УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА РАН

На правах рукописи

СКВОРЦОВ Евгений Дмитриевич

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ В ПРОСТРАНСТВАХ МИНКОВСКОГО И (АНТИ)-ДЕ СИТТЕРА В РАМКАХ РАЗВЁРНУТОГО ФОРМАЛИЗМА

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2010

Работа выполнена в Отделении теоретической физики им. И.Е. Тамма Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Васильев Михаил Андреевич
Учреждение Российской академии наук
Физический институт им. П.Н. Лебедева
РАН, г. Москва

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
Белавин Александр Абрамович
Учреждение Российской академии наук
Институт теоретической физики
им. Л.Д. Ландау РАН, г. Черноголовка

кандидат физико-математических наук,
Зиновьев Юрий Михайлович
Государственный научный центр
Институт физики высоких энергий,
г. Протвино

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук
Институт ядерных исследований РАН,
г. Москва

Защита состоится 24 мая 2010 года в __:__ч. на заседании диссертационного совета Д 002.023.02 при Физическом Институте им. П.Н. Лебедева РАН по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физического Института им. П.Н. Лебедева РАН или на сайте `http://td.lpi.ru/`.

С авторефератом диссертации можно ознакомиться на сайте `http://td.lpi.ru/`.

Автореферат разослан «__» апреля 2010 года.

Ученый секретарь Диссертационного Совета Д 002.023.02
доктор физико-математических наук Я.Н. Истомин

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена исследованию калибровочных полей наиболее общего тензорного типа в пространствах Минковского и (анти)-де Ситтера произвольной размерности.

Актуальность темы. Построение теории квантовой гравитации и фундаментальной теории всех взаимодействий представляются одними из наиболее важных проблем в физике высоких энергий. Основным кандидатом, способным решить обе задачи, является теория суперструн, формулировка которой включает: дополнительные пространственные измерения, суперсимметрию, а также башню массивных тензорных возбуждений всех рангов — в настоящее время не очевидно, насколько всё это необходимо для квантования гравитации. Кроме того и в самой теории струн имеются открытые вопросы, например, выявление её скрытых симметрий.

В рамках теории поля актуален вопрос о поиске нетривиальных взаимодействующих теорий, спектр которых аналогичен теории струн, что важно как для развития полевого взгляда на теорию струн, так и для более глубокого понимания самой теории поля.

Фундаментальное значение в теории поля имеет калибровочная симметрия, которая играет определяющую роль при построении нелинейных теорий, фиксируя типы возможных взаимодействий.

На данный момент известно не так много калибровочных теорий поля со взаимодействиями. К основным следует отнести: теорию Янга-Миллса, на основе которой построена Стандартная модель электрослабых взаимодействий и хромодинамика, теорию гравитации Эйнштейна, теории супергравитации. Также сюда следует включить теорию Васильева[1], спектр которой содержит калибровочные поля всех спинов от нуля до бесконечно-

теория	спектр полей: кратность $\times$ спин (s), масса $=0$
Янг-Миллс	$N \times (s=1)$, N-размерность группы Ли
гравитация	$1 \times (s=2)$
$\mathcal{N}$-супергравитация	$1 \times (s=2) + \mathcal{N} \times (s=\frac{3}{2}) + ...,\quad \mathcal{N}=1,2,...,8$
теория Васильева	$\sum_{s=0}^{\infty} N \times (s)$, N-размерность группы Ли

[1] M. A. Vasiliev, *Phys. Lett.* **B243** (1990) 378–382.

сти, что делает её похожей на теорию струн. Последняя теория в фазе с ненарушенными калибровочными симметриями требует ненулевой космологической постоянной, а также содержит бесконечное число вершин взаимодействий, аналогично теории гравитации. Исследование полей произвольного спина составляет предмет теории полей *высших спинов*.

В настоящее время наибольший интерес представляют теории поля в пространствах Минковского, де Ситтера (дС) и анти-де Ситтера (АдС) — максимально симметричных решениях уравнений Эйнштейна с космологической постоянной: нулевой, положительной и отрицательной соответственно. Активное развитие теорий супергравитации и суперструн делает актуальными исследования теорий поля в пространстве размерности большей четырёх, $\mathsf{d} > 4$.

При $\mathsf{d} > 4$ понятие спина значительно усложняется. Спин частицы в d-мерном пространстве задаётся не одним (полу)целым числом, а последовательностью таких чисел, определяющих тензор физических поляризаций частицы. Соответствующие поля называются полями *смешанного(произвольного) типа симметрии*, так как описываются тензорами, не являющимися только симметричными или антисимметричными. С общей точки зрения поля спина s, исчерпывающие классификацию при $\mathsf{d} = 4$, отвечают частному случаю полностью симметричных тензорных полей.

Изучение полей *произвольного типа симметрии* актуально поскольку
• Спектр теории струн содержит массивные поля *произвольного типа симметрии*. Масштаб массы задаётся струнным натяжением α'^{-1}. Поэтому, в пределе нулевого натяжения следует ожидать[2] перехода теории струн в некоторую теорию взаимодействующих безмассовых, т.е. калибровочных, полей *произвольного типа симметрии*.
• Обратная гипотеза состоит в том, что сама теория струн может получаться путём некоторого нарушения симметрий в теории калибровочных полей *произвольного типа симметрии*.
• В рамках гипотезы АдС/КТП-соответствия[3] теория Васильева должна быть дуальна[4] $O(N)$-сигма модели. Для изучения в рамках дуальности

[2] D. J. Gross, Phys. Rev. Lett. **60**, 1229 (1988).
[3] J. M. Maldacena, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998).
[4] I. R. Klebanov and A. M. Polyakov, Phys. Lett. B **550**, 213 (2002).

«гравитация/калибровочная теория»[5] физически более интересных моделей, где с полевой стороны дуальности присутствует, например, КХД, необходимо развивать теорию полей *смешанного типа симметрии*, которые появляются уже в пятимерном пространстве анти-де Ситтера, $АдС_5$.

• В теориях *высших спинов* снимается ограничение $\mathcal{N} \leq 8$ на количество суперсимметрий в супергравитации, что даёт ещё бо́льшую надежду на построение конечной квантовой теории гравитации в рамках теории поля.

