

# Физические основания геометрии \*

Ю.С.Владимиров

Физический факультет МГУ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

## 1 Введение. Физика и геометрия

Без преувеличения можно утверждать, что в основании современной фундаментальной теоретической физики лежит теория пространства-времени. Главные достижения физики первой трети XX века: специальная и общая теории относительности и квантовая механика самым тесным образом были связаны с изменениями представлений о свойствах пространства и времени. В настоящее время все более крепнет убеждение, что, с одной стороны, геометрия реального пространства-времени определяется физикой, а, с другой стороны, основания физики должны описываться в терминах обобщенной геометрии. Так, Дж.Уилер утверждает: “Физика есть геометрия”, а Ю.И.Манин считает, что “Геометрия есть консервант скоропортящихся физических идей”. Дальнейший прогресс в физике следует ожидать на пути очередного пересмотра представлений о природе физического пространства-времени. Такие попытки неоднократно предпринимались в XX веке.

Рядом авторитетных авторов высказывалась мысль, что классические пространственно-временные представления справедливы лишь для достаточно массивных образований – макрообъектов – и теряют силу в явлениях иных масштабов, особенно в микромире. В связи с этим возникла *идея о макроскопической (статистической) природе пространства и времени*, согласно которой классические геометрические представления должны выводиться из неких элементарных факторов, присущих физике микромира, при наложении их огромного числа.

Историю развития данной идеи можно проследить, начиная с высказываний Б.Римана, который в своем знаменитом мемуаре “О гипотезах, лежащих в основании геометрии” писал: “Вопрос о том, справедливы ли допущения геометрии в бесконечно

---

\*Эта статья предназначалась для первого сборника Трудов семинара “Время, хаос и математические проблемы” и должна была предварять опубликованную в нем статью [1]. Ее назначение состояло в обосновании предлагаемого нового подхода к теории пространства-времени и физических взаимодействий. Однако, за прошедшее время были получены результаты, позволившие под новым углом зрения взглянуть на некоторые положения теории. Первая часть этой статьи по-прежнему нацелена на обоснование предлагаемой новой парадигмы в теоретической физике. Далее наиболее целесообразным было бы ознакомиться с нашей статьей в первом сборнике. Во второй части этой работы изложены некоторые выводы и результаты на момент публикации.

малом, тесно связан с вопросом о внутренней причине возникновения метрических отношений в пространстве... Здесь мы стоим на пороге области, принадлежащей другой науке – физике, и переступить его не дает нам повода сегодняшний день” [2, с.33].

В середине XX века физик-теоретик Д. ван Данциг продолжил эту мысль: “Можно быть склонным рассматривать метрику, как описывающую некое “нормальное” состояние материи (включая излучение), и дать ей *статистическую* интерпретацию как некоторый вид средних физических характеристик окружающих событий, вместо того, чтобы класть ее в основу всей физики... Однако, еще не известно, как такая статистическая интерпретация метрики может быть получена” [3].

Еще более конкретно формулирует постановку задачи в работе Е.Циммермана “Макроскопическая природа пространства-времени”: “Пространство и время не являются такими понятиями, которые имеют смысл для отдельных микросистем. Эти микросистемы описываются абстрактными понятиями (заряд, спин, масса, странность, квантовые числа), не имеющими отношения к пространству и времени. Их взаимодействия также должны описываться абстрактно, т.е. безотносительно к пространству и времени. Наиболее фундаментальным следствием взаимодействия огромного числа таких микросистем является образование пространственно-временной решетки, которая приводит к справедливости классических понятий пространства и времени, но только в макроскопической области” [4].

Аналогичной точки зрения придерживался наш соотечественник геометр П.К.Рашевский. В своей монографии “Риманова геометрия и тензорный анализ” он писал: “Между тем трудно сомневаться в том, что макроскопические понятия, в том числе и наши пространственно-временные представления, на самом деле уходят своими корнями в микромир. Когда-нибудь они должны быть раскрыты как некоторый статистический итог, вытекающий из закономерностей этого мира – далеко еще не разгаданных – из суммарного наблюдения огромного числа микроявлений” [5, с. 258].

К подобным идеям проявлялся повышенный интерес в 60-х годах XX века в связи с исследованиями по теории S-матрицы и с попытками построения аксиоматики квантовой теории. Дж.Чью утверждал, “что в современной физике микромира понятия пространства и времени играют роль, аналогичную той, которую играл эфир в физике макромира в конце XIX века” [7]. Тогда надежды возлагались на аналитическую теорию S-матрицы, которую можно строить “независимо от того, существует ли микроскопический пространственно-временной континуум или нет” [6]. Чью считал, что “все предсказательные возможности предписаний, даваемых теорией поля, могут быть воспроизведены в аналитической теории S-матрицы без упоминания пространства-времени или полей” [7].

На решение близкой программы было нацелено построение теории твисторов Р.Пенроуза: “Можно надеяться, что развитие твисторной теории приведет в конечном счете к построению лоренцевых многообразий, которые будут служить моделями пространства-времени” [8, с. 132]. Над этой проблемой задумывались А.Эйнштейн,

А.Эддингтон, Л.де Бройль, Ф.Хойл, Е.Траутман и многие другие известные авторы.

Сейчас принято различать разделы физики (теории) в зависимости от масштаба (сложности) рассматриваемых в них объектов: в классической физике (механике) рассматриваются *макрообъекты*, в квантовой механике и физике микромира описывается поведение *микрочастиц*. Теории можно разделить на два класса – на имеющие дело с макрообъектами (обозначим их буквой  $m$ ) и на описывающие микрообъекты (обозначим их буквой  $\mu$ ). Физическим теориям присвоим символ  $R$ , тогда два названных класса теорий можно характеризовать символами  $R(m)$  и  $R(\mu)$ .

Эти два класса теорий существенно отличаются друг от друга, но их роднит общее, – то, что эти теории строятся относительно макроприборов (макронаблюдателей). В нерелятивистской и релятивистской механике (в теории относительности) свойства макроприбора отражаются понятием классической системы отсчета. В квантовой теории к ним добавляются более тонкие свойства, влияющие на характер измерения. На тесную связь понятий классической системы отсчета и макроприбора в квантовой теории обращал внимание В.А.Фок: “Понятие относительности к средствам наблюдения (в квантовой механике – Ю.С.В.) есть в известном смысле обобщение понятия относительности к системе отсчета. Оба понятия играют в соответствующих теориях аналогичную роль. Но в то время как теория относительности, которая опирается на понятие относительности к системе отсчета, учитывает лишь движение средств наблюдения как целого, в квантовой механике необходимо учитывать и более глубокие свойства средств наблюдения” [9, с. 73].

Подчеркнем, что в современной квантовой механике и в физике микромира всегда подразумевается, что описание микрообъектов производится относительно макроприбора. Даже тогда, когда в квантовой теории описывается взаимодействие микрочастиц друг с другом, всегда подразумевается существование макроприбора, и микрообъекты описываются в терминах отношений микрообъектов к макроприбору. Давайте отразим это обстоятельство тем, что во введенном выше символическом обозначении теории явно отметим снизу символом макрообъектов  $m$  факт описания объектов относительно макроприборов. Тогда классическую физику (первый класс теорий) следует обозначать символом  $R_m(m)$ , а второй класс теорий, описывающих микрочастицы, – символом  $R_m(\mu)$ .

Макроскопический подход к природе пространства-времени означает, что искомая теория должна исходить из системы собственных понятий, не опирающихся ни на априорное классическое пространство-время, ни на макроприбор. В ней микрообъекты должны описываться относительно микрообъектов. Это значит, что теперь должен использоваться некий аналог системы отсчета в микромире. Во введенных выше обозначениях искомая теория должна характеризоваться символом  $R_\mu(\mu)$ .

Нам представляется, что главным препятствием в поисках теории, реализующей идею о макроскопической природе пространства-времени, явились недооценка роли систем отсчета в существующей физике и отсутствие представлений об аналоге классичес-

ких систем отсчета в физике микромира. Ниже обсуждается бинарная геометрофизика [1, 10, 11], опирающаяся на теорию такого аналога, названного бинарной системой комплексных отношений, одной из важнейших задач которой является построение перехода от самого элементарного уровня описания физики микромира  $R_\mu(\mu)$  к существующим теориям  $R_m(m)$  и  $R_m(\mu)$ . Ключевую роль при этом играет переход от неких элементарных баз, образуемых микрочастицами ( $\mu$ ), к макроприбору ( $m$ ).

## 2 Концептуальные вопросы нового подхода к теории пространства-времени и взаимодействий

1. Чтобы приступить к построению искомой теории, прежде всего, необходимо было *избавиться от ряда иллюзий*, которые обычно переносятся из классической физики в микромир.

1) Во-первых, нужно отказаться от понятия непрерывной эволюции для отдельных элементарных частиц. Это понятие тесно связано с памятью, которое возникает у достаточно сложных систем. Для отдельных элементарных частиц можно допустить лишь возможность дискретных переходов между парами состояний. В самом простом варианте это некие начальные и конечные состояния. Такая ситуация возникла уже в боровской модели атома, где постулировались переходы электронов между атомными уровнями, но ничего не говорилось о промежуточных этапах переходов. Впоследствии эта идея нашла свое воплощение в теории S-матрицы, когда рассматривались лишь амплитуды вероятностей переходов между начальными и конечными состояниями.

2) Нельзя класть в основание искомой теории континуум точек, как это общепринято делать. Уже теория относительности показала, что всякая физическая теория имеет дело с описанием соотношений лишь между событиями, происходящими с материальными объектами, а континуум возникает после добавления к реально осуществившимся (дискретным) событиям непрерывного множества лишних точек (событий).

Возможность отказа от континуума точек обсуждается уже давно. Так, А.Эйнштейн в середине 30-х годов писал: "Необходимо отметить, конечно, что введение пространственно-временного континуума может считаться противоестественным, если иметь в виду молекулярную структуру всего происходящего в микромире. Утверждают, что успех метода Гейзенберга может быть приведен к чисто алгебраическому методу описания природы, т.е. исключению из физики непрерывных функций. Но тогда нужно будет в принципе отказаться от пространственно-временного континуума. Можно думать, что человеческая изобретательность в конце концов найдет методы, которые позволят следовать этому пути. Но в настоящее время такая программа смахивает на попытку дышать в безвоздушном пространстве" [12, с. 56].

Об этом же говорил позже Р.Фейнман: "Теория, согласно которой пространство непрерывно, мне кажется неверной, потому что она приводит к бесконечно большим величинам и другим трудностям" [13, с. 184].

