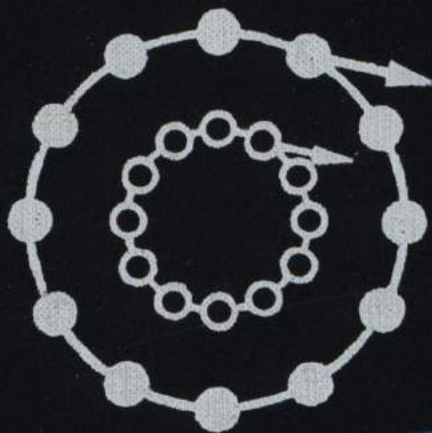


И.Л.Герловин

Основы единой теории всех взаимодействий в веществе



И.Л.Герловин

Основы единой теории всех взаимодействий в веществе



Ленинград
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
Ленинградское отделение
1990

Книга выпущена за счет средств автора

Герловин И. Л.

Г37 Основы единой теории всех взаимодействий в веществе. — Л.: Энергоатомиздат, Ленингр. отд-ние, 1990. — 432 с.: ил. ISBN 5-283-04642-7

Впервые изложена теория всех взаимодействий в веществе: сильных, электромагнитных, слабых и гравитационных, — Единая теория фундаментального поля (ТФП), основанная на новой Парадигме для жизнеспособных и развивающихся систем (ПЖиРС). Работа является результатом 50-летнего труда небольшого числа не боящихся новых идей ученых.

Рассмотрены полученные на основе ТФП и ПЖиРС результаты, которые при развитии и использовании должны помочь Человечеству помириться с Природой и избежать экологической катастрофы.

Книга рассчитана на широкий круг деятелей науки и техники, хотя часть материалов для полного их усвоения потребует обращения к новейшим разделам современной математики, не всем еще доступным.

Г $\frac{1644010000-143}{051(01)-90}$ Без объявл.

ББК 22

ISBN 5-283-04642-7

© И. Л. Герловин, 1990

О ЧЕМ ЭТА КНИГА?

(Краткое предисловие)

Человечество вступило в конфликт с Природой, в конфликт с окружающей нас средой, в конфликт с естественными законами развития живой и неживой природы, включая законы нормального развития цивилизации на Земле, поэтому многие ученые сейчас правомерно ставят вопрос об угрозе существованию цивилизации на нашей планете.

Как это могло произойти? Какие законы мы нарушили и почему? Что надо предпринять, если уже не поздно, чтобы спасти цивилизацию от гибели? Эти вопросы волнуют сейчас все мыслящее человечество.

Предлагаемая вниманию читателей книга – первая попытка продвинуться по пути получения ответов на эти вопросы, хотя таких попыток в общем виде было много, но конкретных ответов дать пока не удавалось.

Понятно, что такие глобальные вопросы должна решать наука, и важно правильно понять, какая наука (или какие науки) позволяют приступить к решению этих проблем. Широко распространено мнение о том, что естественные науки (физику, химию, биологию) и общественные (философию, экономику, политику, социологию) можно рассматривать в рамках некоторой общей "теории систем". Есть много оснований считать, что это так, однако, объединив в системы те или иные сведения, надо знать законы, которыми эта система управляется. В последнем вопросе единства нет, отдельные группы ученых, а подчас и каждый ученый в отдельности, руководствуются своими законами: одни считают таковыми диалектический материализм, другие – только диалектику в общем виде, третьи – принципы теологии, четвертые – законы отдельного вида систем, обобщая их для всех систем (теория динамических систем, например). Приведенный список далеко не полон, но он показывает, что путей, на которых ищут единые законы систем, много, и они разные.

Первые шаги в направлении поиска единых законов сделали В. И. Вернадский и Т. де Шарден. Был поставлен вопрос о единых законах, верных как для живой, так и для неживой природы.

Если толковать широко введенное ими понятие ноосферы, то под ним можно понимать теорию о единых законах живой и неживой природы. Пока такой теории нет и, по нашему мнению,

нет потому, что мало постулировать существование единых законов, важно познать эти законы и на их основе строить единую теорию систем. Как первый шаг нужна новая парадигма – методологическая и математическая основа теории ноосферы. Такой парадигмы в распоряжении ученых не было.

В книге рассматривается новая парадигма, на основе которой возможно построение теории ноосферы. Эта парадигма названа парадигмой для жизнеспособных и развивающихся систем (ПЖиРС), она содержит методологические и математические условия, при соблюдении которых система может быть жизнеспособной и способной к развитию. ПЖ и РС сформулирована еще в 1946 г. и положена в основу разработки новой единой теории поля, однако была впервые опубликована только в 1988 г. – автор не последовал примеру Джордано Бруно и не встал на костер инквизиции сталинских и последующих за ним зстойных лет, он решил, по мудрому личному совету Б. М. Кедрова, последовать примеру Галилео Галилея и работать, не рекламируя свои принципы, по которым "... и все-таки она вертится". Эта осторожность себя оправдала. Как увидит читатель, отважившийся на внимательное чтение книги, уже из ПЖиРС непосредственно следует, что многие наши принципы, заложенные в основу теории социализма, несмотря на новаторские идеи М. С. Горбачева, до сих пор делают систему, в которой мы живем, нежизнеспособной и не способной к развитию. Даже в 1989 г. (году написания книги), а тем более в предыдущие годы попытка защитить ПЖиРС была бы объявлена "лженаукой" и приобрела бы политические ярлыки, которые лишили бы автора возможности работать, как это произошло с пионерами в генетике и кибернетике. Автор все эти годы в основном занимался разработкой единой теории поля (ЕТП) – фундаментальной физической теории, необходимость создания которой предсказал А. Эйнштейн. Такой выбор направления использования ПЖиРС субъективно был связан с тем, что автор – физик и мог заниматься разработкой физической ЕТП без привлечения специалистов из других областей науки, где также работает ПЖиРС.

Профессиональное использование парадигмы за пределами физики началось только в 1985 г., когда к этой работе удалось привлечь соответствующих специалистов. Сообщение о первых результатах на этом пути содержится в книге.

В работе основное внимание уделено единой теории фундаментального поля (ТФП), как первой теории, созданной на основе ПЖиРС.

В книге уделяется большое внимание областям практического использования ПЖиРС и ТФП и не в последнюю очередь подходам в решении проблемы сохранения цивилизации на Земле.

Когда А. Эйнштейн сформулировал идею ЕТП, речь шла о теории, описывающей единое поле, которое проявляло бы себя то как поле сильных (ядерных) взаимодействий, то как поле электромагнитных

взаимодействий, или как поле слабых (ответственных за радиоактивный распад), или как поле гравитационных взаимодействий. Сейчас теорию первых трех взаимодействий часто именуют "Великим объединением", а будущую теорию всех четырех взаимодействий — "Суперобъединением". Появились даже высказывания, что суперобъединение — это "теория всего". А может ли быть вообще "теория всего"? Автор глубоко убежден, что такой теории быть не может, и выражает надежду, что, прочитав книгу, читатель с ним согласится. Согласно представлениям автора, конечно, достаточно субъективным, мы — только в самом начале пути познания окружающей нас природы. То, что мы уже знаем, — ничтожная зыбь в море того, что можно назвать полными законами Природы. Слова "теория всего" — дань неимоверной гордыне некоторых ученых, наивно думающих, что вот-вот они станут властелинами всех законченных истин — истин в последней инстанции. Автор глубоко убежден, что Природа не только в необозримое число раз богаче нашего современного представления о ней, но и непрерывно развивается. У нас нет оснований утверждать, что темп развития природы ниже набранного нами темпа познания ее. А если природа развивается быстрее, чем растет наше знание о ней, то о каких истинах в последней инстанции может идти речь?

Человечеству на Земле, в этот критический для его судьбы час, нужны не жрецы науки, вещающие истины в последней инстанции, а скромные труженики, обеспечивающие светом достаточной и верной в нашу эпоху истины путь, по которому должна идти цивилизация.