Что касается массивных полей, то они могут в определённом смысле считаться производными от безмассовых, получаясь из последних за счёт некоторого механизма Хиггса нарушения симметрий. Также массивные поля допускают формулировку в терминах наборов безмассовых полей[6], что позволяет формулировать их как калибровочные теории.

В пространстве (анти)-де Ситтера благодаря наличию космологической постоянной ($\Lambda \neq 0$), действующей эффективно как некоторый потенциал, даже безмассовые поля имеют ненулевые массовые слагаемые в волновом уравнении. Ввиду этого безмассовые поля удобно определять как калибровочные поля. Такой принцип, конечно, применим и в пространстве Минковского ($\Lambda = 0$).

Калибровочные поля *смешанного типа симметрии* проявляют ряд необычных свойств при $\Lambda \neq 0$ по сравнению со случаем $\Lambda = 0$. Так, теория уже не определяется однозначно спином поля[7], и существуют несколько неэквивалентных теорий с данным спином. Также при $\Lambda \neq 0$ появляются частично-безмассовые поля[8], число степеней свободы которых оказывается промежуточным между массивными и безмассовыми полями.

Из ранее полученных фундаментальных результатов в теории калибровочных полей *смешанного типа симметрии* следует выделить формулировку Лабастиды[9] для свободных полей в пространстве Минковского.

Методы и подходы. Основным методом, используемым в диссертации, является развёрнутый подход[10], оказавшийся наиболее эффективным в задаче о поиске теории со взаимодействиями, включающей в себя калибро-

---

[5] S. S. Gubser, I. R. Klebanov and A. M. Polyakov, Phys. Lett. B **428**, 105 (1998).
[6] Yu. M. Zinoviev, On massive high spin particles in AdS, hep-th/0108192.
[7] R. R. Metsaev, *Phys. Lett.* **B354** (1995) 78–84.
[8] S. Deser and R. I. Nepomechie, *Ann. Phys.* **154** (1984) 396.
[9] J. M. F.Labastida, *Nucl. Phys.* **B322** (1989) 185.
[10] M. A. Vasiliev, *Phys. Lett.* **B209** (1988) 491–497.

вочные поля *высших спинов.* Данный подход, в частности, обобщает тетрадную формулировку гравитации на случай полей спина s. Развёрнутый подход есть специальная форма записи уравнений движения, которая гарантирует их общекоординатную и калибровочную инвариантность, а также оказывается тесно связан с теорией представлений группы симметрий пространства-времени. Развёрнутую формулировку допускают любые теории, например, теории Янга-Миллса и гравитации[11].

Целью работы является построение развёрнутой формулировки для калибровочных полей *смешанного типа симметрии* в пространствах Минковского и (анти)-де Ситтера произвольной размерности, а также построение действия для таких полей.

Научная новизна. Все основные результаты диссертации являются оригинальными и получены впервые.

Научная и практическая ценность диссертационной работы состоит в возможности непосредственного применения полученных в ней результатов к теории полей *высших спинов*, теориям поля в пространстве произвольной размерности, для исследовании полевых моделей, связанных с теорией струн и супергравитацией.

В представленных работах сделаны важные шаги в развитии теории свободных калибровочных полей *произвольного типа симметрии*, на основе которых предполагается исследовать вопрос об их взаимодействиях.

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 5 статей в журналах из списка рекомендованных ВАК РФ, [1-5].

Апробация работы. Результаты настоящего исследования были представлены на следующих научных конференциях и семинарах: 7-ой международный семинар «Суперсимметрии и квантовые симметрии», ОИЯИ, г. Дубна, 30 июля — 4 августа, 2007; 15-ый международный семинар по физике высоких энергий, Кварки-2008, г. Сергиев Посад, 23–29 мая, 2008; приглашённый доклад на семинаре в Scuola Normale Superiore, г. Пиза, Италия, 18 ноября, 2008; 2-ая международная конференция по полевой теории струн и связанным проблемам, Математический институт им. В.А. Стеклова РАН, г. Москва, 12–19 апреля, 2009; 4-ая международная Сахаровская конференция по физике, 18–23 мая, 2009, Физический Ин-

[11] M. A. Vasiliev, Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys. **3**, 37 (2006).

ститут им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва; 8-ой международный семинар «Суперсимметрии и квантовые симметрии», ОИЯИ, г. Дубна, 29 июля — 3 августа, 2009; семинар отделения теоретической физики Физического института им. П.Н. Лебедева РАН; семинар Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН.

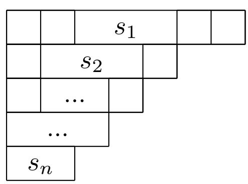
Структура диссертации и объем работы. Диссертация содержит 200 страниц и состоит из введения, двух глав с описанием предметной области и используемых методов, четырёх глав с описанием результатов, выводов, библиографии, включающей 210 источников, и четырёх приложений.

Краткое содержание работы

Во **введении** описана история вопроса и основные ранее полученные результаты в теории полей *смешанной симметрии*, проводятся параллели с другими теориями поля и теорией струн. Рассматриваются качественные особенности калибровочных полей в пространствах с ненулевой космологической постоянной Λ по сравнению с пространством Минковского. Сформулированы задачи диссертации.

В **первой главе** даётся полное описание всех возможных типов калибровочных полей в пространствах Минковского ($\Lambda = 0$) и (анти)-де Ситтера ($\Lambda \neq 0$) произвольной размерности. Новый результат состоит в получении полной классификации полей в пространстве (анти)-де Ситтера.

Спин частицы, т.е. тензор физических поляризаций, во всех рассматриваемых случаях преобразуется как представление ортогональной группы $SO(N)$. Само N зависит от размерности пространства d, а также от того равна или нет нулю космологическая постоянная Λ. Неприводимое представление $SO(N)$ задаётся набором n, $n = [N/2]$, (полу)целых неотрицательных чисел $\left(s_1+(\frac{1}{2}), ..., s_n+(\frac{1}{2})\right)$, $s_i \geq 0$, $s_i \geq s_{i+1}$, который удобно изображать диаграммой Юнга $\mathbf{S} = \mathbb{Y}(s_1, ..., s_n)$, представляющей собой таблицу из n строк, в i-ой строке которой находится s_i клеток. Каждой диаграмме Юнга отвечает определённый тип симметрии тензора, ранг которого равен числу клеток в ней.