3) При отказе от континуума промежуточных точек сразу же повисает в воздухе концепция близкодействия с идеей полей переносчиков взаимодействий от одной частицы к другой. Электромагнитному и другим полям просто не по чему распространяться, то есть нет фона, на котором они даже могли бы быть определены. Следовательно, в искомой теории среди первичных понятий не должно быть переносчиков взаимодействий.

4) Далее следует отказаться от понятия больше-меньше в самых первичных положениях теории. Оно связано со счетом событий или некоторых факторов. В классической геометрии это понятие отражается аксиомой Архимеда, гласящей, что из любых двух отрезков меньший можно складывать с собой некоторое число раз так, что в результате сумма превзойдет больший отрезок. Это выражается тем, что общепринятая геометрия строится на основе вещественных чисел. В квантовой теории и в физике микромира основные понятия описываются комплексными числами, что связано именно с фактом отсутствия понятия больше-меньше для микрочастиц.

5) Принцип неопределенностей Гейзенберга говорит о дополнении геометрических и динамических свойств материи. В основу теории должно быть заложено нечто третье, из которого следовали бы как динамические, так и пространственно-временные понятия, причем ниоткуда не следует, что последние должны появляться раньше динамических характеристик, как это принято считать в классической теории.

6) Нет оснований класть в основание теории лишь непосредственно наблюдаемые понятия. Это достаточно ярко продемонстрировали квантовая механика и теория взаимодействий элементарных частиц. Важно лишь, чтобы от первичных понятий по некоторым правилам в конце концов можно было прийти к наблюдаемым величинам. На этот момент в современной теории обращал внимание Р.Фейнман [13].

2. Другой блок вопросов связан с *выделением из существующей физики микромира тех понятий, которые должны быть положены в основание искомой теории*. Назовем ключевые понятия.

1) Чрезвычайно важным квантовым понятием является *спин* элементарных частиц. Как известно, основные виды элементарных частиц описываются спинорными волновыми функциями, то есть имеют спин половина. В стандартной 4-мерной теории спинор часто рассматривается как “корень квадратный из вектора”. Однако можно идти и в другом направлении, то есть постулировать спиноры и из них получать векторы. Близким к этому путем шел в своей твисторной программе Р.Пенроуз, положив в основание теории понятие твистора, то есть фактически пары 2-компонентных спиноров.

В современной математике понятие спинора вводится на основе алгебры Клиффорда над полем вещественных чисел. Установлена жесткая связь между свойствами пространства: его размерностью и сигнатурой и видом спиноров, которые в нем определены (числом их компонент, вещественностью, комплексностью и т.д.). Следовательно, исходя из 2-компонентных комплексных спиноров, Р.Пенроуз уже фактически заложил 4-мерность и известную сигнатуру пространства-времени.

Оказывается, можно строить еще более глубокую теорию, в которой сами спи-

норы оказываются следствием исходных принципов, причем они не обязательно 2-компонентные.

2) В качестве следующего важного понятия из физики микромира следует назвать *заряды элементарных частиц*, как электрические, так и заряды, фигурирующие в теориях электрослабых и сильных взаимодействий элементарных частиц.

3) В квантовой физике важное значение имеет понятие *фазы* – мнимого показателя экспоненты в комплексных числах, которыми описываются волновые свойства материи. На это настойчиво обращал внимание Дж.Уилер: “Существование в основных законах классического пространства-времени величины такого типа как относительная “фаза” двух отдельных точек приводит исследователей, ищущих чисто геометрическое описание природы, к заключению, что понятие “фазы” еще не нашло своего наиболее удачного геометрического средства выражения... Однако Природа умеет “вести учет” различия “фаз”. Значит, если Природа сводится к геометрии, “фаза” также должна быть сводима к геометрии” [14, с. 61]. В другом месте он задавался вопросом: “Могут ли идеи римановой геометрии и геометродинамики быть переформулированы в таком виде, чтобы концепция относительной “фазы” двух удаленных точек приобрела простой смысл?” [14, с. 207].

Напомним, что понятие фазы было положено в основание фейнмановской интерпретации квантовой механики на основе суммирования по траекториям (континуального интегрирования).

4) В современной физике можно назвать три ключевых родственных понятия: *S-матрица*, *действие* (или сопутствующее ему понятия лагранжиана) взаимодействующих частиц, *многомерная метрика* в теориях Калуцы-Клейна. Естественно ожидать, что имеется единый прообраз этих понятий.

3. Следующий круг вопросов связан с *выделением из уже существующих теорий фрагментов и идей, пригодных для построения искомой теории*.

1) Прежде всего, следует вспомнить концепцию дальнего действия, альтернативную доминирующей ныне концепции ближнего действия (теории поля). Согласно концепции дальнего действия, уже на классическом уровне нет необходимости в промежуточных полях, а взаимодействие между частицами должно описываться непосредственно через их характеристики, причем не обязательно мгновенно. В настоящее время имеется такая, достаточно развитая, теория, называемая теорией прямого межчастичного взаимодействия.

Как известно, соперничество между концепциями дальнего действия и ближнего действия продолжается с переменным успехом уже несколько веков с времен Ньютона. Концепция дальнего действия доминировала в середине XIX века в ведущей немецкой физической школе (см. [15]), в рамках которой работали В.Вебер, К.Нейман, К.Ф.Цельнер и многие другие физики. К этой школе примыкали известные математики Б.Риман и К.Гаусс. Последний наряду с неевклидовой геометрией оставил после себя записки с соображениями о теории прямого запаздывающего дальнего действия. Из этой школы вышел Э.Мах. Однако

в то время это направление исследований встретилося с рядом трудностей: необходима была фундаментальная скорость запаздывания дального действия, нужны были носители электрического заряда, доказательства дискретной природы материи и т.д. Они не могли быть преодолены в середине прошлого столетия. Работы Максвелла по теории электромагнитного поля позволили обойти эти трудности. С тех пор концепция близкого действия доминирует в физике почти полтора столетия.

Концепция дального действия возродилась в первой четверти XX века в трудах К.Шварцшильда, Г.Тетроде, А.Д.Фоккера, Я.И.Френкеля и других авторов. В середине XX века к этим исследованиям присоединились Дж.Уилер и Р.Фейнман. В итоге была построена теория прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия, эквивалентная общепринятой теории электромагнитного поля (см., например, [16]). Потом аналогичным образом была развита теория прямого гравитационного взаимодействия в первом приближении по гравитационной константе  $k_g$ , которая далее развивалась в трудах Ф.Хойла, Дж.Нарликара и других авторов. В некоторых аспектах эта теория имеет даже преимущества по сравнению с теорией поля.

Есть основания утверждать, что концепция дального действия более последовательна и даже более соответствует теории относительности, чем концепция близкого действия. Последняя, по существу, опирается на нерелятивистское понятие пространственного контакта, означающего, что взаимодействие осуществляется, когда расстояние между частицами  $i$  и  $j$  равно (стремится к) нулю ( $r_{ij} \rightarrow 0$ ). Частица взаимодействует с полем, находящимся в этой же точке, затем последовательно передает воздействие от одной точки пространства к другой, бесконечно близкой, по цепочке пока не достигнет положения второй частицы. В релятивистской теории, как известно, время и пространство объединяются в одно 4-мерное многообразие. Релятивистски инвариантное понятие расстояния  $r_{ij}$  следует заменить на релятивистски инвариантное понятие интервала  $s_{ij} = \sqrt{c^2 t_{ij}^2 - r_{ij}^2}$ , тогда релятивистское понятие контакта означает  $s_{ij} \rightarrow 0$ , что соответствует взаимодействию (контакту) частиц на изотропных конусах с вершинами в местах расположения частиц. Расстояние же между частицами может быть сколь угодно большим.

Если нет нужды в переносчиках взаимодействий, то ставится вопрос о том, насколько необходимо постулировать существование континуума промежуточных точек. В теориях прямого межчастичного взаимодействия пространственно-временной фон использовался лишь для описания взаимного положения частиц. Однако в таких теориях не ясно, как избавиться от этой последней функции классической геометрии.

2) В связи с возможным отказом от полей переносчиков взаимодействий как самостоятельных сущностей нужно вспомнить выводы общей теории относительности и многомерных геометрических моделей физических взаимодействий типа теории Калуцы-Клейна [17, 18]. В них физические поля описываются через метрику (многомерного) искривленного пространства-времени, то есть трактуются как свойства пространства-времени. Другими словами, понятия пространства-времени и полей переносчиков взаи-



модействий объединяются в единую сущность.

Другой урок многомерных геометрических моделей физических взаимодействий состоит в том, что существование различных полей, а, следовательно, и видов взаимодействий, трактуется через наличие дополнительных размерностей пространства-времени (или того, что должно составлять его прообраз в искомой теории).

Третий урок многомерных теорий Калуцы-Клейна состоит в том, что такие важные для описания физических взаимодействий понятия, как электрический и другие заряды, в ней трактуются через дополнительные компоненты импульсов взаимодействующих частиц (см., например, [18]).

### 3 Общая характеристика бинарной геометрофизики

#### 3.1 Бинарные системы комплексных отношений как математический ключ к построению искомой теории

Основы математического аппарата, необходимого для построения искомой теории, были найдены в рамках так называемой теории физических структур Ю.И.Кулакова, разработанной в связи с иными соображениями. В трудах Кулакова и его учеников [19, 20] эта теория применялась для методической переформулировки ряда законов общей физики и геометрий с симметриями. Однако она (в несколько переработанном виде) оказалась плодотворной именно для реализации сформулированной выше программы.

Математический аппарат физических структур представляет собой алгебраическую теорию отношений между элементами произвольной природы. Элементы могут составлять одно или два множества. Для нашей цели необходимо опереться на теорию с двумя множествами элементов. Постулируется, что между элементами двух различных множеств заданы отношения – некие числа. В теории Кулакова они вещественные, для наших целей следует брать комплексные числа. Полагается, что эти отношения удовлетворяют некому *алгебраическому закону*, то есть существует некая равная нулю функция, аргументами которой являются все отношения между фиксированными числами  $r$  и  $s$  элементов в двух множествах (см. [1, 10, 19]). Совокупность из двух таких целых чисел  $(r, s)$  называется *рангом* структуры (системы отношений). Постулируется *принцип фундаментальной симметрии*, гласящий, что закон выполняется для любых  $r$  элементов из одного и любых  $s$  элементов из другого множества.

Этих простых положений достаточно для того, чтобы построить содержательную теорию. Оказалось, принцип фундаментальной симметрии позволяет установить вид алгебраических функций, определяющих законы структур (систем отношений) для каждого ранга. Поскольку аналогичные теории оказалось возможным построить и на одном множестве элементов (унарные системы отношений), где их можно связать с известными видами геометрий с симметриями: евклидовой, Лобачевского, римановой геометрии.