На фоне ошибочных идей о существовании истин в последней инстанции претензии автора представляются более чем нескромными — шутка сказать, речь идет о "теории всего". Однако, основываясь на изложенных автором представлениях, полученные им и его коллегами результаты — это еще очень скромный шаг на пути того, что необходимо срочно сделать, чтобы предотвратить гибель цивилизации. Беда сейчас в том, что ученые возомнили себя земными богами, владеющими основными истинами, и перестали должным образом заботиться о своей основной обязанности — освещать верный в настоящее время (а не всегда!) путь движения к прогрессу.

В книге излагаются результаты работы, начатой пятьдесят лет назад. За это время сделано меньше того, что можно было сделать без "содействия" ретроградов, все эти годы активно сыпавших песок в подшипники. Но представляемый вниманию и суду читателей результат был бы существенно ниже без активного участия или просто поддержки многочисленных коллег, друзей и настоящих тружеников науки, помогавших автору.

В связи с этим автор с благодарностью обращается к светлой памяти коллег М. М. Протоद्याконова, В. А. Крата, С. В. Измайлова, И. Я. Померанчука, Б. М. Кедрова, Ф. К. Зигеля, В. И. Менжинского

и благодарит В. В. Назарова, И. Д. Двас, В. С. Дваса, Р. Р. Запатрина, Н. М. Тертерова, Т. И. Чуклину, В. П. Перова, Ю. К. Баленко, Н. С. Лидоренко, З. Г. Каганова, А. П. Казанцева, Е. С. Макарова, А. А. Денисова, И. А. Рапопорта, Б. Н. Фролова, В. П. Шелеста, Д. Д. Иваненко, Я. П. Терлецкого, О. Б. Фирсова, А. Д. Шнаровича, Б. В. Ахлибининского, И. В. Оборенкова, Е. В. Гниловского, В. К. Захарова, Н. В. Закревского, И. А. Иванова, Л. П. Клауза, В. Я. Крейновича, В. И. Луценко, С. Г. Михлина, В. А. Пинскера, Б. П. Перегуда, А. Р. Регеля, И. В. Сергеева, И. С. Шейнина, А. Н. Ющенко, О. А. Казанцева, А. П. Казанцеву, А. М. Протодякова, С. Д. Вознесенского, А. С. Бондарева, В. Я. Жулая, М. Д. Ионова, Р. С. Тютерева.

Автор благодарит членов межкафедрального семинара ЛПИ им. Калинина по проблеме "Развитие и использование парадигмы для жизнеспособных и развивающихся систем и единой теории фундаментального поля" за активное участие в обсуждении, критику и рекомендации по материалам, вошедшим в эту работу. Дискуссии на семинаре по проблеме оказали большое влияние на содержание и качество предлагаемой вниманию читателя работы.

Многие физики трудятся над созданием великой картины, объединяющей все в одну сверхсупермодель. Это восхитительная игра, но в настоящее время игроки никак не договорятся о том, что представляет собой эта великая картина.

Р. Фейнман

НА ЧТО ПРЕТЕНДУЕТ АВТОР КНИГИ

(Еще более краткое введение в рассматриваемую проблему)

Главное, на что претендует автор, состоит в том, что никакая "сверхсупермодель", о которой говорит Р. Фейнман в цитате, вынесенной в эпиграф этого раздела, никогда не сможет объяснить "все". А то, что Р. Фейнман и другие физики называют "сверхсупермоделью", есть всего навсего единая теория вещества – одна из многочисленных форм существования материи, – которую использует Природа.

Только отказ от претензии объяснить "все" позволил автору создать единую теорию всех известных взаимодействий в веществе и убедиться, что это далеко не модель "всего", тем самым приоткрыть путь, по которому надо идти, чтобы ускорить процесс познания законов всей Природы.

Представляется важным сделать такое замечание. Много лет назад английский ученый Оккама сформулировал принцип, именуемый "бритвой Оккама". "Бритва Оккама" должна, по мысли ее автора, обрезать те сущности, без которых можно обойтись при объяснении того или иного явления. В настоящее время этот постулат Оккама возведен без каких-либо оснований (принцип Оккама не только не доказан, но за много лет еще не выяснена его природа и происхождение – это волевой принцип) в ранг незыблемых истин и принят на вооружение ретроградами от науки как "гильотина Оккама", посредством которой можно отрезать все новое, что не укладывается в прокрустово ложе привычных схем. С помощью "гильотины Оккама" отрезали в свое время генетику и кибернетику, как "излишние домыслы", с помощью "гильотины Оккама" отрезали все прогрессивные предложения по уточнению "законченной" политической экономики социализма. Немало прогрессивных идей лишили головы с помощью этой гильотины.

Никакая сколь угодно "прогрессивная" гильотина не может быть инструментом науки. Наступило время заменить "гильотину Оккама"

таким принципом: все, что окончательно и достоверно не запрещено современной наукой – должно или может существовать. Иначе, если не доказан принцип запрета на то или иное явление, положение, гипотезу, то они должны быть или могут существовать. В Природе господствует презумпция допустимости всего того, что не имеет запрета. А запретить что-то окончательно и достоверно в серьезной науке не так просто, как это считается.

Сколько лет отвергалось существование шаровой молнии, под запретом были все результаты наблюдения так называемых неопознанных летающих объектов (НЛО) – поэтому мы до сих пор не знаем, что это такое. Находятся под волевым запретом лозоискательство, телепатия, телекинез и многие другие фактически наблюдаемые биологические явления только потому, что объяснение их лежит за рамками возможностей современной науки.

Конечно, наложить очередное табу гораздо легче, чем дать научное объяснение, но тогда надо признать, что современная наука вырождается в вероучение, во главе которого стоят жрецы, которые заведомо знают, что разрешено, а что нет и на что надо наложить запрет, именно "знают", так как наложение запретов не сопровождается доказательством правомерности наложенного табу. Нельзя же считать основанием для запрета того или иного явления то, что его существование не соответствует положениям теории, которую принято считать полной и окончательной, без права на альтернативный подход. Далее мы покажем, к чему это привело в современной физической науке.

В заключение перечислим конкретные результаты, полученные в процессе разработки излагаемой здесь единой физической теории, на признание правдивости и необходимости использования которых претендует автор.

Единая теория фундаментального поля – единая теория всех взаимодействий в веществе – развивается 50 лет, и за это время непосредственно в этом научном направлении опубликовано 55 работ 23 авторов. ТФП объединяет все виды известных взаимодействий в веществе: сильное, слабое, электромагнитное и гравитационное, – рассматривая их как разные проявления одного фундаментального поля. ТФП создана на основе новой парадигмы для жизнеспособных и развивающихся систем.

В ТФП используются эвристические возможности современной математики, которым другие теории уделяют мало внимания.

На основе ТФП открыт периодический закон элементарных частиц, найденные в его рамках расчетные формулы позволили теоретически вычислить на ЭВМ массы, заряды, спины, магнитные моменты, времена жизни и другие квантовые числа всех элементарных частиц, как известных из опыта, так и еще не обнаруженных. Совпадение теоретических данных с опытными в пределах точности теории и эксперимента – полное. Предсказания теории хорошо подтвердились.

В ТФП впервые:

найлены физические явления, ответственные за квантовые и релятивистские свойства, определены границы области применимости этих свойств;

обнаружен единый подход для описания фермионов и бозонов, который шире суперсимметричного подхода, открытого позднее и усиленно разрабатываемого сейчас;

найлена структура физического вакуума, рассматриваемого как структурированная материальная субстанция, сформулированы и вычислены свойства физического вакуума (ФВ);

предложена и исследовалась струнная модель частиц, которая гораздо шире разрабатываемых сейчас струнных и суперструнных моделей и существенно богаче последних, правда, термин "струна" не был ранее предложен в ТФП;

вскрыта физическая природа кварков, тахионов, виртуальных состояний и некоторых других постулированных объектов современной микрофизики.

ТФП в настоящее время является наиболее глубокой теорией вещества, исходящей из самых общих принципов. Она не входит в противоречие с известными теориями, а только обосновывает постулаты, на которых они основаны, и, естественно, устанавливает границы применимости этих постулатов.