$\mathbf{S} =$ 

Полевое описание на массовой оболочке удобно строить в терминах потенциалов. Потенциал $\phi^{\mathbf{S}}(x)$ поля спина $\mathbf{S}$ есть тензор группы Лоренца $SO(\mathsf{d}-1,1)$ с типом симметрии, определяемым той же диаграммой $\mathbf{S}$, что и спин. На потенциал $\phi^{\mathbf{S}}$ наложены все лоренц-ковариантные условия[12]

$$(\Box + m^2)\phi^{\mathbf{S}} \equiv (\Box + m^2)\phi^{a(s_1),\dots,u(s_n)} = 0, \tag{1}$$

$$D_m \phi^{a(s_1),\dots,mc(s_i-1),\dots,u(s_n)} = 0, \qquad i = 1,\dots,n, \tag{2}$$

$$\text{свёртка любых двух индексов (след)}\,\phi^{\mathbf{S}} = 0, \tag{3}$$

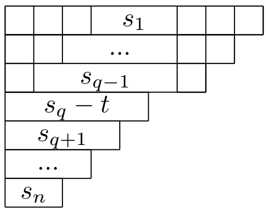
где $\Box \equiv D_m D^m$ и D_m — ковариантная производная в пространстве (анти)-де Ситтера или Минковского.

Результат состоит в том, что при $\Lambda \neq 0$ тип калибровочного поля однозначно определяется спином $\mathbf{S}$, а также двумя дискретными параметрами q, t. Причём калибровочная симметрия у уравнений (1)-(3) возникает при

$$m^2(\mathbf{S},q,t) = \Lambda\Big(E_0(E_0 - \mathsf{d} + 1) - \sum_i s_i\Big), \qquad E_0(q,t) = \mathsf{d} + s_q - t - q - 1. \tag{4}$$

Закон калибровочных преобразований содержит t производных, а тип симметрии калибровочного параметра $\xi^{\mathbf{G}(q,t)}$ задаётся диаграммой $\mathbf{G}$, полученной удалением t клеток от q-ой строки $\mathbf{S}$, при условии, что $\mathbf{G}$ тоже диаграмма. Поля с $t = 1$ и $t > 1$ принято называть безмассовыми и частично-безмассовыми соответственно. Данный результат обобщает ранее известные случаи $(\mathbf{S}, q, t = 1)$ безмассового поля произвольного спина $\mathbf{S}$ и частично-безмассового поля спина s, $(\mathbb{Y}(s), q = 1, t = 2...s)$. В пространстве анти-де Ситтера унитарно только поле с минимальным q и $t = 1$.

$\mathbf{G}(\mathbf{S},q,t) =$



Как хорошо известно, в пространстве Минковского ($\Lambda = 0$) калибровочная симметрия у уравнений (1)-(3) возникает только при $m^2(\mathbf{S},q,t) = 0$, что следует, в частности, из (4). Теории с $t > 1$ приводимы и не рассматриваются. Поэтому калибровочная теория однозначно определяется спином $\mathbf{S}$, а в закон калибровочных преобразований входят все параметры $\xi^{\mathbf{G}(q,1)}$.

[12] Группа k симметричных индексов $a_1...a_k$ обозначается $a(k)$. По группам индексов, отделённых запятой, подразумевается выполнение юнговских условий.

	Минковский	(анти)-де Ситтер
спин калибровочного поля	$\mathfrak{so}(\mathsf{d}-2)$	$\mathfrak{so}(\mathsf{d}-1)$
масса калибровочного поля	0	$m^2(\mathbf{S},q,t)$
параметры, определяющие калибровочную теорию	спин $\mathbf{S}$	спин $\mathbf{S}$, q, t
закон калибровочных преобразований	$\delta\phi^{\mathbf{S}} = \sum_i \partial\xi^{\mathbf{G}(i,1)}$	$\delta\phi^{\mathbf{S}} = \overbrace{D...D}^{t}\xi^{\mathbf{G}(q,t)}$

Проблема полевого описания состоит в том, чтобы построить формулировку, в которой ни поля, ни калибровочные параметры не подчинены дифференциальным условиям. В частности, это нужно для построения лагранжиана. Бесследовость $\phi^{\mathbf{S}}$ влечёт условия вида (2) для калибровочных параметров. Поэтому потенциал $\phi^{\mathbf{S}}$ должен быть заменён некоторым *расширением* $\bar{\phi}^{\mathbf{S}}$ — тензорным полем того же типа симметрии, но подчинённым более слабым следовым условиям. Для полей произвольного спина $\mathbf{S}$ в пространстве Минковского такие условия были найдены Лабастидой[9], а для полей $(\mathbf{S},q,t)$ — в настоящей диссертации.

Вторая глава не содержит новых результатов и посвящена описанию формализма разворачивания, являющегося основным методом, используемым в диссертации. Говорится, что некоторый набор дифференциальных уравнений имеет развёрнутый вид, если он может быть записан как равенство нулю напряжённостей вида

$$R^{\mathcal{A}} \equiv dW^{\mathcal{A}} + F^{\mathcal{A}}(W) = 0, \tag{5}$$

где $W^{\mathcal{A}}$ — набор дифференциальных форм на некотором d-мерном многообразии $\mathcal{M}_{\mathsf{d}}$ со значениями в некоторых векторных пространствах, которые обозначаются индексами $\mathcal{A}$; $|\mathcal{A}|$ есть степень $W^{\mathcal{A}}$ как дифференциальной формы; d – внешний дифференциал на $\mathcal{M}_{\mathsf{d}}$; $F^{\mathcal{A}}(W)$ – функция степени $(|\mathcal{A}|+1)$ от $W^{\mathcal{A}}$, которая предполагается разложимой только в терминах внешних произведений форм с постоянными коэффициентами перед ними.

Формальная совместность (5) с $d^2 \equiv 0$, требует выполнения условия

$$F^{\mathcal{B}}\frac{\delta F^{\mathcal{A}}}{\delta W^{\mathcal{B}}} \equiv 0, \qquad \Longleftrightarrow \qquad dR^{\mathcal{A}} - R^{\mathcal{B}}\frac{\delta F^{\mathcal{A}}}{\delta W^{\mathcal{B}}} \equiv 0 \tag{6}$$

которое называется обобщённым тождеством Якоби (слева) или тождеством Бьянки (справа). Любое решение (6) определяет некоторую свободную дифференциальную алгебру[13].