ей постоянной положительной кривизны, с симплектической геометрией и некоторыми другими, – то структуры на двух множествах элементов (бинарные системы отношений) можно понимать как *новый тип геометрий – бинарных*. Они оказались проще унарных, более того, от них, склеивая пары точек двух множеств, можно перейти к унарным геометриям.

Этот математический аппарат оказался подходящим для построения искомой теории по следующим причинам:

1) Открытый новый вид геометрий – бинарных<sup>1</sup> – позволяет математически описать важное свойство искомой теории, когда для каждой частицы имеются два состояния: начальное и конечное. Для этой цели нужно использовать именно бинарные системы отношений, причем одно множество элементов следует интерпретировать как описывающие начальные состояния, а второе множество – как конечные состояния микросистем. По этой причине развиваемая теория называется бинарной геометрофизикой.

2) Теория бинарных систем отношений позволяет рассматривать дискретные множества элементов. Непрерывность важна лишь для записи функционально-дифференциальных уравнений, из которых находятся законы систем отношений. Но когда они уже каким-либо образом найдены, они могут приниматься для любых множеств элементов. Дискретность множеств элементов бинарной системы отношений соответствует отказу от континуума точек в основании физической теории.

3) Поскольку такая теория опирается на дискретные множества элементов и отношения между ними, то она может представлять собой прототип теории лишь в рамках концепции дальнего действия. В ней среди первичных понятий нет полей переносчиков взаимодействий, то есть развиваемая конструкция имеет характер теории прямого межчастичного взаимодействия.

4) Отношение (relation), используемое в данном подходе в качестве первичного понятия, имеет глубокий методологический смысл. Оно подчеркивает тот факт, что во всей физике мы имеем дело только с отношениями одних объектов и явлений к другим, то есть теория имеет реляционный характер. В строящейся таким образом теории отношения представляют собой более элементарные понятия, чем классические импульсы, расстояния или промежутки времени.

5) Развитую в группе Кулакова теорию физических структур лишь с вещественными отношениями можно обобщить на случай комплексных отношений, когда перестает действовать аксиома Архимеда и теряет смысл понятие больше-меньше. Именно в таком варианте эта теория становится применимой для описания физики микромира.

6) В общепринятом подходе размерность пространственно-временного многообразия понимается в топологическом смысле, то есть основано на свойствах непрерывности.

---

<sup>1</sup>Этот факт уже из самых общих соображений наталкивает на следующую мысль. В последнее время прилагались большие усилия для геометризации физики, причем использовались для этой цели, конечно, только унарные геометрии. Таковыми являются теории Калуцы-Клейна. Но с открытием бинарных геометрий, причем более элементарных, сразу же встает вопрос об использовании именно их для этой цели.

В теории систем отношений прообразом геометрической размерности является ранг. Это позволяет считать физическим основанием идеи геометрической размерности количество элементов, для которых пишется алгебраический закон системы отношений (структуры).

7) Естественно полагать, что главную роль в теории играют бинарные системы комплексных отношений (БСКО) наименьших рангов. Оказывается, в теории БСКО наименьшего невырожденного ранга (3,3) элементы должны описываться 2-компонентными спинорами, что сразу же приводит к выводу о 4-мерности строящейся таким образом теории, причем с известной сигнатурой  $(+ - - -)$ . Это можно понимать как теоретическое обоснование наблюдаемой в физическом мире размерности и сигнатуры.

8) В теории БСКО наименьшего ранга (2,2) элементы описываются лишь одним комплексным числом с фиксированным модулем. Это означает, что ключевую роль начинает играть фаза, о которой настойчиво говорил Дж.Уилер. В конце концов именно фаза ответственна за волновые свойства материи.

9) В теории БСКО большего ранга, в частности ранга (4,4) элементы описываются тремя параметрами. Два из них образуют 2-компонентный спинор, из которых по обычным правилам строятся компоненты 4-мерного импульса, а дополнительный параметр можно связать с зарядом частиц. Теории БСКО рангов, больших (3,3), можно трактовать как своеобразное бинарное многомерие, причем аналогии с многомерными (унарными) теориями Калуцы-Клейна простираются очень далеко. Они имеют место и при интерпретации зарядов частиц через дополнительные параметры (импульсы), и при описании конкретных видов взаимодействий. Анализ показал, что для построения прообраза единой теории сильных и электрослабых взаимодействий следует использовать БСКО ранга (6,6). В них каждый элемент характеризуется пятью параметрами.

10) Алгебраические законы бинарных систем комплексных отношений записываются в виде равенства нулю определителей из отношений между элементами двух множеств. В такой теории важную роль играют отличные от нуля миноры максимального ранга. Оказывается, в случае БСКО ранга (6,6), эти миноры можно понимать как составные части прообраза действия (лагранжиана) известных видов взаимодействий элементарных частиц.

Имеются и другие доводы в пользу применения теории БСКО для построения искомой теории микромира.

### 3.2 Архитектоника бинарной геометрофизики

Можно сказать, что бинарная геометрофизика, опирается на четыре блока физических идей:

- 1) на соображения о макроскопической (статистической) природе классического пространства-времени,
- 2) на теорию прямого межчастичного взаимодействия Фоккера-Фейнмана,

- 3) на идеи S-матричного подхода в физике микромира,
- 4) на многомерные геометрические модели физических взаимодействий типа теории Калуцы-Клейна.

Теория, основанная на названных и некоторых других необычных идеях, нацелена на решение следующих трех блоков проблем:

- 1) получение (вывод) классического пространства-времени из неких более первичных понятий и тем самым обоснование известных его свойств, таких как размерность, сигнатура, метрика и т.д.;
- 2) объединение теорий фундаментальных физических взаимодействий: гравитационного, электромагнитного, электрослабого и сильного;
- 3) совмещение принципов двух основополагающих теорий современной физики – общей теории относительности и квантовой теории.

Названные цели бинарной геометрофизики достигаются на разных этапах перехода от алгебраической теории уровня  $R_\mu(\mu)$  к общепринятым пространственно-временным представлениям и сопутствующим им понятиям современной физики. На этом пути можно выделить следующие четыре шага, проиллюстрированные на рисунке 1.



Рис. 1: Четыре шага от элементарного уровня  $R_\mu(\mu)$  до классической физики  $R_m(m)$

**Первый шаг** состоит в переходе от общих понятий теории БСКО ранга (6,6) с абстрактными элементами к прообразам действия (лагранжиана) взаимодействующих частиц и других понятий существующей физики. Этот шаг можно обозначить как переход  $R_\mu(\mu) \xrightarrow{1} R'_\mu(\mu)$ , где  $R'_\mu(\mu)$  олицетворяет физически осмысленную теорию. На этом этапе нет большинства привычных понятий современной физики. Прежде всего, нет классического пространства-времени и многих сопутствующих ему макропонятий: нет метрики, причинности, мировых линий частиц, отсутствуют понятия волновых функций частиц и полей – переносчиков взаимодействий, нет пропагаторов полей и сингулярных функций, доставивших столь много хлопот физикам в XX веке. Нет многого другого, без чего не мыслится общепринятая теория поля. Наконец, на этом уровне отсутствуют гравитационные взаимодействия.

Отметим, что в элементарном акте эволюции (взаимодействия), описываемом БСКО, всегда имеется три характерных подмножества элементов, составляющие первую, вто-

рую взаимодействующие частицы и элементарный базис. К ним следует добавить четвертое подмножество, образованное всеми другими элементами, не вошедшими в три подмножества. Первые три из указанных подмножеств могут быть простыми (в виде отдельных частиц) или достаточно сложными вплоть до макрообъектов, тогда как добавленное четвертое подмножество по своему определению является чрезвычайно сложным.

**Второй шаг (этап)** состоит в учете всех окружающих частиц мира. Это то, что в современной литературе принято называть принципом Маха [21]. Этот шаг можно обозначить как переход  $R'_\mu(\mu) \xrightarrow{2} R_\mu^M(\mu)$ , где в обозначении характера теории к двум ранее указанным факторам добавлен еще один – внешний мир, помеченный значком М сверху. Основная идея этого шага состоит в переходе от одного базового  $6 \times 6$ -отношения к сумме таких базовых отношений, содержащих фиксированное число элементов выделенной (первой) частицы в каждом из двух множеств элементов. В этом случае речь уже идет не о какой-то второй частице, а о совокупности вторых частиц, каждая из которых вносит вклад в значение прообраза многомерного интервала первой частицы. Именно на этом этапе возникает прообраз гравитационного взаимодействия.

**Третий шаг** состоит в переходе от элементарных базисов  $\mu$  к достаточно сложным системам из базисных элементов – в пределе к макроприбору  $m$ :  $R_\mu^M(\mu) \xrightarrow{3} R_m^M(\mu)$ . На этом этапе возникает еще одно суммирование – уже по элементарным базисам, составляющим макроприбор. Оно аппроксимируется интегрированием по импульсам передачи от одних объектов к другим. Эти суммы соответствуют интегралам Фурье в общепринятых представлениях потенциалов векторных полей. Здесь же возникают понятия запаздывающих и опережающих взаимодействий (потенциалов). Последние устраняются в согласии с процедурой Фейнмана-Уилера [22] учета абсолютного мирового поглотителя.

Квантовая механика и сопутствующие ей понятия: волновые функции, принцип суперпозиции, гильбертово пространство, сингулярные функции и другие – возникают именно на третьем шаге (этапе) перехода от элементарного уровня бинарной геометрофизики к классической физике.

**Четвертый шаг** состоит в переходе от рассмотрения микрочастиц к описанию макрообъектов:  $R_m^M(\mu) \xrightarrow{4} R_m(m)$ , что означает переход к классической механике с иллюзией независимости понятий от окружающего мира (М). На этом шаге производится суммирование (усреднение) по всем элементам, составляющим выделенную первую частицу. Строго говоря, только после этого этапа можно говорить о построении классического пространства-времени из первичных отношений. Только здесь возникают понятия расстояний и промежутков времени, которые имелись ввиду в предыдущем пункте, когда говорилось о волновых функциях и потенциалах бозонных полей – переносчиков взаимодействий.

## 4 Объединение сильных и электрослабых взаимодействий

Прообраз объединенной теории сильных и электрослабых взаимодействий получается уже на первом шаге. Прообразом  $S$ -матрицы, действия (или лагранжиана) взаимодействующих частиц, а также многомерной метрики в бинарной геометрофизике выступает так называемое базовое  $6 \times 6$ -отношение, представляющее собой объем в бинарной геометрии. Оно связывает 6 элементов в начальном состоянии с 6 элементами в конечном состоянии.