ТФП имеет одну особенность, которую важно здесь подчеркнуть. В книге будет показано, как из одной системы уравнений, представляющих открытый в теории закон триединства, получаются все виды взаимодействий и вычисляются константы этих взаимодействий. Показывается, что каждой константе взаимодействия единым фундаментальным полем соответствует (и следует из тех же уравнений) константа "сильной гравитации", предсказанная А. Саламом, но до сих пор не найденная.

Как-то было высказано, что современная физика содержится в пятом знаке. Из ТФП следует, что физика вещества содержится в десятом знаке. Во всяком случае, с такой точностью требуется сходимость, чтобы обеспечить полное самосогласование.

Таким образом, ТФП далеко не альтернативна общепринятым теориям – она только иначе интерпретирует, развивает и углубляет эти представления в полном согласии с принципом соответствия.

ТФП предсказывает ряд новых явлений, часть которых уже подтвердилась. Многие следующие из нее явления имеют уже сейчас важное прикладное значение. В первую очередь, это относится к возможности использования энергии физического вакуума и предсказанных на основе ТФП высокотемпературных сверхпроводников.

Несмотря на перечисленные успехи и достоинства ТФП далека от признания, что определилось как не объективными, в том числе и далеко не научными, подходами к оценке ее некоторыми учеными, так и

отсутствием публикаций, которые бы раскрывали физическую и особенно математическую структуру теории. Такие работы ранее опубликовать не удавалось, эта публикация ликвидирует указанный пробел.

Предполагается, что читатель владеет основами современной физики и математики, поэтому с целью экономии места при использовании терминов, понятий и обозначений, общепринятых в современной физической и математической литературе, пояснений не дается. Поскольку в работе акцентируется внимание на физическом смысле, то, как правило, естественная система единиц, в которой $\hbar = c = 1$ или $G = \hbar = c = 1$ (система Планка), не используется, исключения допускаются в основном в общеизвестных формулах и в ссылках на уравнения, взятых из работ других авторов. Эти исключения очевидны и не комментируются. По этой же причине везде используется физическая система единиц, а не общепринятая в технических науках система СИ.

Итак, разработана парадигма для жизнеспособных и развивающихся систем, найден математический аппарат для ее использования в разных науках, показано, что ПЖиРС может быть использована для решения целого ряда проблем не только в физике, но и в других естественных и общественных науках. Для того, чтобы ПЖиРС была лучше понята, в книге самым подробным образом излагается единая физическая теория ТФП как пример того, что можно построить на основе ПЖиРС, а затем уже рассматриваются другие области применения парадигмы.

Первая рассматриваемая нами проблема – это проблема создания единой теории поля. С нее и начнем.

ВВОДНАЯ СПРАВКА
НОВЫЕ, НЕСТАНДАРТНЫЕ ИЛИ ЧАСТО УПОТРЕБЛЯЕМЫЕ
В МОНОГРАФИИ ПОНЯТИЯ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

ПЖИРС – парадигма для жизнеспособных и развивающихся систем – методологическая и математическая основа будущего единого закона для живой и неживой природы.

Теория ноосферы – единая еще не созданная теория живой и неживой природы, замысел которой принадлежит В. И. Вернадскому.

ЕТП – единая теория поля, которая объединяет все виды взаимодействия в веществе. В литературе встречаются и такие наименования ЕТП: "сверхсуперобъединение", "суперобъединение", а для теории, объединяющей сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия, употребляется наименование – "великое объединение".

ТФП – теория фундаментального поля (вариант ЕТП), построенная на основе ПЖИРС и описывающая все виды взаимодействия в веществе. ТФП содержит единое описание поля и геометрической конструкции его истоков-зарядов, она не только объединяет все виды взаимодействия в веществе, но и является теорией, которая объясняет релятивистские и квантовые явления.

ФП – фундаментальное поле в ТФП.

Фундаментальный заряд – заряд фундаментального поля (ФП), отличающийся от заряда ЭМП тем, что создаваемое им во всем подпространстве силовое поле имеет исток, который расположен в центре симметрии структуры, а не обязательно в месте расположения заряда.

Вещество – материальная субстанция, обладающая массой, которая рассматривается как мера инерции. Масса может быть положительной, отрицательной и мнимой или даже равной нулю при равенстве положительной и отрицательной масс, составляющих исследуемый объект, но инертная масса должна быть присуща этому объекту.

ФВ – физический вакуум, рассматриваемый как особый вид вещества, состоящий из ЭЧВ и ответственный за квантовые и релятивистские свойства всех вещественных тел.

ЭЧ – элементарная частица. В ТФП это кварковые структуры, наблюдаемые в лабораторном пространстве.

ЭЧВ – элементарные частицы вакуума, представляющие собой фермион-антифермионные пары виртуальных "голых" элементарных частиц (ГЭЧ), частица-античастица, суперсимметричные партнеры элементарных частиц особого вида.

ГЭЧ – "голые" элементарные частицы, фермионы, не имеющие кварковой структуры и не являющиеся ни ЭЧ, ни кварками. В свободном состоянии в лабораторном пространстве не наблюдаются.

Виртуальная частица – элементарная частица, которая является "наблюдаемой" во 2-м и 3-м подпространствах и не наблюдаемой в 1-м (лабораторном) подпространстве.

Наблюдаемые частицы – ЭЧ, которые проявляются непосредственно в данном, и только в данном подпространстве, в другом подпространстве они могут быть виртуальными.

Наблюдаемые состояния – состояния (физические характеристики) ЭЧ, которые непосредственно наблюдаются в данном подпространстве.

Ненаблюдаемые состояния — состояния ЭЧ, которые в данном подпространстве непосредственно наблюдаться не могут.

ОПВ — объемлющее пространство во всем мире вещества (макро- и микромире). Сумма подпространств, в которых полное описание Вселенной и основных ее составляющих ЭЧ и ЭЧВ является необходимым и достаточным.

РП — расслоенное пространство. Математическое понятие, широко используемое в современной математике, в котором система дополнительных одно к другому подпространств рассматривается как математическая конструкция, в которой пространство, охватывающее все ее элементы, именуется **объемлющим пространством** (ОП), а вложенные в него подпространства делятся на подпространства, являющиеся **базой расслоения** (БР) и **слоем**. База и слой имеют одну, и только одну, общую точку. РП могут образовать конструкцию, состоящую из ряда вложенных друг в друга или иначе связанных расслоенных пространств, в которых объемлющее пространство состоит из элементов, являющихся для данного ОП базой и слоем, но которые сами по себе могут быть ОП, состоящими из своих баз и слоев. В принципе такая иерархия баз и слоев не имеет ограничений и может быть многоуровневой.

ПМ — пространственный метаморфоз. Новое понятие, введенное в рассматриваемой теории. ПМ устанавливает различные геометрические формы одного и того же объекта, которые реализуются в подпространствах всего объемлющего пространства в РП. Существование ПМ накладывает на характер и существо отображений между подпространствами набор жестких требований, реализация которых и обеспечивает условия жизнеспособности исследуемого объекта и его способности к развитию.

\mathfrak{J} — (готическое цэт) — индекс соответствующего подпространства, он пишется в скобках в тех случаях, когда может быть принят за тензорный знак или знак другой математической природы.

ОПП — нулевое подпространство. Фундаментальное подпространство, являющееся основой единства макро- и микромира в мире вещества. Пространство, в котором полностью и непосредственно проявляется скалярная составляющая фундаментального поля.

$\mathfrak{J} = 0$ — индекс нулевого подпространства.

ППВ — подпространство физического вакуума. Подпространство, в котором возникают квантовые и релятивистские свойства вещества. Только взаимодействия рассматриваемого физического объекта с ФВ, протекающие в ППВ, определяют наличие или отсутствие квантовых и релятивистских свойств, их характер и особенности.

$\mathfrak{J} = W$ — индекс подпространства физического вакуума.

ОП1 — объемлющее пространство один, которое объединяет ОПП, ЗПП и ППВ.