Если решения (6) удовлетворяют условиям универсальности[14], то уравнения (5) инвариантны относительно калибровочных преобразований вида

$$\delta_\epsilon W^{\mathcal{A}} = d\epsilon^{\mathcal{A}} - \epsilon^{\mathcal{B}} \frac{\delta F^{\mathcal{A}}}{\delta W^{\mathcal{B}}}, \qquad \text{если } |\mathcal{A}| > 0, \tag{7}$$

$$\delta_\epsilon W^{\mathcal{A}} = -\epsilon^{\mathcal{B}'} \frac{\delta F^{\mathcal{A}}}{\delta W^{\mathcal{B}'}}, \qquad \mathcal{B}' : |\mathcal{B}'| = 1, \qquad \text{если } |\mathcal{A}| = 0, \tag{8}$$

где калибровочный параметр $\epsilon^{\mathcal{A}}$ поля $W^{\mathcal{A}}$ является формой степени $(|\mathcal{A}| - 1)$ и принимает значение в том же пространстве $\mathcal{A}$, что и $W^{\mathcal{A}}$. Формы $W^{\mathcal{A}}$ степени большей нуля, $|\mathcal{A}| > 0$, представляют собой калибровочные поля, поскольку с каждой из них ассоциирован калибровочный параметр $\epsilon^{\mathcal{A}}$.

Пусть $\mathfrak{g}$ есть алгебра Ли группы симметрий пространства Минковского, де Ситтера или анти-де Ситтера, т.е. $\mathfrak{iso}(\mathsf{d}-1,1)$, $\mathfrak{so}(\mathsf{d},1)$ или $\mathfrak{so}(\mathsf{d}-1,2)$. Алгебра Лоренца $\mathfrak{so}(\mathsf{d}-1,1)$ есть подалгебра в $\mathfrak{g}$. При надлежащем выборе ограниченной снизу градуировки g на пространстве полей материи W, линейные по W развёрнутые уравнения имеют следующую структуру[15]

$$R \ = d\Omega + [\Omega, \Omega] = 0, \tag{9}$$

$$R^g = DW^g_{\boldsymbol{q_g}} + \boldsymbol{\sigma}_-(\Omega | W^{g+1}_{\boldsymbol{q_{g+1}}}) + ... = 0, \qquad g = 0, 1, ... \tag{10}$$

• Ω есть один-форма связности $\mathfrak{g}$. Уравнение (9) есть равенство нулю напряжённости Янга-Миллса для Ω и описывает геометрию пространства как часть развёрнутой системы. Связность Ω состоит из тетрады $h^a \equiv h^a_\mu dx^\mu$ и лоренцевой спин-связности $\varpi^{a,b} \equiv \varpi^{a,b}_\mu dx^\mu$. Условие (9) принимает вид

$$T^a = dh^a + \varpi^{a,}{}_b\, h^b = 0, \qquad R^{a,b} = d\varpi^{a,b} + \varpi^{a,}{}_c\, \varpi^{c,b} + \Lambda h^a\, h^b = 0, \tag{11}$$

т.е. требует, чтобы кручение было равно нулю, а тензор Римана пропорционален метрике. В случае $\Lambda \neq 0$ связность Ω алгебры (анти)-де Ситтера может быть записана в компонентах как $\Omega^{A,B} \equiv \Omega^{A,B}_\mu dx^\mu$, $\Omega^{A,B} = -\Omega^{B,A}$,

[13] D. Sullivan, *Publ. Math. IHES* **47** (1977) 269–331.

[14] X. Bekaert, S. Cnockaert, C. Iazeolla and M. A. Vasiliev, *hep-th/0503128*.

[15] Нижний индекс обозначает ранг формы, $\omega_{\boldsymbol{q}} \equiv \omega_{\mu_1 \dots \mu_q} dx^{\mu_1} \wedge \dots \wedge dx^{\mu_q}$.

т.е. антисимметрична по касательным индексам A, B, пробегающим значения $0, ..., \mathsf{d}$, опускаемым и поднимаемым с помощью инвариантной метрики η_{AB}. Тогда условие нулевой кривизны (9) Ω примет вид

$$R^{A,B} = d\Omega^{A,B} + \Omega^{A,}{}_{C} \wedge \Omega^{C,B} = 0. \tag{12}$$

Из связности $\Omega^{A,B}$ можно выделить фоновые тетраду и спин-связность

$$\Omega^{a,}{}_{\mathsf{d}} = \sqrt{|\Lambda|} h^a, \qquad\qquad \Omega^{a,b} = \varpi^{a,b}, \tag{13}$$

где d есть лишнее значение векторного индекса алгебры (анти)-де Ситтера по сравнению с алгеброй Лоренца.

• D в (10) есть лоренц-ковариантная производная $D = d + \varpi$ и имеет градуировку ноль.

• $\boldsymbol{\sigma}_-(\Omega|W^{g+1}_{\boldsymbol{q_{g+1}}})$, далее просто $\boldsymbol{\sigma}_-(W^{g+1})$, есть линейный алгебраический оператор градуировки (-1) на пространстве полей W^g, который, однако, может быть полиномиальным по Ω.

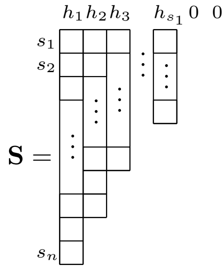
• Многоточие в (10) обозначает возможные алгебраические операторы неотрицательной градуировки.

Совместность (9)-(10) требует $(\boldsymbol{\sigma}_-)^2 = 0$, что позволяет поставить задачу о $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологиях, теоретико-полевая интерпретация которых состоит в следующем: представители H^{q_0} отвечают физическим полям, например, *расширениям* потенциалов; H^{q_0-i}, $i = 1, ..., q_0$ — это калибровочные параметры на i-ом уровне приводимости; H^{q_0+1} — калибровочно-инвариантные уравнения; H^{q_0+i+1} дают тождества Бьянки i-го уровня.