Для перехода от базового  $6 \times 6$ -отношения (от теории  $R_\mu(\mu)$ ) к прообразам  $S$ -матрицы или действия (лагранжиана) двух частиц (к теории  $R'_\mu(\mu)$ ) следует использовать следующую совокупность приемов, процедур и принципов:

**1. Процедура расщепления.** Прежде всего, необходимо произвести процедуру расщепления (или редукции), соответствующую процедуре  $4 + s$ -расщепления на 4-мерное пространство-время и дополнительные размерности в многомерных геометрических моделях типа теории Калуцы-Клейна. Она состоит в отделении у элементов параметров с индексами 1 и 2, которые предложено называть *внешними*, от оставшихся трех параметров с индексами 3, 4, 5, которые будем называть *внутренними*. Из внешних параметров строятся 4-мерные импульсы (4-скорости), а из внутренних параметров строятся заряды элементарных частиц. Эта процедура фактически означает расщепление исходной БСКО ранга (6,6) на две подсистемы: БСКО ранга (3,3) (с двумя параметрами) и БСКО ранга (4,4) (с тремя параметрами). В результате расщепления исходная группа преобразований  $SL(5, C)$  сужается до произведения двух подгрупп:  $SL(2, C)$  – для внешних параметров и  $SL(3, C)$  (или более узкой  $SU(3)$ ) – для внутренних параметров.

Для построения прообраза действия базовое  $6 \times 6$ -отношение следует представить в редуцированном на “4-мерие” виде, когда выделены параметры с индексами 1 и 2 и итоговое выражение имеет лоренц-инвариантный ( $SL(2, C)$ -инвариантный) вид. Это достигается разложением определителей, через которые расписываются базовые  $6 \times 6$ -отношения, по двум строкам.

**2. Классификация и физическая интерпретация слагаемых базового  $6 \times 6$ -отношения.** Все 225 слагаемых базового  $6 \times 6$ -отношения можно сгруппировать в виде 9 блоков:

$$\equiv \left( \begin{array}{c|c|c} M(4,0) & +M(3,1) & +M[(2)(2)]+ \\ \hline +M(3,1) & +M(2,2) & +M(1,3)+ \\ \hline +M[(2),(2)] & +M(1,3) & +M(0,4) \end{array} \right). \quad (1)$$

Слагаемые среднего  $9 \times 9$ -блока описывают вектор-векторные взаимодействия двух частиц. Они соответствуют в калибровочной теории взаимодействиям через промежуточные векторные бозоны (глюоны, фотоны,  $Z$ - или  $W$ -бозоны).

Слагаемые левого нижнего и правого верхнего  $3 \times 3$ -блоков  $M[(2), (2)]$  описывают скалярные взаимодействия двух частиц. Они соответствуют хиггсовским скалярным бозонам. Эти блоки названы массовыми.

Диагональные левый верхний  $M(4, 0)$  и правый нижний блоки  $M(0, 4)$  содержат внешние параметры лишь одной из частиц. Они соответствуют действию (лагранжиану) “свободных” частиц. Имеются критерии, исключающие из рассмотрения оставшиеся четыре крайних  $3 \times 9$ - и  $9 \times 3$ -блока.

**3. Единый принцип описания лептонов и барионов.** Данная теория позволяет единообразно описывать взаимодействия (процессы с участием) барионов, массивных лептонов и нейтрино. Все названные частицы описываются тройками элементов в каждом из двух множеств (состояний). Барионы характеризуются общим случаем, когда все три 2-столбца из внешних параметров содержат ненулевые компоненты. Так, например в множестве  $\mathcal{M}$ , барион  $(b)$  характеризуется прямоугольной  $3 \times 5$ -матрицей из параметров составляющих его элементов:

$$(b) \Rightarrow \begin{pmatrix} i^1 & k^1 & j^1 \\ i^2 & k^2 & j^2 \\ i^3 & k^3 & j^3 \\ i^4 & k^4 & j^4 \\ i^5 & k^5 & j^5 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} i^1 & k^1 & j^1 \\ i^2 & k^2 & j^2 \\ c_{(1)}^3 & c_{(2)}^3 & c_{(3)}^3 \\ c_{(1)}^4 & c_{(2)}^4 & c_{(3)}^4 \\ c_{(1)}^5 & c_{(2)}^5 & c_{(3)}^5 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где верхние две строки соответствуют внешним 2-компонентным спинорам, а оставшиеся три строки – дополнительным параметрам (3-компонентным финслеровым спинорам), описывающим внутренние степени свободы (заряды) взаимодействующей частицы.

Для массивных лептонов (электронов  $(e)$ ) матрица имеет тот же вид (2), однако один из верхних 2-компонентных столбцов состоит из нулевых внешних параметров. Для нейтрино  $(\nu)$ , также описываемого  $3 \times 5$ -матрицей (2), два 2-столбца из внешних параметров являются нулевыми. Для так определенных лептонов существенно сокращается число отличных от нуля слагаемых в базовом  $6 \times 6$ -отношении. Отметим, что число нулевых столбцов из внешних параметров является инвариантным свойством частиц относительно выделенных групп преобразований параметров.

**4. Обменный характер физических взаимодействий** основан на постулате, что по значениям внутренних параметров частицы могут находиться в двух видах состояний: в  $U$ -состоянии (“нормальном”) или в одном из  $X$ -состояний (“возбужденных”). Процесс взаимодействия состоит в обмене частицами своими состояниями.

“Нормальное” или  $U$ -состояние характеризуется отличным от нуля  $3 \times 3$ -определителем из внутренних параметров. Анализ возможных простейших видов  $X$ -состояний (с учетом принципа соответствия с общепринятой теорией) показывает, что  $X$ -состояния могут быть двух видов. Один тип ( $X_C$ ) характеризуется отличным от нуля определителем из трех столбцов из внутренних параметров, – эти состояния определяют прообраз взаимодействий через заряженные векторные бозоны, а для другого типа ( $X_N$ ) такой определитель равен нулю. Такие состояния, которых два, определяют прообраз взаимо-

действий через нейтральные векторные бозоны.

**5. Трактровка промежуточных векторных бозонов.** В данном подходе, соответствующем концепции дальнего действия (Фоккера-Фейнмана), среди первичных понятий нет промежуточных переносчиков взаимодействий (векторных бозонов). Им соответствуют указанные выше каналы взаимодействий (виды  $X$ -состояний элементарных частиц). Для сильных взаимодействий этим каналам соответствуют 8 глюонов: три пары заряженных глюонов, соответствующих  $X_X$ -,  $X_Y$ - и  $X_Z$ -состояниям, и два нейтральных А- и В-глюона, соответствующих состояниям  $X_A$  и  $X_B$ . Аналогичным образом интерпретируются “промежуточные” векторные бозоны, “переносящие” электрослабые взаимодействия.

**6. Принцип “матрешки”.** В общепринятой калибровочной теории поля для описания взаимодействий фактически используются три вида пространств: 1) внешнее, соответствующее классическому 4-мерному пространству-времени с группой преобразований Лоренца (с группой  $SL(2, C)$ ), 2) внутреннее пространство электрослабых взаимодействий, в котором имеет место группа  $SU(2) \times U(1)$  и 3) внутреннее (хроматическое) пространство сильных взаимодействий с группой  $SU(3)$ . Теория строится по принципу композиции этих пространств, который естественно назвать *принципом “кубиков”*.

В бинарной геометрофизике предлагается более экономный подход, основанный на понимании электрослабых взаимодействий как усеченных (как частного случая) сильных взаимодействий. Это достигается фиксированием одной из строк внутренних параметров в (2) (пусть это будет строка параметров с индексом 3), когда группа  $SL(3, C)$  (или  $SU(3)$ ) допустимых преобразований внутренних параметров сужается до подгруппы  $SL(2, C)$  (или  $SU(2)$ ) преобразований внутренних параметров с индексами 4 и 5. Оказывается, в такой усеченной теории сохраняют силу изложенные выше соображения о двух типах взаимодействий – аналогах взаимодействий через заряженные и нейтральные векторные бозоны, с той разницей, что для одного поколения частиц из трех каналов  $X_C$  выживает лишь один, соответствующий взаимодействиям лишь через одну пару заряженных векторных бозонов.

Можно показать, что в такой теории электромагнитные взаимодействия соответствуют сильным взаимодействиям через нейтральные А-глюоны, слабые взаимодействия через нейтральные векторные Z-бозоны соответствуют сильным взаимодействиям через нейтральные В-глюоны, а электрослабые взаимодействия через заряженные векторные  $W^\pm$ -бозоны соответствуют сильным взаимодействиям через одну из пар заряженных векторных глюонов (пусть таковыми будут  $X^\pm$ -глюоны).

Такой принцип фактического вложения одних видов физических взаимодействий в другой естественно назвать *принципом “матрешки”*, альтернативным обычно используемому принципу “кубиков”.



## 5 Симметрии в каналах физических взаимодействий

Изложенные выше процедуры и принципы позволяют единообразно записать прообразы действия (лагранжиана), как сильного и электрослабого взаимодействий барионов через составляющие его элементы (кварки), так и электрослабые взаимодействия лептонов (как массивных, так и нейтрино) друг с другом и с барионами (кварками). Эти прообразы строятся в виде комбинаций из произведений 4-скоростей (из внешних параметров) компонент частиц (кварков) с соответствующими коэффициентами из внутренних параметров, имеющими физический смысл зарядов в сильных и электрослабых взаимодействиях. Однако при этом остаются неопределенными количества и значения независимых констант и зарядов в соответствующих взаимодействиях. Этот пробел устраняется при использовании принципа симметрии каналов физических взаимодействий.

Оказывается, для получения известных соотношений между зарядами достаточно знания, во-первых, факта существования названных выше каналов физических взаимодействий, во-вторых, характера присутствия зарядов в соответствующих взаимодействиях (мультипликативности по зарядам во взаимодействиях через нейтральные векторные бозоны и недиагонального характера взаимодействий через заряженные векторные бозоны) и, в-третьих, условий суммарной симметрии названных каналов для всех кварков в сильных взаимодействиях или для левых компонент частиц (кварков или лептонов) в электрослабых взаимодействиях.

Отдельно рассмотрим эти симметрии для а) сильных взаимодействий барионов, б) электрослабых взаимодействий барионов и в) электрослабых взаимодействий лептонов.

### 5.1 Симметрии в сильных взаимодействиях

1. Проанализируем отдельно возможные обобщения трех каналов сильных взаимодействий, представив заряды в виде таблиц.