1ПП — первое подпространство — база расслоения в объемлющем тардионном (всегда $v \leq c$) пространстве. Пространство, в котором ЭЧ и ЭЧВ непосредственно проявляют себя как единое целое. В 1ПП структура ЭЧ и ЭЧВ находится под сферой Шварцшильда черной микродыры и может проявляться только как отображение на него процессов, протекающих в ПП более глубокого уровня, например 2ПП и ЗПП.

$\mathfrak{J} = 1$ — индекс первого подпространства.

2ПП — второе подпространство. Подпространство микромира (ППМ), в котором проявляются непосредственные взаимодействия векторной составляющей ФП и структуры ЭЧ и ЭЧВ. Процессы в 2ПП ответственны за образование наблю-

даемых масс, спинов, магнитных моментов и некоторых квантовых чисел у ЭЧ и ЭЧВ. Эти параметры наблюдаются в 1ПП как отображение параметров частиц в 2ПП и могут быть теоретически вычислены на основе физического отображения, открытого в ТФП, и с учетом влияния на эти параметры частиц ФВ – ЭЧВ.

$\mathfrak{z} = 2$ – индекс второго подпространства.

ОПЗ – объемлющее пространство "три", которое объединяет 1ПП и 2ПП.

3ПП – третье подпространство. Самое глубокое подпространство в ОПВ. В этом подпространстве проявляется структура основной частицы вещества – фундаментона, параметры которого с учетом степени возбуждения наблюдаются при отображении в 2ПП и 1ПП как различные ГЭЧ и ЭЧВ. 3ПП является базой расслоения в объемлющем тахионном пространстве – пространстве, где допускаются скорости, превышающие скорость света.

$\mathfrak{z} = 3$ – индекс третьего подпространства.

ОП2 – объемлющее пространство "два", которое объединяет 2ПП и 3ПП.

Фундаментон – элементарная частица вещества, которая в 3ПП представляет собой основной (фундаментальный) диполь зарядов ФП, а в других подпространствах проявляется либо как ЭЧ, либо как виртуальное состояние ЭЧ или ЭЧВ. Является развитием в ТФП предположений о частице Планка, "максимоне", "фридомоне" (М. А. Марков), "планконе" (К. П. Станюкович).

РПП – расчетное подпространство. Функционально-геометрическое подпространство, являющееся моделью, которая используется для нахождения всех физических и геометрических параметров, отображаемых из одного подпространства в другое. В ТФП используются: подпространство отображения из 3ПП на 2ПП (обозначается ПП (3→2)); подпространство отображения из 2ПП на 1ПП (обозначается ПП (2→1)); подпространство отображения из 3ПП на 1ПП (обозначается ПП (3→1)).

Способ отображения через расчетные подпространства, широко используемый в ТФП, как это будет видно из текста книги, оказался чрезвычайно удобным и результативным.

СК – система координат.

ЕСК – естественная система координат, в которой кинематическое описание объекта в основной геометрии и динамическое описание в псевдоевклидовой или псевдоримановой геометриях могут быть согласованными между собой.

ССК – собственная система координат, естественная система координат (ЕСК), в которой радиус-вектор, идущий от начала системы координат до объекта, неподвижен.

СО – система отсчета, центр симметрии в основной геометрии, являющийся началом ЕСК.

ПЗМ – периодический закон микрочастиц (элементарных частиц), найденный на основе ТФП.

ЗТ – закон триединства, основной закон ТФП, объединяющий пространство-время-вещество и требующий связи между ними не только при гравитационных взаимодействиях (как в ОТО), но и при всех видах взаимодействия в веществе.

ЗДС – замкнутая система дискретных структур, которая получена в ТФП при обобщении понятия "квантовая лестница" в современных квантовых теориях.

ВЧ – виртуальные частицы. ЭЧ, которые существуют только в подпространствах, дополнительных к лабораторному, "реальному", и непосредственно не наблюдаются в данном подпространстве.

ВС – виртуальное состояние, состояние данной ЭЧ, проявляющееся непосредственно в других подпространствах ОП, а в данном ПП, например в лабора-

торном, наблюдается только опосредованно, через проявляющийся результат взаимодействия.

ВТГ – вакуумная теория гравитации, теория гравитации, разработанная на основе ТФП И. Л. Герловиным и В. А. Кратом.

РТГ – релятивистская теория гравитации, теория, разработанная А. А. Логуновым и его коллегами.

ОТО – общая теория относительности, разработанная А. Эйнштейном как обобщение специальной теории относительности (СТО). Трактуются некоторыми авторами как теория гравитации, не имеющая того обобщающего смысла, который был придан ей при создании автором ОТО А. Эйнштейном.

ЧД – черная дыра – понятие, впервые введенное в ОТО и получившее дальнейшее развитие и истолкование в ТФП.

ЭТП – электромагнитная теория поля.

КЭД – квантовая электродинамика.

КС – кварковая структура элементарных частиц в ТФП.

ЭЧ-к – ЭЧ-кварк, образованный, согласно кварковой теории в ТФП, из ГЭЧ.

ЭЧВ-к – ЭЧВ-кварк, образованный, согласно кварковой теории в ТФП, из ЭЧВ.

Квазисостояния – состояния ЭЧ и (субчастиц), возникающие как отображения динамики движения многих частиц в некотором конечном пространстве на локальную, очень малую, или даже бесконечно малую область в виде одной или малого числа частиц (объединенных в систему).

Нормализация в физическом вакууме свойств ЭЧ и ЭЧВ – явление стабилизации основных параметров указанных частиц при взаимодействии их с физическим вакуумом от момента рождения частицы до установления стационарного режима взаимодействия. Стационарный режим, естественно, допускает колебания, связанные с нулевыми колебаниями ФВ.

Нулевые колебания вакуума – спонтанные колебания в физическом вакууме элементарных частиц вакуума.

Нулевые состояния – состояния ЭЧ и ЭЧВ с наименьшим уровнем энергии, соответствующие условиям, при которых никаких взаимодействий у данных ЭЧ и ЭЧВ, кроме как с ФВ, нет.

Внутренние симметрии – симметрии уравнений и структур ЭЧ и ЭЧВ во "внутренних" подпространствах в микро- и мегамире, которые могут опосредованно влиять на свойства ЭЧ и ЭЧВ в первом лабораторном подпространстве, но не могут быть в нем описаны.

Релятивизм – фундаментальное свойство ЭЧ и ЭЧВ, состоящее в том, что уравнения, описывающие эти частицы, инвариантны относительно преобразований, следующих из закона триединства; в частном случае это инвариантность относительно преобразований Лоренца, требуемая СТО.

Магнитный заряд – заряд фундаментального поля, ответственный за магнитные свойства ФП и проявляющийся непосредственно только в ЗПП и не проявляющийся в 1ПП и 2ПП; является свойством фундаментального заряда, которое частично было предсказано Дираком в его гипотезе о "магнитном монополе".

Струна – линейная область проявления ФП, вдоль которой локализуется свойство ФП.

Материальный исток пространства (новое понятие, введенное в ТФП) – физический объект, который определяет геометрию данного ПП и сам, в свою очередь, определяется этой геометрией по закону триединства.

Квантовые свойства вещества – фундаментальные свойства ЭЧ, ЭЧВ и образованных ими частиц (например, ядер атомов) и систем частиц (например, атомов и молекул), состоящие в том, что в результате взаимодействия с ФВ (а не благодаря особенностям измерений) они приобретают такие особенности:

1. Основные физические характеристики имеют дискретный спектр допустимых значений квантовых чисел, численные значения которых у одинаковых частиц тождественно равны в пределах допустимой в ТФП точности численных значений квантовых чисел.

2. Стабильные квантовые числа устанавливаются у ЭЧ и ЭЧВ за конечное время от момента "рождения" (процесс нормализации свойств частиц ФВ). Максимальное время нормализации имеет порядок 10^{-22} с.

3. В процессе нормализации и при активном непрерывном взаимодействии с ФВ некоторые параметры ЭЧ могут спонтанно флуктуировать, однако при этом произведение "дополнительных параметров" сохраняется равным постоянной Планка. Это – углубление и развитие в ТФП принципа дополнительности Бора и соотношения неопределенности Гейзенберга.

