействия, чему и посвящены третий и четвертый разделы этой главы. В обоих случаях линейное приближение удается построить, хотя выход за рамки линейного приближения с большой вероятностью потребует введения дополнительных полей в систему (число которых может быть и бесконечным).

С точки зрения обобщения на высшие спины значительный интерес представляет пример с электромагнитным взаимодействием. Как хорошо известно, для безмассовой частицы со спином $s \geq 2$ в плоском пространстве включить такое взаимодействие не удается, так как замена производных на ковариантные приводит к неинвариантности лагранжиана, которую невозможно скомпенсировать неминимальными взаимодействиями и/или поправками к калибровочным преобразованиям. Вместе с тем, мы показали, что для безмассовой частицы со спином 2 в пространстве (анти) де Ситтера такое включение возможно за счет неминимальных взаимодействий с тремя производными (и соответствующих поправок к калибровочным преобразованиям). Более того, те же неминимальные члены позволили построить модель электромагнитного взаимодействия для массивной частицы в пространстве с произвольным космологическим членом, в которой электрический заряд связана с массой и космологическим членом соотношением $e_0 \sim (m^2 - (d-2)\kappa)$. Таким образом такая модель интерполирует между безмассовой частицей в пространстве с ненулевым космологическим членом и массивной частицей в плоском пространстве.

Наконец в последнем разделе мы исследуем дуальную формулировку гравитации, в которой основным динамическим объектом является лоренцевская связность. Такие альтернативные формулировки могут представлять интерес в связи с проблемами, которые возникают в обычном описании.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Список литературы

[1] Yu. M. Zinoviev *"Self-interaction of abelian vector fields"*, Phys. Let. **262B** (1991) 285.

[2] Yu. M. Zinoviev *"Spontaneous Symmetry Breaking in $N = 2$ Supergravity with Matter"*, Int. J. Mod. Phys. A. **7** (1992) 7515.

[3] Ю. М. Зиновьев, В. А. Цокур *"Спонтанное нарушение суперсимметрии в $N = 3$ супергравитации с материей"*, Ядерная Физика **59** (1996) 1169.

[4] Ю. М. Зиновьев, В. А. Цокур *"Спонтанное нарушение суперсимметрии в $N = 4$ супергравитации с материей",* Ядерная Физика **59** (1996) 2277.

[5] V. A. Tsokur, Yu. M. Zinoviev *"Dual versions of extended supergravities",* Phys. Lett. **B378** (1996) 120.

[6] Yu. M. Zinoviev *"Dual versions of $N = 2$ supergravity and spontaneous supersymmetry breaking",* Class. Quant. Grav. **12** (1995) 1355.

[7] Ю. М. Зиновьев, С. М. Клишевич *"Об электромагнитных взаимодействиях массивной частицы со спином 2",* arXiv:hep-th/9708150, Ядерная Физика **61** (1998) 1527.

[8] Yu. M. Zinoviev *"On Dual Formulations for Massive Tensor Fields",* arXiv:hep-th/0504081, JHEP **10** (2005) 075.

[9] Yu. M. Zinoviev *"On Dual Formulations of Gravity",* arXiv:hep-th/0504210,0506217, JHEP **0610** (2006) 009.

[10] Yu. M. Zinoviev *"On massive spin 2 interactions",* arXiv:hep-th/0609170, Nucl. Phys. **B770** (2007) 83-106.

[11] Yu. M. Zinoviev *"Massive supermultiplets with spin 3/2",* arXiv:hep-th/0703118, JHEP **05** (2007) 092.

[12] Yu. M. Zinoviev *"Massive N=1 supermultiplets with arbitrary superspins",* arXiv:0704.1535, Nucl. Phys. **B785** (2007) 98-114.

[13] Yu. M. Zinoviev *"On spin 3 interacting with gravity",* Class. Quantum Grav. **26** (2009) 035022.

[14] Yu. M. Zinoviev *"On spin 2 electromagnetic interactions",* arXiv:0806.4030, Mod. Phys. Lett. **A24** (2009) 17.

[15] Yu. M. Zinoviev *"Frame-like gauge invariant formulation for massive high spin particles",* arXiv:0808.1778, Nucl. Phys. **B808** (2009) 185.

[16] Yu. M. Zinoviev *"Towards frame-like gauge invariant formulation for massive mixed symmetry bosonic fields"*, arXiv:0809.3287, Nucl. Phys. **B812** (2009) 46.