1) Канал взаимодействий через заряженные глюоны характеризуется одной константой  $W$ . Для этого канала имеет место первая из таблиц (а) в (3):

$$\begin{array}{l}
 \text{a)} \quad \begin{array}{c|ccc} & q(1) & q(2) & q(3) \\ \hline q(1) & 0 & W^2 & W^2 \\ q(2) & W^2 & 0 & W^2 \\ q(3) & W^2 & W^2 & 0 \end{array}; \quad \text{b)} \quad \begin{array}{c|ccc} & q(1) & q(2) & q(3) \\ \hline q(1) & A_1^2 & A_1 A_2 & 0 \\ q(2) & A_1 A_2 & A_2^2 & 0 \\ q(3) & 0 & 0 & 0 \end{array}
 \end{array} \quad (3)$$

2) А-канал взаимодействий через нейтральные глюоны в самом общем случае охарактеризуем двумя отличными от нуля зарядами  $A_1$ ,  $A_2$ , сопоставленными двум из трех кварков. В соответствии с этим имеем таблицу (б) в (3).

3) В-канал взаимодействий через нейтральные глюоны в самом общем случае можно было бы охарактеризовать тремя В-зарядами:  $g(1)$ ,  $g(2)$  и  $g(3)$ , сопоставленными

трем кваркам. Этому каналу можно соотнести следующую обобщенную таблицу:

	$q(1)$	$q(2)$	$q(3)$
$q(1)$	$g_{(1)}^2$	$g(1)g(2)$	$g(1)g(3)$
$q(2)$	$g(1)g(2)$	$g_{(2)}^2$	$g(2)g(3)$
$q(3)$	$g(1)g(3)$	$g(2)g(3)$	$g_{(3)}^2$

(4)

2. Постулируем, что имеет место суммарная симметрия вкладов всех трех каналов, то есть:

	$q(1)$	$q(2)$	$q(3)$
$q(1)$	$A_1^2 + g_{(1)}^2 = c^2;$	$A_1 A_2 + g(1)g(2) + W^2 = c^2;$	$g(1)g(3) + W^2 = c^2$
$q(2)$	$A_1 A_2 + g(1)g(2) + W^2 = c^2;$	$A_2^2 + g_{(2)}^2 = c^2;$	$g(2)g(3) + W^2 = c^2;$
$q(3)$	$g(1)g(3) + W^2 = c^2;$	$g(2)g(3) + W^2 = c^2;$	$g_{(3)}^2 = c^2.$

(5)

где  $c$  – некоторая константа. Легко показать, что сформулированный постулат выполняется в стандартной хромодинамике.

3. В таблице (5) содержатся только 6 независимых соотношений, которые можно понимать как уравнения относительно 6 неизвестных зарядов:  $A_1, A_2, \dots, W$ . Решим эти уравнения, выразив все заряды через одну константу  $c$ .

Из последней колонки уравнений в (5) находим

$$g(3) = \pm c; \quad g(1) = g(2) = \pm \frac{c^2 - W^2}{c}. \quad (6)$$

Из двух оставшихся диагональных уравнений находим  $A_1^2 - A_2^2 = 0$ , откуда следуют две возможности: а)  $A_1 = -A_2$ ; или б)  $A_1 = A_2$ . Рассмотрим их в отдельности.

а) Для случая  $A_1 = -A_2$  из недиагональных уравнений в (5) находим решения:

$$A_1 = -A_2 = \pm \frac{\sqrt{3}}{2}c; \quad g(1) = g(2) = \mp \frac{c}{2}; \quad g(3) = \pm c; \quad W^2 = \frac{3}{2}c^2. \quad (7)$$

Легко видеть, что именно это решение соответствует общепринятому, если положить, что  $c = g_0/\sqrt{3}$ .

б) Для случая  $A_1 = A_2$  получаем

$$A_1 = A_2 = 0; \quad g(1) = g(2) = c; \quad g_{(3)}^2 = c^2; \quad W = 0. \quad (8)$$

В этом случае отсутствуют А-канал и канал взаимодействия через заряженные глюоны. По этой причине следует ограничиться лишь случаем (а).

## 5.2 Алгебраические симметрии электрослабых взаимодействий кварков

1. Для электрослабых взаимодействий кварков, имеют место алгебраические симметрии, аналогичные тем, что были найдены для их сильных взаимодействий. Поскольку

имеются две пары кварков (верхние-нижние и левые-правые), то алгебраические симметрии следует характеризовать посредством  $4 \times 4$ -таблиц, в которых по горизонтали и вертикали отмечены кварки  $u_L, u_R, d_L, d_R$ .

Опять отдельно рассмотрим заряды для трех каналов электрослабого взаимодействия:

1) **Прообраз слабого взаимодействия через W-бозоны** характеризуется первой таблицей (а) из (9):

$$a) \begin{array}{c|cccc} & u_L & u_R & d_L & d_R \\ \hline u_L & 0 & 0 & W^2 & 0 \\ u_R & 0 & 0 & 0 & 0 \\ d_L & W^2 & 0 & 0 & 0 \\ d_R & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array}; \quad b) \begin{array}{c|cccc} & u_L & u_R & d_L & d_R \\ \hline u_L & A_u^2 & A_u^2 & A_u A_d & A_u A_d \\ u_R & A_u^2 & A_u^2 & A_u A_d & A_u A_d \\ d_L & A_u A_d & A_u A_d & A_d^2 & A_d^2 \\ d_R & A_u A_d & A_u A_d & A_d^2 & A_d^2 \end{array} \quad (9)$$

2) **Прообраз электромагнитного взаимодействия.** Как известно, кварки двух сортов (верхние, нижние) обладают разными электрическими зарядами  $A_u$  и  $A_d$ , причем левые и правые компоненты каждого сорта обладают одинаковыми зарядами. Следовательно, электромагнитное взаимодействие можно охарактеризовать второй таблицей (b) в (9).

3) **Прообраз слабого взаимодействия через Z-бозоны** также характеризуется парными произведениями, но теперь четырех величин (Z-зарядов):  $g_{uL}, g_{uR}, g_{dL}$  и  $g_{dR}$ , которые можно представить в виде таблицы

$$\begin{array}{c|cccc} & u_L & u_R & d_L & d_R \\ \hline u_L & g_{uL}^2 & g_{uL}g_{uR} & g_{uL}g_{dL} & g_{uL}g_{dR} \\ u_R & g_{uR}g_{uL} & g_{uR}^2 & g_{uR}g_{dL} & g_{uR}g_{dR} \\ d_L & g_{dL}g_{uL} & g_{dL}g_{uR} & g_{dL}^2 & g_{dL}g_{dR} \\ d_R & g_{dR}g_{uL} & g_{dR}g_{uR} & g_{dR}g_{dL} & g_{dR}^2 \end{array} \quad (10)$$

2. Постулируем *суммарную симметрию левых компонент кварков*, соответствующую симметриям кварков в сильных взаимодействиях. Это значит, что суммарные вклады во взаимодействия левых компонент  $u_L$ - и  $d_L$ -кварков для их четырех комбинаций равны друг другу. Обозначим их величиной  $B_1^2$ . Кроме того, из симметрии левых компонент кварков следует равенства вкладов  $u_L$ - и  $d_L$ -кварков во взаимодействия с  $u_R$  и  $d_R$  кварками. Обозначим их пока неизвестными величинами соответственно  $Y_1$  и  $Y_2$ . Суммарные значения вкладов во взаимодействия правых компонент кварков  $u_R, d_R$  и их между собой соответственно обозначим величинами:  $B_2^2, B_4^2$  и  $Y_3$ . Они уже не обладают суммарными симметриями, как левые компоненты.

Просуммируем соответствующие слагаемые из таблиц (9), (10) и приравняем их введенным величинам. Результирующие выражения также изобразим в виде таблицы:

$$\begin{array}{c|cccc} & u_L & u_R & d_L & d_R \\ \hline u_L & g_{uL}^2 + A_u^2 = B_1^2; & g_{uL}g_{uR} + A_u^2 = Y_1; & g_{uL}g_{dL} + A_u A_d + W^2 = B_1^2; & g_{uL}g_{dR} + A_u A_d = Y_2 \\ u_R & \dots & g_{uR}^2 + A_u^2 = B_2^2; & g_{uR}g_{dL} + A_u A_d = Y_1; & g_{uR}g_{dR} + A_u A_d = Y_3; \\ d_L & \dots & \dots & g_{dL}^2 + A_d^2 = B_1^2; & g_{dL}g_{dR} + A_d^2 = Y_2; \\ d_R & \dots & \dots & \dots & g_{dR}^2 + A_d^2 = B_4^2. \end{array} \quad (11)$$

Здесь многоточием обозначены слагаемые под диагональю, равные соответствующим слагаемым над диагональю.

3. Выписанные в (11) 10 соотношений будем рассматривать как 10 уравнений на 10 неизвестных величин:  $g_{uL}$ ,  $g_{uR}$ ,  $g_{dL}$ ,  $g_{dR}$ ,  $A_u$ ,  $A_d$ ,  $W^2$ ,  $Y_1$ ,  $Y_2$  и  $Y_3$ . Заданными будем считать три величины:  $B_1^2$ ,  $B_2^2$  и  $B_4^2$ .

Вычтем из уравнения, соответствующего  $(u_L d_R)$ , уравнение, соответствующее  $(d_L d_R)$ , и, аналогично, из уравнения, соответствующего  $(u_L u_R)$ , – уравнение  $(u_R d_L)$ . В результате имеем

$$g_{dR}(g_{uL} - g_{dL}) = A_d(A_d - A_u); \quad g_{uR}(g_{uL} - g_{dL}) = A_u(A_d - A_u). \quad (12)$$

Деля одно выражение на другое, получаем соотношение  $g_{uR}/g_{dR} = A_u/A_d$ .

Диагональных уравнений из (11) и соотношений (12) достаточно для нахождения 6 неизвестных величин  $g_{sr}$ ,  $A_u$  и  $A_d$  через три независимые константы  $B_1^2$ ,  $B_2^2$  и  $B_4^2$ .

4. Существенно упростим задачу, воспользовавшись известным значением отношения

$$\frac{A_u}{A_d} = -2 \rightarrow g_{uR} = -2g_{dR}. \quad (13)$$

Легко видеть, что это условие возможно лишь при специальном соотношении констант  $B_2^2$  и  $B_4^2$ . Из двух диагональных соотношений для слагаемых, соответствующих  $(u_R u_R)$  и  $(d_R d_R)$  в (11), находим условие на константы:  $B_4^2 = \frac{1}{4}B_2^2$ .