4. При активном взаимодействии с ФВ частицы могут в ИПП проявляться и исчезать, как сейчас говорится, "рождаться" и "уничтожаться", независимо от того, отображается частица на ИПП или не отображается, она всегда существует в других подпространствах, где процессов "рождения" и "уничтожения" нет.

5. Частично-волновой дуализм. По своей природе ЭЧ и ЭЧВ есть результат отображения на "лабораторное" – первое подпространство свойств, возникших в "более глубоких" внутренних подпространствах и при активном влиянии на этот процесс ФВ. Это приводит к тому, что они должны проявлять в ИПП как дискретные, так и волновые (полевые) свойства. Поле (или волна) и частица – два дополнительных одно к другому свойства квантовых объектов.

6. Квантовые свойства физического вакуума порождаются пространственно-временной многомерностью и расчлененностью объемлющего пространства вселенной и доминирующей ролью ФВ в формировании свойств ЭЧ и ЭЧВ в ИПП. Поэтому классические и квантовые свойства ЭЧ и ЭЧВ проявляются в разных подпространствах и являются неперенными свойствами всех ЭЧ и ЭЧВ и созданных ими структур. Квантовые и классические свойства частиц микромира – две стороны единого описания их в рамках ТФП, описания, которое, кроме привычных классических и квантовых свойств, содержит еще и описание "единых свойств" – не квантовых и не классических свойств, которые впервые введены в описание микромира в ТФП.

ОР – определение-резюме. Очень краткий конспект некоторых известных результатов. ОР применяются в работе как справочный материал в надежде на то, что некоторые читатели смогут ограничиться этими сведениями, не обращаясь к специальной литературе. Эта вводная справка, по замыслу автора, должна помочь читателю войти в сферу излагаемых новых подходов как перед чтением, так и в процессе чтения монографии.

І ЧАСТЬ

ИСХОДНАЯ ПАРАДИГМА, МАТЕМАТИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕОРИИ

Отсутствие должной оценки со стороны других физиков было удручающим, но объяснимым.

Ю. Швингер

В вопросах науки авторитет тысячи не стоит самых простейших доводов одного.

Галилео Галилей

1 СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ, ОБОСНОВАНИЕ ИСХОДНЫХ ПРИНЦИПОВ, АНАЛИЗ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПОНЯТИЙ

В этом разделе дается краткое изложение основных исходных принципов и математической конструкции, лежащей в основе ТФП (подразд. 1.1), и дается развернутый анализ состояния проблемы построения ЕТП (подразд. 1.2–1.10).

1.1.

Переход от квантовой лестницы в современной физике

к дискретной структурной системе вещества в ТФП

Фундаментальной основой современной концепции физики микромира является понятие о квантовой лестнице [1]. В большой степени это представление коррелирует с идеологией развивающейся сейчас стандартной модели [2].

Квантовая лестница как основа методологического подхода современной физики микромира показана в табл. 1.1.

Каждая из этих ступеней представляет собой отдельную область современной физики. Ступени четко характеризуются особенностями строения рассматриваемых в этой области материальных структур

Таблица 1.1

Ступени квантовой лестницы	Энергия переходов ΔE , эВ	Типичный размер, см
Молекулярно-кристаллическая	< 1	$10^{-4} - 10^{-6}$
Атомная	1	10^{-8}
Ядерная	10^{+6}	10^{-12}
Субъядерная	10^{+9}	10^{-13}

(молекулы и кристаллы, атомы, ядра, элементарные частицы). Образ *лестница*, а не наклонная плоскость, например, применен ввиду дискретных скачков свойств при переходе из одной области в другую: так четко определены границы энергий перехода и типичных размеров. Внутри каждой области существует своя спектроскопия с интервалами между уровнями порядка ΔE .

Однако за рамками этой классификации оказываются виртуальные частицы ВЧ [3, 4], которые постулируются как принципиально не наблюдаемые частицы, хотя им приписываются те же квантовые числа, что и у их реальных аналогов, но которые, тем не менее, не подчиняются основному уравнению связи между энергией E и импульсом p

$$E^2 \neq p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (1.1)$$

Не входят в эту классификацию и структурные элементы ФВ, рассматриваемого как материальная субстанция [5–7]. Правда, мнение о том, что ФВ есть не просто понятие о наинизшем уровне состояния элементарных частиц (ЭЧ), а представляет собой, кроме того, еще и структурированную материальную субстанцию, широко распространено, но не является общепризнанным.

Не включены в иерархию квантовой лестницы объекты Вселенной (звезды, звездные скопления, планеты), не включены и физические поля. ТФП рассматривается как основа теории вещества и претендует на расширение понятия квантовой лестницы, охватывающее все вещество, а не его часть.

В ТФП вещество определяется так: это материальная субстанция, обладающая массой как мерой инерции. Масса может быть положительной, отрицательной или даже мнимой, но она должна быть квантовым числом, характеризующим любой структурный элемент вещества.

Все вышеперечисленные материальные структуры являются веществом.

В настоящее время физики не знают структур, лишенных массы. Объекты, у которых масса в какой-то системе координат равна нулю (например, фотон), не лишены массы, так как в других системах координат (СК) она проявляется, кроме того, нулевое значение массы может

соответствовать точке перехода от положительной к отрицательной массе. Тем не менее, нет никаких оснований считать, что все существующие в природе материальные структуры имеют массу. Более того, есть философско-интуитивные основания считать, что природа использует (и, видимо, широко особенно в живых структурах) материальные формы, у которых нет массы как меры инерции. Такая точка зрения имеет право на существование. Если она окажется верной, то это будет означать существенное уменьшение области, в которой справедлива единая теория поля — ТФП. ТФП описывает только материальные объекты, обладающие массой как мерой инерции.

Вопросы, связанные с гипотезой о существовании материальных форм, не имеющих меры инерции, рассматриваются в последних разделах книги.

Согласно ТФП, все структуры вещества образуют замкнутую и взаимосогласованную систему дискретных структур, в которой квантовая лестница является только частью этой системы, хотя и очень существенной частью.

Молекулы, кристаллы, атомы, ядра, субъядерные структуры находятся, согласно ТФП, в одном первом подпространстве (ПП), которое не является пространством, объемлющим все вещество, а является только базой одного из расслоений в этом объемлющем расслоенном пространстве. Известно, что по определению расслоенных пространств другие подпространства в общем расслоенном пространстве "приклеены", как говорят математики, к базе расслоения только в одной точке. В то же время основные параметры, наблюдаемые в ПП, например, такие величины, как масса, заряд, спин, магнитный момент и т. п., формируются в глубинных слоях, а наблюдаются в базе расслоенного пространства. Поэтому, и только поэтому, мы не можем точно рассчитать численные значения этих квантовых чисел, исследуя процессы, протекающие в одном ПП, не обращаясь за информацией к другим элементам объемлющего пространства.

Поэтому, и только поэтому, анализируя процессы в ПП, мы вынуждены прибегать к вероятностным методам анализа. В самом первом подпространстве мы можем описать систему только с помощью вектора состояния $|\psi\rangle$ и сопряженного ему вектора $\langle\psi|$, причем, впрямую говорить только о вероятности перехода частицы из состояния $|\psi_1\rangle$ в состояние $|\psi_2\rangle$

$$P_{2,1} = |\langle\psi_2|\psi_1\rangle|^2. \quad (1.2)$$

Измеренные величины мы вынуждены в этом случае трактовать как собственные значения некоторого оператора A , действующего на данное состояние системы.

В ТФП показывается, что единственность вероятностной оценки наблюдаемых в ПП (лабораторном подпространстве), доказанная еще общеизвестной теоремой фон Неймана, определяется тем, что эти основ-

ные характеристики физической системы только проявляются в лабораторном подпространстве, а образуются в других подпространствах (слоях) — 2-м, 3-м и в подпространстве физического вакуума — ППВ. Процесс этого образования в ИПП наблюдать немыслимо — у этих подпространств только одна общая точка. Однако, зная законы движения в каждом подпространстве и законы отображения между ними, мы можем не только оценить вероятность наблюдения параметров, характеризующих систему в лабораторном подпространстве, а точно вычислить их численные значения. Но этот расчет возможен только в тех подпространствах, в которых возникает, а не только наблюдается искомым параметр.