Вычисление $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологий формализует задачу о физическом содержании развёрнутой системы уравнений, поскольку большинство уравнений (10) оказываются связями, выражающими одни поля через производные других, а большая сдвиговая (штюкельбергова) калибровочная симметрия, присутствующая в (10), позволяет откалибровать некоторые поля. Такое расширение состава полей, необходимых для построения развёрнутой формулировки, обеспечивает координатную независимость, явную калибровочную-инвариантность и тесную связь с теорией представлений группы симметрий пространства-времени. Вычисление $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологий эквивалентно интерпретации теории в терминах потенциалов.

Третья глава основана на работе [1], в которой строится развёрнутая формулировка для калибровочных полей *произвольного типа симметрии* (спина) $\mathbf{S}$ в пространстве Минковского, что существенно расширяет ранее известный результат[16] о развёрнутой формулировке для полей спина s.

Результат состоит в том, что для поля спина $\mathbf{S} = \mathbb{Y}[h_1, ..., h_{s_1}] \equiv \mathbb{Y}(s_1, ..., s_n)$, где диаграмму Юнга удобно задавать, перечисляя длины столбцов h_i, развёрнутые уравнения имеют вид



$$D\omega^{\mathbf{F}_g}_{\boldsymbol{q_g}} + \boldsymbol{\sigma}_-(\omega^{\mathbf{F}_{g+1}}_{\boldsymbol{q_{g+1}}}) = 0,$$

где поле $\omega^{\mathbf{F}_g}_{\boldsymbol{q_g}}$ есть дифференциальная форма степени q_g, несущая тензорные индексы группы Лоренца, по которым она является неприводимым тензором с типом симметрии диаграммы $\mathbf{F}_g$. Степени форм q_g и диаграммы $\mathbf{F}_g$ однозначно определяются спином $\mathbf{S}$

$$\begin{aligned} q_k &= h_{k+1}, \qquad\qquad k = 0, 1, ... \\ \mathbf{F}_k &= \mathbb{Y}[h_1 + 1, ..., h_k + 1, h_{k+2}, ...], \end{aligned}$$

где следует положить $h_k = 0$ при $k > s_1$. Действие $\boldsymbol{\sigma}_-(\omega^{\mathbf{F}_{g+1}}_{\boldsymbol{q_{g+1}}})$ оператора $\boldsymbol{\sigma}_-$ определяется как свёртка необходимого числа тетрад h^a с полем и затем применение проектора Юнга для получения типа симметрии $\mathbf{F}_g$.

Развёрнутые уравнения для фермионного поля спина $\mathbf{S} = \mathbb{Y}(s_1 + \frac{1}{2}, ..., s_n + \frac{1}{2})$ имеют тот же вид, что и развёрнутые уравнения для бозонного поля спина $\mathbf{S} = \mathbb{Y}(s_1, ..., s_n)$. Единственное различие состоит в замене неприводимых тензоров на неприводимые спин-тензоры, характеризуемые теми же диаграммами Юнга $\mathbf{F}_g$.

Поля $\omega^{\mathbf{F}_g}_{\boldsymbol{q_g}}$ представляют собой обобщения поля тетрады и спин-связности и в случае $\mathbf{S} = \square\!\square$, т.е. поля спина два, прямо совпадают с ними. Первое поле $e^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}}$ развёрнутой системы есть обобщённая тетрада, которая имеет следующий явный вид

$$e^{a(s_1-1), ..., u(s_n-1)}_{\mu_1 ... \mu_n}\, dx^{\mu_1} \wedge ... \wedge dx^{\mu_n}. \tag{14}$$

С помощью обратной тетрады $h^{\mu a}$, можно явно вложить потенциал Лабастиды[9] $\bar{\phi}^{\mathbf{S}} \equiv \phi^{a(s_1), ..., u(s_n)}$ в обобщённую тетраду[17]

$$\bar{\phi}^{a(s_1), ..., u(s_n)} = e^{a(s_1-1), ..., u(s_n-1)}_{\mu_1 ... \mu_n} h^{a\mu_1} ... h^{u\mu_n}, \tag{15}$$

[16] M. A. Vasiliev, Nucl. Phys. B **307**, 319 (1988).

[17] По повторяющемуся сверху индексу подразумевается симметризация.

что обобщает связь флуктуаций метрики и тетрады в случае спина два. Заметим, что довольно необычные следовые условия Лабастиды на *расширение* $\bar{\phi}^{\mathbf{S}}$ потенциала $\phi^{\mathbf{S}}$

$$\eta_{mm}\eta_{nn}\bar{\phi}^{a(s_1),...,mmnnb(s_i-4),...,u(s_n)}=0, \qquad i=1,...,n \tag{16}$$

на самом деле являются простым следствием неприводимости тетрады $e^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}}$ по касательным индексам и отсутствия каких бы то ни было условий между касательными индексами и индексами формы. В этой главе также показано как уравнения Лабастиды[9] вытекают из развёрнутой формулировки.

Отметим, что чисто техническая сложность подхода Лабастиды, связанная с тем, что *расширения* $\bar{\xi}^{\mathbf{G}(i,1)}$ калибровочных параметров $\xi^{\mathbf{G}(i,1)}$ оказывались зависимыми друг от друга посредством следовых условий, автоматически разрешается в развёрнутом подходе, где все $\bar{\xi}^{\mathbf{G}(i,1)}$ являются различными компонентами одного параметра $\xi^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}-\mathbf{1}}$.

Четвёртая глава основана на работе [2], в которой было построено действие первого порядка для калибровочных полей произвольного спина в пространстве Минковского. Основой для данной работы было хорошо известное действие Эйнштейна-Гильберта-Вейля в переменных тетрада-связность, и его обобщение[18] на случай полей спина s, а также работы Ю.М.Зиновьева[19], в которых были разобраны важные частные примеры.

Результат состоит в том, что действие для поля *произвольного типа симметрии* (спина) $\mathbf{S}$ имеет вид

$$S=\frac{1}{2}\int_{\mathcal{M}_{\mathrm{d}}}\left\langle R^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}+\mathbf{1}}\right|\left.\omega^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}}\right\rangle+\beta\left\langle e^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}}\right|\left.R^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}+\mathbf{1}}\right\rangle, \tag{17}$$

где параметр β однозначно фиксируется $\beta=(-)^{q_0+1}$ требованием калибровочной инвариантности. $R^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}+\mathbf{1}}$ и $R^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}+\mathbf{1}}$ есть напряжённости для первых двух полей развёрнутой системы, т.е. для обобщенных тетрады $e^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}}$ и спин-связности $\omega^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}}$,

$$R^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}+\mathbf{1}}=De^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}}+\boldsymbol{\sigma}_-(\omega^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}}), \qquad R^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}+\mathbf{1}}=D\omega^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}}+\boldsymbol{\sigma}_-(\omega^{\mathbf{F}_2}_{\boldsymbol{q_2}}). \tag{18}$$

Напряжённости инвариантны относительно калибровочных преобразований (7,10) и удовлетворяют тождествам Бьянки (6).