Выражая из диагональных соотношений в (11) неизвестные  $g_{uL}$ ,  $g_{uR}$ ,  $g_{dL}$  и  $g_{dR}$  через константы  $B_s^2$ ,  $A_u$  и подставляя их в соотношение (12), получаем уравнение для одной неизвестной  $A_u^2$ . Решая его, находим

$$A_u^2 = \frac{B_4^2(4B_1^2 - B_4^2)}{B_1^2 + 2B_4^2}; \quad A_d^2 = \frac{B_4^2(4B_1^2 - B_4^2)}{4(B_1^2 + 2B_4^2)}. \quad (14)$$

5. Используя (14), из диагональных соотношений в (11) находим неизвестные заряды  $g_{sr}$ :

$$g_{uL}^2 = \frac{(B_1^2 - B_4^2)^2}{B_1^2 + 2B_4^2}; \quad g_{uR}^2 = \frac{9B_4^4}{B_1^2 + 2B_4^2}; \quad (15)$$

$$g_{dL}^2 = \frac{(2B_1^2 + B_4^2)^2}{4(B_1^2 + 2B_4^2)}; \quad g_{dR}^2 = \frac{9B_4^4}{4(B_1^2 + 2B_4^2)}. \quad (16)$$

Для оставшихся неизвестных величин имеем выражения:

$$Y_1 = B_4^2; \quad Y_2 = -\frac{1}{2}B_4^2; \quad Y_3 = -2B_4^2; \quad W^2 = \frac{1}{2}(4B_1^2 - B_4^2). \quad (17)$$

6. Перейдем к стандартным представлениям параметров  $g_{sr}$  электрослабых взаимодействий кварков (см., например [23]). Для этого, используя известную из калибровочной модели формулу, запишем  $g_{uL}$  в следующем виде

$$g_{uL} = \pm 2\sqrt{B_1^2 + 2B_4^2} \left( \frac{1}{2} - \frac{3B_4^2}{2(B_1^2 + 2B_4^2)} \right) \equiv \pm B_0 \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta \right), \quad (18)$$

откуда находятся выражения для общепринятых величин:

$$\frac{2}{3} \sin^2 \theta = \frac{3B_4^2}{2(B_1^2 + 2B_4^2)}, \quad B_0 = 2\sqrt{B_1^2 + 2B_4^2} = \frac{3B_4}{\sin \theta}. \quad (19)$$

Оставшиеся заряды слабых взаимодействий принимают вид

$$g_{uR} = \mp \frac{3B_4^2}{\sqrt{B_1^2 + 2B_4^2}} = \mp B_0 \left( \frac{2}{3} \sin^2 \theta \right); \quad (20)$$

$$g_{dL} = \mp \frac{2B_1^2 + B_4^2}{2\sqrt{B_1^2 + 2B_4^2}} = \mp B_0 \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta \right); \quad g_{dR} = \pm \frac{3B_4^2}{2\sqrt{B_1^2 + 2B_4^2}} = \pm B_0 \left( \frac{1}{3} \sin^2 \theta \right), \quad (21)$$

соответствующий общепринятым выражениям для кварков. В дальнейшем будем сопоставлять верхние знаки кваркам, а нижние – антикваркам. (В написании формул (18) и (20) – (21) при отождествлении с зарядами  $g_{aB}$  следует подразумевать верхние знаки.)

7. Проиллюстрируем полученные выражения для зарядов кварков с помощью графика на рисунке 2, где на горизонтальной оси отложены значения зарядов А-канала (электрические заряды (A)), а вдоль вертикальной оси – значения зарядов В-канала, то есть заряды слабых взаимодействий  $g_{sr}$ .

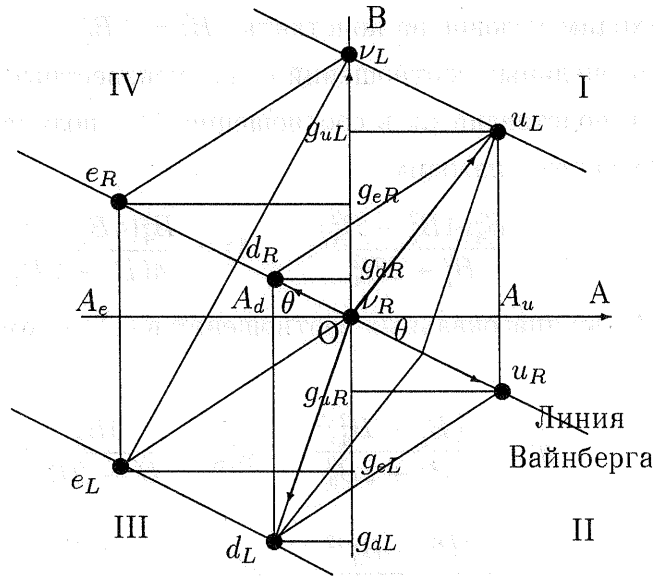


Рис. 2: Положения кварков и лептонов на плоскости зарядов А- и В-каналов

Если соединить отрезками положения всех четырех кварков, то получится ромб (правый ромб на рисунке 2), большая диагональ которого составляет угол Вайнберга с вертикальной осью. Малая диагональ ромба лежит на *линии Вайнберга*, составляющей угол Вайнберга с горизонтальной осью. Линия пересечения двух диагоналей ромба сдвинута вдоль линии Вайнберга вправо и вниз на величину  $B_4/2$ .

### 5.3 Алгебраические симметрии электрослабых взаимодействий лептонов

1. По аналогии с сильными и электрослабыми взаимодействиями кварков рассмотрим алгебраические симметрии трех каналов электрослабых взаимодействий лептонов. Отдельно обсудим эти каналы, опять иллюстрируя выявленные закономерности с помощью таблиц. Как и ранее, эти каналы характеризуются коэффициентами перед парными произведениями трех типов токов: нейтринного ( $\nu$ ), левой компоненты массивного лептона ( $e_L$ ) и правой компоненты массивного лептона ( $e_R$ ). Выпишем в виде  $3 \times 3$ -таблиц коэффициенты перед соответствующими произведениями токов в каждом из каналов взаимодействия.

1) Слабые взаимодействия через **W-бозоны** характеризуются первой (а) из таблиц в (22):

$$a) \begin{array}{c|ccc} & \nu & e_L & e_R \\ \hline \nu & 0 & W^2 & 0 \\ e_L & W^2 & 0 & 0 \\ e_R & 0 & 0 & 0 \end{array}; \quad b) \begin{array}{c|ccc} & \nu & e_L & e_R \\ \hline \nu & 0 & 0 & 0 \\ e_L & 0 & A_e^2 & A_e^2 \\ e_R & 0 & A_e^2 & A_e^2 \end{array} \quad (22)$$

2) Электромагнитное взаимодействие можно охарактеризовать таблицей (b) в (22).

3) Слабые взаимодействия через **Z-бозоны** опять характеризуются произведениями зарядов соответствующих компонент лептонов. С учетом этой закономерности имеем таблицу:

$$\begin{array}{c|ccc} & \nu & e_L & e_R \\ \hline \nu & g_{\nu L}^2 & g_{\nu L} g_{eL} & g_{\nu L} g_{eR} \\ e_L & g_{\nu L} g_{eL} & g_{eL}^2 & g_{eL} g_{eR} \\ e_R & g_{\nu L} g_{eR} & g_{eL} g_{eR} & g_{eR}^2 \end{array} \quad (23)$$

2. Опять складывая таблицы (22) и (23), постулируем следующую *симметрию суммарных коэффициентов* при произведениях трех типов токов:

$$\begin{array}{c|ccc} & \nu & e_L & e_R \\ \hline \nu & g_{\nu L}^2 = b^2; & g_{\nu L} g_{eL} + W^2 = b^2; & g_{\nu L} g_{eR} = Y; \\ e_L & g_{\nu L} g_{eL} + W^2 = b^2; & g_{eL}^2 + A_e^2 = b^2; & g_{eL} g_{eR} + A_e^2 = Y; \\ e_R & g_{\nu L} g_{eR} = Y; & g_{eL} g_{eR} + A_e^2 = Y; & g_{eR}^2 + A_e^2 = a^2. \end{array} \quad (24)$$

где введены новые константы:  $b^2$ ,  $Y$  и  $a^2$  для правого нижнего элемента матрицы.

Другими словами, можно утверждать, что для суммарных коэффициентов имеет место полная симметрия между левыми компонентами нейтрино и массивного лептона. Все коэффициенты в левой верхней  $2 \times 2$ -подматрице одинаковы ( $b^2$ ). Одинаковы также суммарные коэффициенты при произведениях левых токов (как нейтрино, так и массивного лептона) с током правой компоненты массивного лептона ( $Y$ ).

3. Данная симметрия приводит к тому, что опять независимыми следует считать всего два параметра. В качестве таковых можно выбрать параметры  $b^2$  и  $a^2$ . Шесть

соотношений в таблице (24) (три диагональные и три соотношения над диагональю) следует рассматривать как систему уравнений относительно 6 неизвестных:  $g_{\nu L}$ ,  $g_{eL}$ ,  $g_{eR}$ ,  $W^2$ ,  $A^2$  и  $Y$ . Решение этой системы уравнений имеет вид:

$$g_{\nu L} = \pm b; \quad g_{eL} = \pm \frac{a^2 - 2b^2}{2b}; \quad g_{eR} = \pm \frac{a^2}{2b}; \quad Y = \frac{a^2}{2}; \quad (25)$$

$$A_e^2 \equiv e^2 = \frac{a^2(4b^2 - a^2)}{4b^2}; \quad W^2 = \frac{4b^2 - a^2}{2}; \quad (\text{либо } W^2 = \frac{a^2}{2}). \quad (26)$$

4. Полученные выше выражения для констант электрослабых взаимодействий лептонов приводятся к известным в модели Вайнберга-Салама соотношениям, если положить

$$a^2 = g_1^2; \quad b^2 = \frac{g_1^2 + g_2^2}{4} \rightarrow g_1 = a; \quad g_2 = \sqrt{4b^2 - a^2}. \quad (27)$$

Легко видеть, что второе возможное решение для константы  $W^2$  в (26) не соответствует известным лептонам.

5. Заряды слабых Z-взаимодействий лептонов соответствуют общепринятым выражениям  $g_{aB} = B_0(T_3 + Q_a \sin^2 \theta)$ , где индекс  $a$  характеризует рассматриваемую частицу: нейтрино ( $a = \nu$ ) или электрон ( $a = e$ ), а индекс  $B$  означает компоненту этой частицы: левую ( $B = L$ ) или правую ( $B = R$ );  $B_0$  – константа,  $T_3$  – проекция изотопического спина соответствующей компоненты, а  $Q_a$  – электрический заряд частицы (в единицах заряда электрона),  $\theta$  – угол Вайнберга.