[17] Yu. M. Zinoviev *"On massive spin 2 electromagnetic interactions"*, arXiv:0901.3462, Nucl. Phys. **B821** (2009) 431.

[18] Yu. M. Zinoviev *"Note on antisymmetric spin-tensors"*, JHEP **04** (2009) 035.

[19] Yu. M. Zinoviev *"Frame-like gauge invariant formulation for mixed symmetry fermionic fields"*, arXiv:0904.0549, Nucl. Phys. **B821** (2009) 21.

[20] Yu. M. Zinoviev *"Towards frame-like gauge invariant formulation for massive mixed symmetry bosonic fields. II. General Young tableau with two rows"*, arXiv:0907.2140, to be published in Nucl. Phys. **B**.

[21] Yu. M. Zinoviev *"Gauge invariant description of massive high spin particles"*, Preprint 83-91, IHEP, Protvino, 1983.

[22] V. A. Tsokur, Yu. M. Zinoviev *"$N = 2$ supergravity models, based on the non-symmetric quaternionic manifolds. I. Symmetries and Lagrangians"*, arXiv:hep-th/9605134.

[23] V. A. Tsokur, Yu. M. Zinoviev *"$N = 2$ supergravity models, based on the non-symmetric quaternionic manifolds. II. Gauge interactions"*, arXiv:hep-th/9605143.

[24] V. A. Tsokur, Yu. M. Zinoviev *"$N = 2$ Supergravity Models with Gauge Kac-Moody Groups"*, arXiv:hep-th/9607034.

[25] Yu. M. Zinoviev *"On Massive High Spin Particles in (A)dS"*, arXiv:hep-th/0108192.

[26] Yu. M. Zinoviev *"Massive Spin-2 Supermultiplets"*, arXiv:hep-th/0206209.

[27] Yu. M. Zinoviev *"On Massive Mixed Symmetry Tensor Fields in Minkowski space and (A)dS"*, arXiv:hep-th/0211233.

[28] Yu. M. Zinoviev *"First Order Formalism for Mixed Symmetry Tensor Fields",* arXiv:hep-th/0304067.

[29] Yu. M. Zinoviev *"First Order Formalism for Massive Mixed Symmetry Tensor Fields in Minkowski and (A)dS Spaces",* arXiv:hep-th/0306292.

[30] Yu. M. Zinoviev *"The Role of Poincare Group in Elementary Particle Physics",* In Proceedings of *XVII workshop on the fundamental problems of high energy physics and field theory*, page 189, Protvino, June 27 — July 1 1994.

[31] Yu. M. Zinoviev *"Massive Spin-2 Supermultiplets",* Report on *Third International Sakharov Conference on Physics*, Moscow, June 24-29 2002.

[32] Yu. M. Zinoviev *"Mixed Symmetry Tensor Fields in Minkowski and (A)dS Spaces",* In Proceedings of *XXVI workshop on the fundamental problems of high energy physics and field theory*, page 121, Protvino, July 2-4 2003.

[33] Yu. M. Zinoviev *"On Dual Formulations of Massive Tensor Fields",* Report on *International Conference on Theoretical Physics*, Moscow, April 11-16 2005.

[34] Yu. M. Zinoviev *"On Dual Formulations of Gravity",* Report on *XXVIII workshop on the fundamental problems of high energy physics and field theory*, Protvino, July 2-4 2005.

[35] Yu. M. Zinoviev *"Massive supermultiplets with high spin particles",* Report on *International Workshop "Supersymmetry. Quantum symmetry"*, JINR, Dubna, July 30 - August 04 2007.

[36] Yu. M. Zinoviev *"On frame-like gauge invariant formulation for mixed symmetry fields",* Report on *Fourth International Sakharov Conference on Physics*, Moscow, May 18-23 2009.

[37] Yu. M. Zinoviev *'On massive spin 2 electromagnetic interactions"*, Report on *International Workshop "Supersymmetry. Quantum symmetry"*, JINR, Dubna, July 29 - August 03 2009.

Рукопись поступила 23 октября 2009 г.

Ю.М.Зиновьев
Калибровочно инвариантное описание массивных частиц и их взамодействия.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы LaTeX.

Редактор

Подписано к печати 23.10.2009. Формат $60 \times 84/8$.
Офсетная печать. Печ.л. 2,27. Уч.-изд.л. 2,05. Тираж 100. Заказ 48.
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2009–17, И Ф В Э, 2009