[18] M. A. Vasiliev, *Sov. J. Nucl. Phys.* **32** (1980) 439.
[19] Y. M. Zinoviev, arXiv:hep-th/0304067, hep-th/0306292, hep-th/0211233.

Угловые скобки в (17) обозначают скалярное произведение, которое для формы $\Phi^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{p+1}}$ степени $(p+1)$ и формы $\Psi^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q}}$ степени q таких, что $q_0+q_1 = p+q$, определяется как

$$\left\langle \Phi^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{p+1}} \right| \left. \Psi^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q}} \right\rangle = \Phi_{\boldsymbol{p+1}}{}^{ua(s_1-2),\dots,uc(s_n-2)}\, \Psi_{\boldsymbol{q}}{}^{u}{}_{a(s_1-2)}{}^{,\dots,u}{}_{c(s_n-2)}\, E_{u[q_0+q_1+1]}$$

и является d-формой, которая может интегрироваться по пространству в (17). $E_{u[k]}$ есть $(d-k)$-форма с k антисимметричными касательными индексами, построенная из фоновой тетрады,

$$E_{u[k]} \equiv \epsilon_{u[k]b_1\dots b_{d-k}} h^{b_1} \dots h^{b_{d-k}}. \tag{19}$$

По отношению к введённому таким образом скалярному произведению $\boldsymbol{\sigma}_-$ обладает важными свойствами

$$\begin{aligned}
&\left\langle \boldsymbol{\sigma}_-(\Theta^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q}}) \right| \left. \Psi^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{2q_1-q}} \right\rangle = (-)^{q^2-q_1q_1} \left\langle \boldsymbol{\sigma}_-(\Psi^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{2q_1-q}}) \right| \left. \Theta^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q}} \right\rangle, \\
&\left\langle \Phi^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{p}} \right| \left. \boldsymbol{\sigma}_-(\Upsilon^{\mathbf{F}_2}_{\boldsymbol{q_0+q_2-p}}) \right\rangle = 0.
\end{aligned}$$

Эти свойства используются при проверке калибровочной инвариантности действия и при получении вариационных уравнений движения.

Действие (17) также можно переписать, подставив явные выражения для напряжённостей,

$$S = \int_{\mathcal{M}_\mathsf{d}} \left\langle De^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}_-(\omega^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}}) \right| \left. \omega^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}} \right\rangle. \tag{20}$$

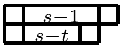
Форма (20) более компактна, а форма (17) более симметрична и удобна для вывода полевых уравнений.

Число слагаемых в действии Лабастиды[9], записанном в терминах потенциала, растёт экспоненциально с количеством ненулевых строк в диаграмме $\mathbf{S} = \mathbb{Y}(s_1, \dots, s_n)$. Это происходит из-за того, что потенциал (15) не является неприводимым тензором, а удовлетворяет более слабым, чем полная бесследовость условиям (16). Количество неэквивалентных следов, градиентов и дивергенций быстро растёт для тензоров общего типа симметрии, а действие Лабастиды содержит все возможные слагаемые с некоторыми коэффициентами, фиксирующимися требованием калибровочной инвариантности. Напротив, поля $e^{\mathbf{F}_0}_{\boldsymbol{q_0}}$, $\omega^{\mathbf{F}_1}_{\boldsymbol{q_1}}$ являются неприводимыми тензорами группы Лоренца по касательным индексам. В результате в терминах

D, $e_{\boldsymbol{q_0}}^{\mathbf{F}_0}$, $\omega_{\boldsymbol{q_1}}^{\mathbf{F}_1}$ и внешнего произведения действие содержит только два слагаемых, что демонстрирует эффективность развёрнутого подхода.

Пятая глава и работа [3] посвящены одному из простейших типов калибровочных полей в пространстве (анти)-де Ситтера, а именно полностью симметричным частично-безмассовых полям, т.е. полям семейства $(\mathbb{Y}(s), 1, t)$, для которых предъявлено простое описание и построено явно калибровочно-инвариантное действие.

Работа обобщает известное действие[20] для гравитации, которое построено в аналогичной действию Янга-Миллса форме из напряжённости $R^{A,B}$ (12) для $\Omega^{A,B}$, а также действие[21] для безмассовых полей спина s, т.е. полей типа $(\mathbb{Y}(s), 1, 1)$.

Результат состоит в том, что поле $(\mathbb{Y}(s), 1, t)$-типа можно описать одинформой $W_\mu^{A(s-1),B(s-t)}dx^\mu$, которая есть неприводимый тензор алгебры (анти)-де Ситтера, определяемый диаграммой . С использованием ковариантной производной $D_\Omega = d + \Omega$, удовлетворяющей (12), закон калибровочных преобразований, калибровочно-инвариантная напряжённость и тождества Бьянки для неё имеют простой вид

$$\begin{aligned} \delta W_{\mathbf{1}}^{A(s-1),B(s-t)} &= D_\Omega \xi_{\mathbf{0}}^{A(s-1),B(s-t)}, \\ R_{\mathbf{2}}^{A(s-1),B(s-t)} &= D_\Omega W_{\mathbf{1}}^{A(s-1),B(s-t)}, \qquad D_\Omega R_{\mathbf{2}}^{A(s-1),B(s-t)} = 0\,. \end{aligned}$$