Из выражений:

$$g_{\nu L} = \frac{1}{2}B_0 = b; \quad g_{eL} = \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta\right) B_0 = \frac{a^2 - 2b^2}{2b}; \quad g_{eR} = B_0 \sin^2 \theta = \frac{a^2}{2b} \quad (28)$$

легко найти значения общепринятых констант:

$$B_0 = 2b = \sqrt{g_1^2 + g_2^2}; \quad \sin \theta = \frac{a}{2b}. \quad (29)$$

6. Полученные выражения для констант электрослабых взаимодействий лептонов проиллюстрированы графически на рисунке 2. Из двух диагональных уравнений в (24) следует, что левые компоненты двух лептонов можно изобразить точками на окружности радиуса  $b$  с центром в начале координат. При этом нейтрино ( $\nu_L$ ) изображается точкой в верхней части вертикальной оси, а левая компонента электрона ( $e_L$ ) находится в третьем квадранте.

Правая компонента электрона ( $e_R$ ) изображается точкой в четвертом квадранте, находящейся на пересечении окружности радиуса  $a$  и вертикали, отстоящей от начала координат влево на расстоянии  $A$ . Очевидно, что линия, проходящая через начало координат и точку  $e_R$ , составляет с горизонтальной осью угол Вайнберга, т.е. является линией Вайнберга.

7. Введем четвертую характерную точку, соответствующую фиктивной правой компоненте нейтрино  $\nu_R$  с нулевыми зарядами:  $A_{\nu R} = 0$ ,  $g_{\nu R} = 0$ . Очевидно, эта точка



лежит в начале координат. Соединим линиями положения четырех компонент рассматриваемых частиц. Легко показать, что в итоге получается ромб (левый на рисунке 2) со сторонами  $b$  и малой диагональю  $a$ . Большая диагональ наклонена к вертикальной оси под углом Вайнберга. Ромб составлен из двух равнобедренных треугольников, соответствующих компонентам  $(e_L, e_R, \nu_R)$  и  $(e_R, \nu_L, \nu_R)$ .

Для античастиц, характеризуемых противоположными по знакам значениями зарядов, можно построить аналогичный ромб, отличающийся от изображенного на рис. 2, сдвигом вдоль линии Вайнберга вправо вниз на величину  $a$ .

8. Сравним константы и графики, рассмотренные в предыдущих разделах. Прежде всего, следует положить, что значения зарядов электрона  $e$  и константа, характеризующая слабые взаимодействия через  $W$ -бозоны, в этом и предыдущем разделах должны совпадать. Из формул (14) – (17) и (25) – (26) имеем

$$A_1^2 = \frac{4}{9} A_e^2 \rightarrow \frac{b_4^2(4B_1^2 - B_4^2)}{B_1^2 + 2B_4^2} = \frac{a^2(4b^2 - a^2)}{9b^2}; \quad (30)$$

$$W^2 = \frac{1}{2}(4B_1^2 - B_4^2) = \frac{1}{2}(4b^2 - a^2). \quad (31)$$

Из этих выражений находим соотношения констант:

$$b = \sqrt{B_1^2 + 2B_4^2}; \quad a = 3B_4; \rightarrow B_1^2 = b^2 - \frac{2}{9}a^2. \quad (32)$$

Используя соотношения (27), находим выражения для кварковых констант через два заряда модели Вайнберга-Салама:

$$B_1^2 = \frac{1}{36}(9g_2^2 + g_1^2); \quad B_4 = \frac{g_1}{3}. \quad (33)$$

9. Из соотношения констант электрослабых взаимодействий лептонов и кварков легко убедиться, что ромбы, изображенные на рисунке 2, имеют одинаковые стороны, диагонали и наклонены к координатным осям под одним и тем же углом Вайнберга, то есть лептонный ромб можно получить из кваркового сдвигом последнего вдоль линии Вайнберга влево вверх на значение  $2B_4 = 2a/3$ .

10. Наконец, учтем вторые значения (знаки) зарядов электрослабых взаимодействий, соответствующие в (25) – (26) антилептонам, а в (14) – (17) – антикваркам. Для всех них имеем 4 одинаковых по величине и углу наклона ромба. Они совмещены на одном графике рисунка 3. Из получившегося графика видно, что все 16 компонент частиц (учитывая фиктивные правые компоненты нейтрино и антинейтрино) располагаются на трех параллельных прямых: на линии Вайнберга и на двух симметрично расположенных с ней параллельных линиях, отстоящих от линии Вайнберга на расстояние  $\sqrt{b^2 - a^2/4} = (1/2)\sqrt{4B_1^2 - B_4^2}$ . Последняя величина, умноженная на  $\sqrt{2}$ , определяет константу слабого взаимодействия через  $W$ -бозоны. Заметим, что все правые компоненты частиц располагаются на линии Вайнберга, тогда как левые компоненты – на соседних линиях.

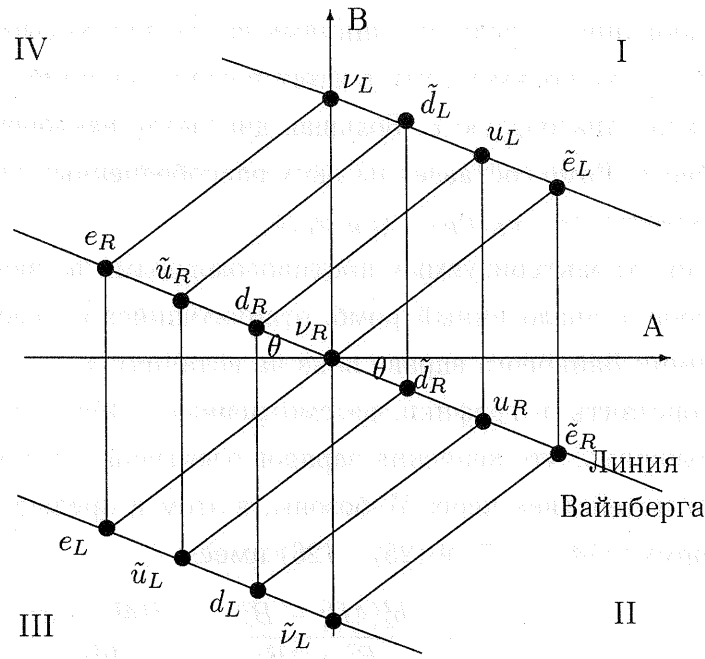


Рис. 3: Графическая классификация компонент лептонов, антилептонов, кварков и антикварков на плоскости электрического и Z-зарядов.

Любопытно отметить, что если соединить линиями положения трех компонент  $\nu_L$ ,  $e_L$ ,  $\tilde{e}_R$  и аналогично положения  $e_R$ ,  $\tilde{e}_L$ ,  $\tilde{\nu}_L$ , то получатся два треугольника, которые следует сопоставить двум деформированным треугольникам для сильно взаимодействующих кварков.

11. Сильные взаимодействия характеризуются одной константой  $g_0$ , тогда как электрослабые взаимодействия – двумя константами  $g_1$  и  $g_2$ . В бинарной геометрофизике естественно вводится одно условие на константы электрослабых взаимодействий, позволяющее теоретически вычислить значение угла Вайнберга. Это условие имеет вид соотношения между зарядами верхних и нижних кварков:

$$A_u(\sqrt{g_{uL}} - \sqrt{-g_{uR}}) = -A_d(\sqrt{-g_{dL}} - \sqrt{g_{dR}}). \quad (34)$$

Подставляя сюда значения зарядов через угол Вайнберга из (18) – (21) и вводя обозначение  $z = (1/3) \sin^2 \theta$ , из (34) получаем уравнение на  $z$ :

$$2\sqrt{1-4z} - \sqrt{1-2z} = (4 - \sqrt{2})\sqrt{z}. \quad (35)$$

Численное решение этого уравнения приводит к значению  $\sin^2 \theta = 0,240488 \dots$ , близкому к современным экспериментальным оценкам.

## 6 На пути к совмещению принципов общей теории относительности и квантовой теории

Огромные усилия физиков-теоретиков XX века были направлены на объединение принципов двух столпов современной теоретической физики: общей теории относительности

и квантовой теории, – однако до сих пор эта проблема не решена. Имеется ряд точек зрения на суть данной проблемы и на пути ее решения [24]. Одни считают (их большинство), что в современной теории есть все необходимое для ее разрешения, а трудности состоят лишь в некоторых математических тонкостях или в неудачных формулировках синтезируемых теорий. Другие полагают, что для решения этой проблемы не хватает новых принципиально важных идей.

Автор данной статьи после многолетних исследований этой проблемы пришел к убеждению о необходимости новых идей, что, в частности, и побудило к развитию бинарной геометрофизики. В ее рамках имеются достаточно веские основания для оптимизма. Во-первых, в данном подходе изменяется взгляд на природу гравитационных взаимодействий и, во-вторых, в бинарной геометрофизике возникает новая интерпретация квантовой механики (теории).

**1. Природа гравитации.** Как уже отмечалось, прообраз гравитационного взаимодействия возникает лишь на втором шаге перехода от  $R_\mu(\mu)$  к классической теории. На этом этапе следует произвести процедуру 4+1+...-расщепления, соответствующую приводимости (расщеплению) БСКО ранга (6,6) на две подсистемы: БСКО рангов (3,3) и (4,4). В рамках многомерной теории Калуцы-Клейна эта процедура соответствует применению монадного, диадного, ..., s-адного методов расщеплений [18] n-мерного многообразия на 4-мерное классическое пространство-время и ортогональные ему дополнительные размерности.

После процедуры расщепления возникают прообразы компонент 4-мерной искривленной метрики, определяемой суммой метрики пространства Минковского и квадратичных вкладов от смешанных компонент метрики, что соответствует виду 4-мерной метрики в теориях Калуцы-Клейна [11, 18]. При этом результирующие компоненты метрики при дополнительных измерениях, физически интерпретируемые как прообразы напряженностей электромагнитного и других “промежуточных векторных полей”, содержат суммы вкладов от окружающих частиц линейно.