Согласно ТФП, ЭЧ имеют явную структуру во втором подпространстве (2ПП), 2ПП есть подпространство виртуальных, принципиально не наблюдаемых в лабораторном подпространстве состояний. В этом подпространстве формируются основные свойства частиц. Эти свойства, отображаясь на лабораторное подпространство, образуют в последнем массу, заряд, спин и т. д. Знание того, как возникают эти свойства в 2ПП и как они отображаются на 1ПП, позволяет точно рассчитать все характеристики ЭЧ при взаимодействии ЭЧ с физическим вакуумом. Эта открытая в ТФП возможность — один из принципиальных результатов теории.

В ТФП найден полный набор элементов всего объемлющего пространства — базы расслоения и слоев. Эти элементы расслоенного пространства в работах по ТФП именуется также подпространствами.

Таким образом, в ТФП представление о квантовой лестнице обобщается до замкнутой системы дискретных структур. Замкнутая система дискретных структур (ЗСДС) в ТФП условно изображена на рис. 1.1.

В ТФП ЗСДС вещества описывается в расслоенном многомерном пространстве [8, 9, 10, 11]. К необходимости выхода из прокрустова ложа одного пространства, в которое сейчас вкладывают все без исключения объекты вещества, пришли многие исследователи [9–13]. Однако единый геометрический подход ко всем структурным элементам вещества реализован только в ТФП [14]. Следует отметить, что за последние годы к этим идеям стали подходить в современных калибровочных теориях [15, С. 93–95].

Реализация указанного подхода — основное содержание этой работы, здесь мы предворяем последующее подробное изложение качественным описанием существа ЗСДС вещества в теории для облегчения понимания последующего. Дадим краткое описание всей ЗСДС вещества (см. рис. 1.1 и 1.2).

Структуры вещества, вошедшие в квантовую лестницу, удалось к настоящему времени весьма успешно описать с помощью современных квантовых теорий только потому, что они на самом деле проявляют себя в одном общем для них пространстве-времени. Это пространство (четырёхмерное псевдоевклидово или псевдориманово) име-

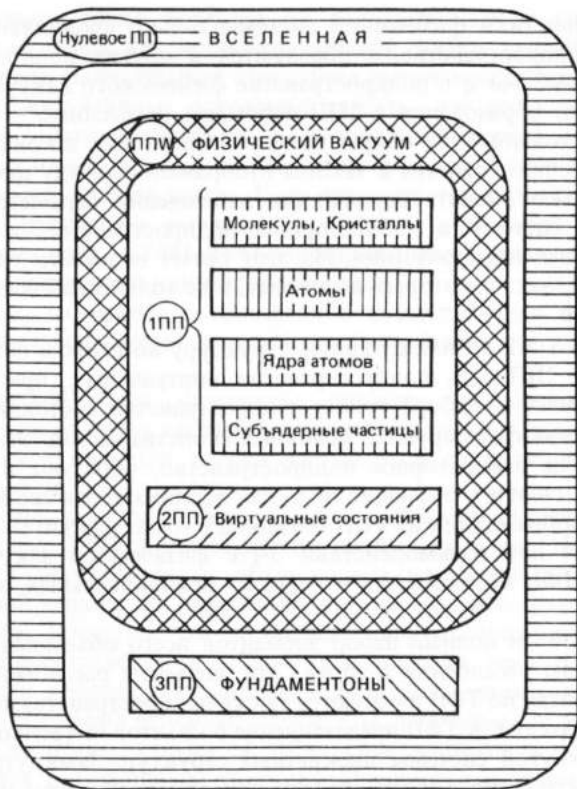


Рис. 1.1. Замкнутая система дискретных структур

нуется, как уже упоминалось, в ТФП первым (лабораторным) подпространством. Виртуальные состояния *живут* в другом подпространстве-времени – в 2ПП. Понятие *виртуальные состояния* в ТФП имеет такой смысл – это состояние всех элементарных частиц, как проявляющихся, так и не проявляющихся непосредственно в 1ПП, которые обладают в своем подпространстве явно выраженной геометродинамической структурой, ответственной за все проявляющиеся в 1ПП прямо или опосредованно свойства этих элементарных частиц. Подпространство виртуальных состояний – 2ПП – слой в некотором расслоенном объемлющем пространстве, в котором 1ПП является базой расслоения. Такое объединение первого и второго подпространства названо третьим объемлющим пространством (3ОП).

ФВ образует особое подпространство – подпространство физического вакуума. Оно тоже является слоем, но этот слой входит в другое

объемлющее пространство, названное первым. Первое объемлющее пространство (1ОП) объединяет нулевое подпространство (ОПП), ЗПП и ППВ. Базой этого расслоения является нулевое подпространство. ОПП — это геометрическая структура всей нашей Вселенной, пространственная часть которой есть трехмерная сфера S^3 [11].

Особую роль в описываемой геометрии играет третье подпространство (ЗПП). Это подпространство основных частиц вещества, названных в ТФП *фундаментонами*. Фундаментон — основная и единственная частица вещества, существующая в ЗПП и являющаяся отображением клетки ОПП. Все ЭЧ, наблюдаемые в 1ПП или 2ПП (виртуальных состояний), есть отображения на эти подпространства свойств фундаментона, находя-

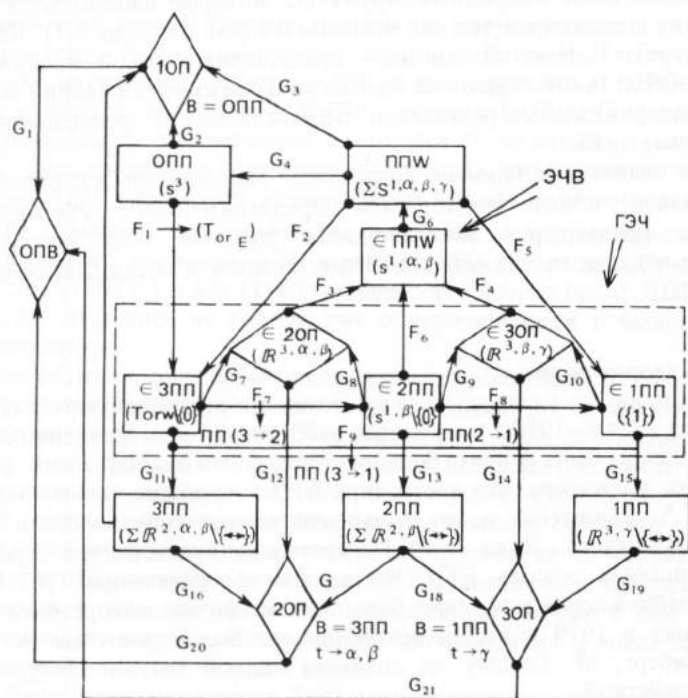


Рис. 1.2. Полная схема всех подпространств, функциональных связей и отображений между ними; сумма элементов подпространств, в которых реализуется ГЭЧ, и элемент подпространства, к которому принадлежат ЭЧВ

□ — физическое подпространство; □ — элементы физического подпространства; ◇ — объемлющее пространство; ◇ — элемент объемлющего пространства; G — оператор вложения; F — отображение любой природы; B — база расслоения в соответствующем пространстве; $t \rightarrow \alpha, \beta, \gamma$ — масштаб времени (α или β , или γ) в соответствующем пространстве или в их элементах; \rightarrow — силовые линии поля

щегося в том или ином возбужденном состоянии. Таким образом, наблюдая в 1ПП, например, протон или электрон, мы фиксируем в этом лабораторном подпространстве отображение на него одного из возбужденных состояний фундаментона. Сказанное справедливо и в отношении всех остальных ЭЧ и их античастиц.

ФВ в ТФП – структурированная материальная субстанция, состоящая из элементарных частиц вакуума (ЭЧВ). ЭЧВ – это виртуальная система, состоящая из голой элементарной частицы (ГЭЧ) и ее античастицы. ГЭЧ – это структурные формы вещества, существующие только в 2ПП. В 1ПП проявляется только часть ГЭЧ, вступивших в такое взаимодействие с физическим вакуумом, при котором информация о их существовании может поступить в 1ПП.