Напряжённость явно калибровочно-инвариантна поскольку из (12) следует ${D_\Omega}^2 = 0$. Наиболее общее явно калибровочно-инвариантное P-чётное действие строится в терминах билинейной комбинации напряжённостей, свёрнутых всевозможными способами, и имеет вид

$$\begin{aligned} S^{s,t} = \frac{1}{4\kappa^2\Lambda} \sum_{\substack{k=0,m=0}}^{\substack{k=s-2,\\ m=s-t-1}} \tilde{b}_{k,m}^{s,t} \int_{\mathcal{M}_{\mathsf{d}}} \epsilon_{A_1A_2\dots A_{d+1}} V^{A_5} E^{A_6} \dots E^{A_{d+1}} V_{C(2k+2m)} \times \\ \times\, {R_{\mathbf{2}}}^{A_1B(s-k-2)C(k),A_2D(s-t-m-1)C(m)} {R_{\mathbf{2}}}^{A_3}{}_{B(s-k-2)}{}^{C(k),A_4}{}_{D(s-t-m-1)}{}^{C(m)}, \end{aligned}$$

где было введено векторное поле компенсатор $V^A(x)$, нормированное так, что $V^BV_B = -sign(\Lambda)$, а $E^A = D_\Omega V^A$. Поле $V^A(x)$ позволяет[22] сделать

[20] K. S. Stelle and P. C. West, *Phys. Rev. D* **21**, 1466 (1980).
[21] M. A. Vasiliev, *Nucl. Phys.* **B616** (2001) 106–162.
[22] K. S. Stelle and P. C. West, *Phys. Rev.* **D21** (1980) 1466.

симметрию алгебры (анти)-де Ситтера явной. Без ограничения общности можно выбрать калибровку $V^A = \delta^A_{\mathsf{d}}$, $A = a, \mathsf{d}$.

Требованием, чтобы в действие входили производные не выше второго порядка и оно имело правильный предел $\Lambda \to 0$, коэффициенты $b^{s,t}_{k,m}$ фиксируются с точностью до общего фактора $b^{s,t}$

$$b^{s,t}_{k,m} = b^{s,t}\frac{(s-k-m-1)!(d-5+2(k+m))!!}{k!m!(s-k-2)!(s-m)!}.$$

Различные проекции $W_{\mathbf{1}}^{A(s-1),B(s-t)}$ на поле компенсатора $V^A(x)$, обобщающие (13), определяются правилом ограничения представления алгебры (анти)-де Ситтера на алгебру Лоренца.

Вычисление $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологий позволяет связать данную калибровочную теорию с описанием в терминах полей-потенциалов. Единственный дифференциальный калибровочный параметр в $\xi_{\mathbf{0}}^{A(s-1),B(s-t)}$ даётся проекцией максимально параллельной полю компенсатора $\xi_{\mathbf{0}}^{b(s-t)} = \xi_{\mathbf{0}}^{A(s-1),b(s-t)}V_{A_1}\dots V_{A_{s-1}}$. Потенциал $\phi^{a(s)}$ определяется как бесследовая часть $\phi^{a(s)} = W_\mu^{a(s-1),C(s-t)}h^{\mu a}V_{C_1}\dots V_{C_{s-t}}$.

Поле $\phi^{a(s)}$ имеет закон калибровочных преобразований частично-безмассовых полей

$$\delta\phi^{a(s)} = \overbrace{D^a\dots D^a}^{t}\xi^{a(s-t)} + \dots,$$

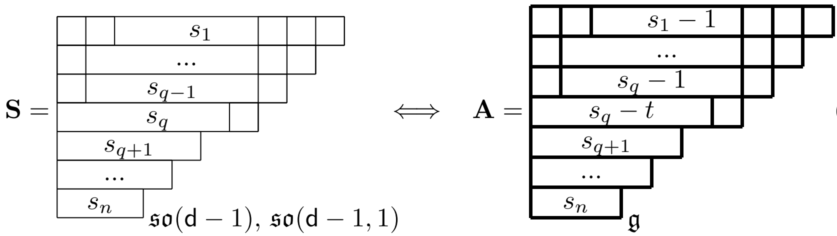
где многоточие обозначает слагаемые с меньшим числом производных, а также слагаемые, обеспечивающие бесследовость выражения.

В **шестой главе**, следуя [4] и [5], изучаются калибровочные поля *произвольного типа симметрии* в пространстве (анти)-де Ситтера, т.е. поля типа $(\mathbf{S}, q, t)$, см. главу 1, с произвольными допустимыми значениями спина $\mathbf{S}$ и параметров q, t, определяющих тип калибровочной симметрии.

Пусть $\mathfrak{g}$ есть алгебра Ли группы симметрий пространства (анти)-де Ситтера, т.е. $\mathfrak{so}(\mathsf{d},1)$ или $\mathfrak{so}(\mathsf{d}-1,2)$. Основной результат состоит в следующем. Калибровочное поле, отвечающее неприводимому представлению $(\mathbf{S}, q, t)$, см. главу 1, может быть описано с помощью одного обобщённого поля Янга-Миллса $W_{\boldsymbol{q}}^{\mathbf{A}}$ алгебры $\mathfrak{g}$. В общем случае обобщённое поле Янга-Миллса $W_{\boldsymbol{q}}^{\mathbf{A}}$ алгебры $\mathfrak{g}$ определяется как дифференциальная форма произвольной степени $q > 0$, имеющая тензорные индексы $A, B, \dots$ алгебры $\mathfrak{g}$ и являющаяся по ним неприводимым тензором с типом симметрии, задаваемым диаграммой $\mathbf{A}$. Для обычного поля Янга-Миллса алгебры $\mathfrak{g}$ имеем $q = 1$ и $\mathbf{A} = \begin{smallmatrix}\square\\\square\end{smallmatrix}$, т.е. $W_{\mathbf{1}}^{A,B} \equiv -W_{\mathbf{1}}^{B,A}$.

Связь между типом $(\mathbf{S}, q, t)$ калибровочного поля и обобщённым полем Янга-Миллса $W_{\boldsymbol{q}}^{\mathbf{A}}$ имеет следующий вид

$$(\mathbf{S}, q, t) \quad \Longleftrightarrow \quad (\mathbf{A}, q)$$



(21)

Показано, что калибровочная теория, имеющая на массовой оболочке в терминах потенциалов закон калибровочных преобразований вида

$$\delta\phi^{a(s_1),\ldots,v(s_n)} = \overbrace{D^c \ldots D^c}^{t}\, \xi^{a(s_1),\ldots,c(s_q-t),\ldots,v(s_n)} + \ldots, \tag{22}$$

вне массовой оболочки может быть описана обобщённым полем Янга-Миллса вида

$$W_{\mu_1\ldots\mu_q}^{A(s_1-1),\ldots,B(s_q-1),C(s_q-t),D(s_{q+1}),\ldots,F(s_n)}\, dx^{\mu_1} \wedge \ldots \wedge dx^{\mu_q}. \tag{23}$$

Многоточие в (22) обозначает ряд из слагаемых с производными более низкого порядка, а также слагаемые, проектирующие на тип симметрии $\mathbf{S}$.