Искривленность результирующей 4-метрики  $g_{\mu\nu}$  определяется вкладами электромагнитного векторного потенциала  $A_\mu$  в духе 5-мерной теории Калуцы, где  $A_\mu = G_{5\mu}c^2/(2\sqrt{k_g})$ ;  $g_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} + 4k_g A_\mu A_\nu / c^4$ . Здесь  $k_g$  – ньютоновская гравитационная постоянная,  $G_{AB}$  – компоненты 5-мерного метрического тензора. Иллюзия, что в теории Калуцы 4-мерная метрика определяется электромагнитным полем, обычно устраняется тем, что  $g_{\mu\nu}$  отождествляется с комбинацией величин при неопределенных компонентах  $G_{\mu\nu}$ . В бинарной геометрофизике компоненты  $G_{\mu\nu}$  фиксированы. Отличие определяется порядком вышеперечисленных процедур. В теории Калуцы  $A_\mu$  фактически выражается через сумму вкладов отдельных зарядов, которая в определении  $g_{\mu\nu}$  возводится в квадрат, тогда как в бинарной геометрофизике сначала производится 1+4-расщепление вклада для каждой частицы (заряда), а затем суммируются квадратичные вклады. Как известно, квадрат суммы не равен сумме квадратов.

Таким образом, как электромагнитное, так и гравитационное взаимодействия опре-

деляются одними и теми же вкладками, только для электромагнитного взаимодействия они суммируются линейно, а для гравитационного взаимодействия – квадратично. Этот вывод определяет новый взгляд на природу гравитации и на сущность многих проблем современной теории гравитации, особенно на проблему квантования гравитации.

**Новая интерпретация квантовой механики.** Как уже отмечалось, в бинарной геометрофизике квантовомеханические закономерности возникают лишь на третьем шаге развития бинарной геометрофизики, причем имеет место новая интерпретация квантовой механики, отличная от обсуждаемых в литературе (копенгагенской, фейнмановской, на основе скрытых параметров, многомировой, брюссельской и т.д.). Отметим, что практически все упомянутые формулировки опираются на априорно заданное классическое пространство-время, тогда как в данном подходе физика микромира развивается на основе собственной системы представлений. В бинарной геометрофизике квантовомеханические понятия и закономерности формируются параллельно с выводом классических пространственно-временных представлений. При этом оказывается, что известный вероятностный характер квантовой теории обусловлен следующими тремя факторами: во-первых, отсутствием аксиомы Архимеда для первичных отношений (главным образом в БСКО ранга  $(2,2)$ ), описываемых комплексными числами, во-вторых, необходимостью суммирования по элементарным базисам, составляющим макроприбор (макроскопическим характером пространства-времени, по которому размазывается амплитуда вероятности), и, в-третьих, возможностью взаимодействия каждой частицы с любой другой из окружающего мира.

Более подробно этот вопрос рассмотрен в [12], где показано, что в данной интерпретации имеется ряд общих моментов с некоторыми из предложенных ранее, в частности, с идеей ансамблей в интерпретации Д.И.Блохинцева [25], с компактификацией дополнительной размерности в 5-оптике Ю.Б.Румера [26] и с суммированием по историям в фейнмановском подходе.

Все это существенно меняет характер исследований по программе “квантование гравитации”. Отдавая себе отчет в необходимости решения ряда непростых задач на этом пути, тем не менее уже сейчас можно сделать некоторые выводы концептуального характера. Так, с позиций бинарной геометрофизики видится бессмысленным введение особых квантов гравитационного поля – гравитонов по образу и подобию квантов фотонов и других бозонных переносчиков взаимодействий.

## 7 Заключение

Для развития всей программы бинарной геометрофизики было чрезвычайно важно убедиться в том, что понятия и принципы бинарных систем комплексных отношений (бинарной геометрии) пригодны для описания физики микромира. Об этом свидетельствует изложенный выше материал об описании свойств элементарных частиц и о прообразе их сильных и электрослабых взаимодействий. Именно поэтому в данной работе

этому вопросу уделено особое внимание.

Более того, как показано выше, имеется конкретный путь перехода от системы первичных понятий и принципов к понятиям и закономерностям классических пространственно-временных представлений (геометрии) и общепринятой физики. Окончательно они формируются на последнем, четвертом шаге. Уже на данной стадии развития теории можно ответить (или наметить путь решения) на ряд принципиальных вопросов об истоках известных геометрических свойств нашего мира.

1. *Почему пространство трехмерно, а пространство-время четырехмерно?* Этот вопрос ставился еще Э.Махом, затем обсуждался в работах А.Эддингтона, П.Эренфеста, А.Эйнштейна и других известных физиков-теоретиков. В данном подходе предлагается ответ: размерность  $1+3$  обусловлена БСКО наименьшего невырожденного ранга  $(3,3)$ .

2. *Почему в классическом мире имеет место свойство частичной упорядоченности событий (световой конус или физический принцип причинности)?* Среди первичных положений бинарной геометрофизики нет постулата частичной упорядоченности. Это свойство геометрии возникает лишь после перехода от элементарных базисов к макроприборам, то есть является понятием сугубо макроскопического мира.

Такой взгляд на свойство частичной упорядоченности позволяет рассматривать ряд аксиоматик геометрии, развивавшихся А.Роббом, Р.Ф.Моулдом, А.Д.Александровым, Р.И.Пименовым [27] и другими, как предназначенные для сугубо классической (макроскопической) области мира. В частности, построенные таким образом кинематики Пименова, непригодны для построения теории микромира. Более того, можно утверждать, что предпочтительнее оказался путь выбора в качестве исходных неких обобщенных метрических аксиом (как это делается в бинарной геометрофизике), а не аксиом частичной упорядоченности, как в кинематиках Пименова.

3. *Почему оказались плодотворными (и столь привлекательными) идеи Т.Калуцы, О.Клейна, Ю.Б.Румера и других авторов о многомерности геометрии физического пространства-времени?* Ответ состоит в том, что физические взаимодействия обусловлены переходом к БСКО более высоких рангов, нежели ранг  $(3,3)$ , то есть истоком общепринятого (унарного) многомерия является своеобразное бинарное многомерие. В нашей работе [12] показано, как конкретно это унарное многомерие возникает на макроуровне.

4. *Почему дополнительные размерности оказываются компактифицированными?* Есть основания усомниться в плодотворности попыток обосновать компактификацию дополнительных размерностей классическими геометрическими методами. В исследованиях по теории Калуцы-Клейна обычно исходят из ничем не оправданной посылки о первичности некомпактифицированных координатных размерностей и пытаются объяснить компактификацию части из них. В бинарной геометрофизике, наоборот, предлагается обоснование четырех классических некомпактифицированных размерностей, исходя, можно сказать, из первично компактифицированных понятий. При этом оказывается, что многомерным являются импульсное пространство. Координатный партнер имеется лишь для четырех импульсных компонент. С точки зрения бинарной геометро-

физики процедура компактификации дополнительных координатных размерностей означает всего лишь такое исправление исходных положений, при котором бы дополнительные координаты пропали, а соответствующие им импульсы остались. Это достигается постулированием циклической зависимости от лишних координат.

Имеются ответы и на ряд других вопросов современной физики.

Таким образом, бинарная геометрофизика (реляционная теория пространства-времени и физических взаимодействий) позволяет вскрыть довольно глубокие свойства физического мироздания. На ее основе можно существенно продвинуться в понимании широкого спектра проблем современной теоретической физики: от макромира и теории гравитации до физики микромира, включая квантовую механику, теорию электрослабых взаимодействий и хромодинамику.

## Список литературы

- [1] Ю.С.Владимиров. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий //Труды семинара “Время, хаос и математические проблемы”. Вып. 1. М.: Книжный дом “Университет”, 1999, с.111-129.
- [2] Б.Риман. О гипотезах, лежащих в основании геометрии //Сб. “Альберт Эйнштейн и теория гравитации”. М.: Мир, 1979, с. 18-33.
- [3] D.van Dantzig. On the relation between geometry and physics and concept of space-time //Funfzig Jahre Relativitatstheorie. Konferenz Bern, Basel. 1955. Bd.1.
- [4] E.J.Zimmerman. The macroscopic nature of space- time //Amer.J.Philis., 1962, vol.30, p. 97-105.
- [5] П.К.Рашевский. Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1967.
- [6] Дж.Чью. Аналитическая теория S-матрицы. М.: Мир, 1968.
- [7] G.F.Chew. The dubious role of the space-time continuum in microscopic physics //Science Progress. 1963. Vol.LI, No.204, p.529-539.
- [8] Р.Пенроуз, М.А.Х.Мак-Каллум //Сб. Твисторы и калибровочные поля. М.: Мир, 1983.
- [9] В.А.Фок. Квантовая физика и философские проблемы //Сб. Физическая наука и философия. М.: Наука, 1973, с. 55-77.
- [10] Ю.С.Владимиров. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть 1. Теория систем отношений. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1996.
- [11] Ю.С.Владимиров. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть 2. Теория физических взаимодействий. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998.

- [12] А.Эйнштейн. Физика и реальность. М.: Наука, 1965.
- [13] Р.Фейнман. Характер физических законов. М.: Мир, 1968.
- [14] Дж.Уилер. Гравитация, нейтрино и Вселенная. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1962.
- [15] Б.В.Булюбаш. Электродинамика дальнего действия //Физика XIX-XX вв. в общенаучном и социокультурном контекстах. (Физика XIX века). М.: Наука, 1995, с.221-250.
- [16] Ю.С.Владимиров, А.Ю.Турыгин. Теория прямого межчастичного взаимодействия. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [17] Т.Калуца. К проблеме единства физики //Сб. "Альберт Эйнштейн и теория гравитации". М.: Мир, 1979, с. 529-534.
- [18] Ю.С.Владимиров. Размерность физического пространства-времени и объединение взаимодействий. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
- [19] Ю.И.Кулаков. Элементы теории физических структур (Дополнение Г.Г.Михайличенко). Новосибирск. Изд-во Новосиб. ун-та, 1968.
- [20] Г.Г.Михайличенко. Математический аппарат теории физических структур. Горно-Алтайск, 1997.
- [21] А. Эйнштейн. Принципиальное содержание общей теории относительности //Собрание научных трудов. Т.1. М.: Наука, 1965, с. 613-615.
- [22] J.A.Wheeler, R.P.Feynman. Interaction with the absorber as the mechanism of radiation //Rev.Mod.Phys., 1945, vol.17, p.157-181.
- [23] Л.Б.Окунь. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.
- [24] Д.Брилл, Р.Гоуди. Квантование общей теории относительности //Сб. "Квантовая гравитация и топология". М.: Мир, 1973, с. 66-179.
- [25] Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976.
- [26] Ю.Б.Румер. Исследования по 5-оптике. М.: Гостехиздат, 1956.
- [27] Р.И.Пименов. Пространства кинематического типа (математическая теория пространства-времени). Л.: Наука, 1968.