Фотон – это возбужденное состояние ЭЧВ. Голые ЭЧ и ЭЧВ, объединяясь, создают кварковые структуры, которые наблюдаются в лабораторном подпространстве как обычные ЭЧ (см. подразд. 5.7). Кварки – структурные элементы частиц – представляют собой возбужденные ГЭЧ и ЭЧВ. Такой подход за многие годы разработки теории позволил получить уникальные результаты, перечисленные в предисловии и обоснованные ниже.

По нашему глубокому убеждению, невозможно воспринять этот радикально новый подход без предварительного обстоятельного анализа предыстории эволюционного развития всех используемых в этом подходе представлений. Этому анализу и посвящаются подразд. 1.2–1.10.

1.2.

Единая теория поля

А. Эйнштейн высказал идею о возможности и необходимости создания ЕТП еще в 1908–1910 г.г. и активно работал в этом направлении с 1920 г. [16]. Идея не была принята большинством физиков, более того, сформировалось убеждение, что построение ЕТП в принципе невозможно. Попытки А. Эйнштейна и его немногочисленных сподвижников создать ЕТП осуждались. Даже А. И. Иоффе назвал настойчивое стремление А. Эйнштейна создать ЕТП “маниакальным увлечением” [17, С. 73]. Такое заблуждение разделяло большинство физиков-теоретиков до тех пор, пока в 1979 г. Нобелевской премии были удостоены А. Салам, С. Вейнберг, Ш. Глешоу за создание единой теории электрослабых взаимодействий.

Тем не менее, открыто и прямо программа создания единой теории поля ТФП и первые результаты, полученные на этом пути, были опубликованы в 1967 г. [18], а некоторые исходные идеи – еще в 1945 г. [19]. Правда, уже в 1946 г. сработал феномен лысенковщины – работа была объявлена “лженаучной литературой”, конечно, не только без дискуссии с автором, но и без права автора на защиту своих идей.

1.3.

О внутренней структуре элементарных частиц

Вплоть до конца 50-х г.г. существовало общепринятое табу на рассмотрение внутренней структуры ЭЧ. Так, в учебнике Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [20, С. 31] было прямо сказано: "Под элементарными частицами подразумевают частицы, которые во всех физических явлениях принимают участие только как целое, т. е. не имеет смысла говорить об их частях". Поэтому статья И. Л. Герловина, в которой рассматривалась структура ЭЧ, была изъята из ЖЭТФ в 1953 г., хотя гранки были подписаны и в статье содержалась ссылка на работу Г. Хенля [21], в которой рассматривались подобные подходы — сработало табу.

Только после экспериментов Р. Хофштадтера в 1955–58 г.г., за которые он в 1961 г. получил Нобелевскую премию, ошибочное представление о том, что ЭЧ никогда и нигде не могут проявлять внутреннюю структуру, было отвергнуто. Однако работы И. Л. Герловина о свойствах внутренней структуры ЭЧ не были приняты к публикации в ЖЭТФ в 1962 г. и Письма в ЖЭТФ — даже в 1973 г. Инерция табу еще сохранилась, и это несмотря на то, что Л. де Бройль с коллегами [22] уже предложил "ротаторную" модель элементарных частиц, а П. Дирак [23] рассмотрел элементарную частицу конечного размера.

Важно отметить, что трудности, связанные с корректным описанием внутреннего движения у ЭЧ в рамках СТО, оставались. Они отмечались в 5-м (1967 г.) и 6-м (1973 г.) изданиях "Теории поля" Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица, не говоря уже о периодической и монографической литературе.

Таким образом, признание принципиальной возможности рассматривать внутреннюю структуру ЭЧ не означало решение проблемы корректного описания этой структуры. Сохранился внутренне противоречивый подход к этой проблеме. С одной стороны, всеобщее признание реальности составных элементов у адронов, состоящих из кварков, партонов, с другой стороны, на описание механизма движения субчастиц внутри ЭЧ по-прежнему наложен запрет. Кроме трудностей с корректным описанием этого движения в рамках СТО существует категорическая убежденность в том, что движение элементарных частиц, а тем более их составных элементов, нацело лишено детерминизма и носит только вероятностный характер, всегда и везде.

Как будет показано ниже, в ТФП найдена непротиворечивая, реалистическая внутренняя структура ЭЧ, хорошо согласующаяся с экспериментом и с незыблемыми принципами современной физики. Однако эта структура не укладывается в прокрустово ложе квантовой лестницы и требует перехода к структурной лестнице вещества (см. подр. 1.1).

1.4.

Детерминизм и квантовые свойства ЭЧ

Вопрос о том, допустим или не допустим детерминизм при изучении ЭЧ

и их составных элементов, вызвал бурную дискуссию в научной литературе на Западе, которую А. Эйнштейн назвал даже "драмой идей". В нашей научной печати этот вопрос практически не дискутировался: условились считать, что детерминизма не было, нет и быть не может, а на обратную точку зрения был наложен запрет. В то же время этот принципиальнейший вопрос современной физики далеко не решен и, естественно, продолжает серьезно дискутироваться за рубежом даже в специальных изданиях для широкой аудитории [24].

Общеизвестно, что Л. де Бройль, Э. Шредингер и особенно А. Эйнштейн не принимали копенгагенскую, чисто вероятностную трактовку квантовой механики. В результате дискуссии на Солвеевском конгрессе в 1927 г. ведущие физики приняли эту интерпретацию и только один А. Эйнштейн продолжал считать, что "бог не играет в кости". В 1952 г. А. Эйнштейн представил к публикации две работы Д. Бома [25], в которых был поставлен вопрос о возможности существования *скрытых* параметров, возвращающих детерминизм в квантовую теорию.

Эти работы побудили Л. де-Бройля отступить от решения Солвеевского конгресса 1927 г. и вернуться к своим начальным идеям о возможности сохранения детерминизма в квантовой теории. Ввиду большой принципиальной важности, приведем его высказывания по этому поводу [26]: "Несомненно, некоторые, зная, что я оставил свои первые попытки и в течение 25 лет во всех своих работах излагал интерпретацию Бора и Гейзенберга, быть может, обвинят меня в непостоянстве, когда увидят, что я вновь испытываю сомнения по этому поводу и задаю себе вопрос, не была ли в конечном счете правильной моя первая ориентация. . . История наук показывает, что прогресс науки постоянно тормозился тираническим влиянием некоторых концепций, которые, в конце концов, стали считаться догмами. Ввиду этого следует периодически подвергать глубочайшему пересмотру принципы, которые были признаны как окончательные и больше не обсуждались. . . Как бы то ни было, несомненно, полезно приняться вновь за весьма трудную проблему интерпретации волновой механики для того, чтобы посмотреть, является ли интерпретация, считающаяся сейчас ортодоксальной, действительно единственной, которую можно было бы принять".

Вопрос о *скрытых* параметрах Д. Бома был предметом бурной дискуссии. Наиболее четкий итог этой дискуссии сформулировал Г. Липкин [27]: "Построить строгое доказательство того, что скрытых параметров не существует, разумеется, нельзя". Однако введение скрытых параметров, по Д. Бому, только усложняло математический аппарат, но не давало возможности получить какие-то новые результаты. Поэтому продолжается поиск других, альтернативных копенгагенской интерпретации, толкований.

Так, К. Тойоки [28] показал, что нестационарное уравнение Шредингера может иметь точное решение, локализованное в пространстве. Назвав эти решения "волновыми комплексами", он показал, что их

взаимодействие приводит к соотношению де Бройля и что эти комплексы допускают предельный переход к описанию с помощью классического движения материальных точек.

Недавно Крамер [29] показал, что возможна детерминистическая *обменная* интерпретация квантовой механики, в которой волновая функция является реальной распространяющейся в пространстве волной, а не формально-математической "амплитудой вероятности". Однако приведенные здесь и многие другие попытки найти альтернативную интерпретацию вероятностной трактовки квантовой механики до сих пор не привели к пригодным для использования позитивным результатам. Они только убедительно показали, что проблема существует и требует решения.