С помощью ковариантной производной $D_\Omega = d + \Omega$, удовлетворяющей (12), т.е. ${D_\Omega}^2 = 0$, для данного обобщённого поля Янга-Миллса $W_{\boldsymbol{q}}^{\mathbf{A}}$ можно построить $(q+1)$-форму напряжённости $R_{\boldsymbol{q+1}}^{\mathbf{A}} = D_\Omega W_{\boldsymbol{q}}^{\mathbf{A}}$, которая инвариантна относительно калибровочных преобразований $\delta W_{\boldsymbol{q}}^{\mathbf{A}} = D_\Omega \xi_{\boldsymbol{q-1}}^{\mathbf{A}}$, где калибровочный параметр есть $(q-1)$-форма со значениями в том же представлении алгебры (анти)-де Ситтера, что и поле $W_{\boldsymbol{q}}^{\mathbf{A}}$. Напряжённость $R_{\boldsymbol{q+1}}^{\mathbf{A}}$ удовлетворяет тождествам Бьянки $D_\Omega R_{\boldsymbol{q+1}}^{\mathbf{A}} \equiv 0$.

Уравнения движения в терминах напряжённости $R_{\boldsymbol{q+1}}^{\mathbf{A}}$ имеют вид $R_{\boldsymbol{q+1}}^{\mathbf{A}} = E \ldots E C^{\mathbf{W}}$, где $E^A = D_\Omega V^A$, а $C^{\mathbf{W}}$ — обобщённый тензор Вейля, параметризующий те компоненты напряжённости, которые могут быть отличными от нуля на уравнениях движения. В случае $(\mathbf{S} = \square\square, q = 1, t = 1)$, т.е. гравитона, обобщённый тензор Вейля совпадает с обычным тензором Вейля, т.е. бесследовой частью тензора кривизны.

Отметим, что в частных случаях идентификация обобщённых полей Янга-Миллса уже была проведена для безмассового поля спина s[23]; частично-безмассового поля спина s в главе 5 настоящей диссертации; для полей серии $(\mathbb{Y}[h_1, h_2], 1, 1)$[24]; для полей серии $(\mathbf{S}, q_{\min}, 1)$, где $q_{\min}$ есть высота последней колонки в $\mathbf{S}$[25].

Отдельный результат состоит вычислении всех $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологии для произвольного поля $(\mathbf{S}, q, t)$. Теорема о $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологиях включает в себя все известные в литературе на настоящий момент частные случаи. Вычислив $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологии, удалось не только отождествить калибровочную теорию поля $W^{\mathbf{A}}_{\boldsymbol{q}}$ с частицей, определяемой $(\mathbf{S}, q, t)$, но и предъявить *расширения* $\bar{\phi}^{\mathbf{S}}$ потенциалов $\phi^{\mathbf{S}}$, необходимые для построения теории вне массовой оболочки. Отметим, что за исключением частных случаев описание в терминах $\bar{\phi}^{\mathbf{S}}$ отсутствовало в литературе.

В заключении приведены основные результаты диссертации.

В приложениях собраны используемые обозначения, необходимые сведения из теории представлений и некоторые коэффициенты к главе 5.

Основные результаты, выносимые на защиту

1. Построена развёрнутая формулировка для бозонных и фермионных полей *произвольного типа симметрии* (спина) в пространстве Минковского произвольной размерности. Результат опубликован в [1].

2. Предложено обобщение тетрадной формулировки на случай безмассовых полей *произвольного типа симметрии*. Построено простое действие первого порядка, содержащее всего два слагаемых для поля произвольного спина. Результат опубликован в [2].

3. Получена классификация калибровочных полей *произвольного типа симметрии* в d-мерном пространстве (анти)-де Ситтера: калибровочное поле однозначно определяется спином — неприводимым представлением $\mathfrak{so}(\mathsf{d}-1)$, и двумя дискретными параметрами, фиксирующими тип калибровочной симметрии. Результат опубликован в [4].

[23] M. A. Vasiliev, Nucl. Phys. B **616**, 106 (2001).
[24] K. B. Alkalaev, Theor. Math. Phys. **140**, 1253 (2004).
[25] K. B. Alkalaev, O. V. Shaynkman and M. A. Vasiliev, Nucl. Phys. B **692**, 363 (2004).

4. Для каждого калибровочного поля *произвольного типа симметрии* из полученной классификации построено полевое описание в терминах обобщённого поля Янга-Миллса. Показано, что каждое обобщённое поле Янга-Миллса описывает некоторое калибровочное поле из классификации. Результат опубликован в [4].

5. Для семейства частично-безмассовых полей спина s построено явно калибровочно-инвариантное действие, квадратичное по напряжённости обобщённого поля Янга-Миллса. Результат опубликован в [3].

6. В общем случае вычислены $\boldsymbol{\sigma}_-$-когомологии, которые отвечают за интерпретацию обобщённого поля Янга-Миллса в терминах полевых потенциалов. Результат опубликован в [5].

Публикации по теме диссертации

[1] E. D. Skvortsov. Mixed-Symmetry Massless Fields in Minkowski space Unfolded // *JHEP*. — 2008. — 0807:004.

[2] E. D. Skvortsov. Frame-like Actions for Massless Mixed-Symmetry Fields in Minkowski space // *Nucl. Phys.* — 2009. — B808:569–591.

[3] E. D. Skvortsov and M. A. Vasiliev. Geometric formulation for partially massless fields // *Nucl. Phys.* — 2006. — B756:117–147.

[4] E. D. Skvortsov. Gauge fields in (anti)-de Sitter space and Connections of its symmetry algebra // *J.Phys.* — 2009. — A42:385–401.

[5] E. D. Skvortsov. Gauge fields in $(A)dS_d$ within the unfolded approach: algebraic aspects // *JHEP*. — 2010. — 1001:106.