Представляется особенно важным подчеркнуть такие выводы, которые прямо следуют из анализа многочисленных попыток найти детерминистический подход к истолкованию основ квантовой механики:

Во-первых, принципиальная невозможность познать природу особого движения квантовых объектов (например, электрона в атоме) никем не доказана. Однако это табу продолжает до сих пор сохраняться, хотя оно имеет единственное обоснование — философский агностицизм, обоснование весьма сомнительное.

Во-вторых, практически все попытки решить проблему истолкования принципов квантовой механики сводились к введению новых понятий, представлений и объектов, движение которых описывалось в одном и, как правило, только в четырехмерном нерасслоенном пространстве. Переход во многих работах последнего десятилетия к описанию микрообъектов в многомерном расслоенном пространстве практически не коснулся постулатов вероятностной интерпретации квантовой механики — они остались без изменения.

В-третьих, в струнных и суперструнных теориях, где микрообъекты рассматриваются не как точечные — нуль-мерные, а как одномерные объекты, тоже не подвергается сомнению полная применимость всех общепринятых постулатов квантовой механики. В то же время опубликовано много работ, описывающих струнные объекты как классические, несмотря на то, что речь явно идет о микрообъектах. При этом остается без внимания такое внутреннее противоречие: если все квантовые объекты, в принципе, ни при каких условиях не могут быть описаны классическими или квазиклассическими методами, то как же можно сперва описать их классическими уравнениями, а потом формально проквантовать эти уравнения и считать, что все корректно? Ведь если классического состояния быть не может, то что же мы квантуем?

Известны факты, которые прямо противоречат вероятностной интерпретации природы квантовых явлений. Согласно общепринятому толкованию, вероятность углового распределения положения электрона в атоме одинакова. Преимущественная локализация электрона в тех

или иных атомных областях в принципе запрещена. Между тем, известны эксперименты, которые указывают на то, что при некоторых условиях электрон в атоме выбирает области преимущественной локализации, в которых находится большую часть времени или всегда. Эти экспериментальные факты обстоятельно анализируются, например, в работах М. М. Протодьяконова и Е. С. Макарова [30, 31]. Характерно, что корректно объяснить эти опытные факты удается только на основе ТФП, что подчеркивают авторы этих работ.

Резюмируя наше изложение вопроса об интерпретации природы квантовых явлений, хотелось бы подчеркнуть, что все накопленные факты, в которых проявляются квантовые свойства вещества, наблюдаются только в нашем названном нами лабораторным пространстве. Если же указанное лабораторное пространство надо рассматривать как базу некоего расслоенного объемлющего пространства, то будут или не будут проявляться такие же квантовые свойства в слоях, приклеенных к базе в одной точке, на основе известных сегодня теоретических и экспериментальных данных ничего сказать нельзя. Это факт, который нельзя игнорировать, опираясь на привычное табу.

Иначе, гипотеза о том, что микрообъекты, полное описание которых возможно только в многомерном расслоенном пространстве, будут проявлять квантовые свойства только в одном из подпространств (в одном слое) и не проявлять их в других подпространствах (слоях), никак не противоречит известным опытным данным и достоверно установленным принципам современных физических теорий. Эта гипотеза — только новый корректный подход к интерпретации природы квантовых явлений.

Упомянутая гипотеза, как ясно из подразд. 1.1 и подробного рассмотрения ниже, играет большую роль в основных физических и математических конструкциях ТФП.

1.5.

Физический вакуум

Через многие ошибки и заблуждения проходит формирование важнейшего понятия современной физики **физический вакуум (ФВ)**. Со времен Аристотеля до начала XX в. в основе практически всех физических теорий было представление о механическом эфире как всепроникающей материальной субстанции.

Признание релятивистских теорий СТО и ОТО привело к тому, что с 20-х гг. нашего века эфир был заменен абсолютной пустотой, кривизна которой определяла гравитацию и, как предполагалось, другие физические поля. Эфир как материальная субстанция был отвергнут.

В начале 30-х гг. в своих работах по квантовой теории П. А. М. Дирак ввел понятие о некоем особом эфире, заполненном частицами микромира с отрицательной энергией. В 1953 г. [32], рассматривая "положение эфира в физике", он продолжал настаивать на его существовании.

Однако завершённую теорию эфира по Дираку создать не удалось, и поэтому в физике продолжало господствовать представление о кривой пустоте.

Экспериментальное открытие поправок к магнитному моменту электрона и сдвига уровня тонкой структуры в атоме водорода заставило физиков наделять окружающую среду таким понятием, как "вакуумные поправки", но табу на материальность ФВ сохранилось.

К 80-м гг. сформировалось ставшее сейчас общепризнанным представление о ФВ. ФВ рассматривается как наинизшее состояние квантовых полей, которое, тем не менее, характеризуется отсутствием каких-либо реальных частиц. Считается, что все квантовые числа у ФВ тождественно равны нулю. В то же время ФВ продолжают наделять все большим количеством никак не объясненных, но жестко постулированных свойств. Считается, например, что действуя на физический вакуум оператором рождения частиц, можно получить из пустого ФВ реальные частицы. Никакого намека на механизм этого процесса нет. Более того, возможность существования такого понятного и подлежащего описанию механизма подвергается сомнению.

Постулируется существование в физическом вакууме различных виртуальных состояний элементарных частиц. Природа виртуальных частиц, кроме того, что они существуют и обладают постулированными свойствами, никак не объясняется. На попытки объяснения — опять общепринятое табу.

Несмотря на то, что ФВ рассматривается как наинизшее состояние квантовых полей, это состояние наделяется способностью к вырождению, при котором вакуум приобретает целый спектр различных "нулевых" состояний. Физическая природа этого корректного следствия формальных расчетов остаётся невыясненной.

В работе по ТФП, опубликованной в 1967 г. [18], впервые была изложена следующая гипотеза о природе и структуре физического вакуума: при аннигиляции пары частица-античастица они не ликвидируются, как принято сейчас считать, а объединяются в некую систему, названную элементарной частицей вакуума. У ЭЧВ в невозбужденном состоянии в нашем лабораторном пространстве все квантовые числа равны нулю. Это и есть основные виртуальные частицы, из которых состоит весь ФВ. Как мы увидим далее, такое представление о ФВ соответствует всем экспериментальным данным и бесспорным теоретическим представлениям. В 1976 г. Сударшан с сотрудниками [5] повторили указанную гипотезу и показали, что она приводит к представлению о ФВ как о некоей сверхтекучей квантовой жидкости. Упомянутая работа по ТФП и развитие идеи о таком физическом вакууме в работах 1969, 1973, 1975 гг. [33, 34, 7] не были известны группе Сударшана, поэтому они на них не ссылались.

В 1978 г. Сударшан с сотрудниками [35] повторили и вторую идею, содержащуюся в работах по ТФП, — идею о возможности создания

ЕТП с использованием указанного представления о ФВ, однако при этом они сохранили без изменения другие представления, которые с этой гипотезой не совместимы, и поэтому до сих пор не сумели построить ЕТП, хотя очень активно продолжают работать в этом направлении [6] (в последней работе — в сотрудничестве с Вижье).

1.6.

Тахионы

Со времени всеобщего признания СТО, примерно с 1910—1915 гг. по начало 60-х гг., физики единодушно считали, что в природе нет частиц, которые могут двигаться со скоростью, большей скорости света. Отдельные работы, в которых упоминалась возможность такого движения, не повлияли на это единодушное мнение, хотя среди авторов таких работ было немало крупных ученых [36]. В 60-е гг. правомерность очередного табу была поставлена под сомнение и в физику был введен термин тахион для частиц, движущихся со скоростью, большей скорости света. К 1986 г. по проблеме тахионов было опубликовано уже более 700 работ, в большинстве которых признавалась возможность существования таких частиц и предсказывалась большая вероятность того, что они будут играть значительную роль в будущих теориях. Особенно большой вклад в разработку теории тахионов внесла группа Е. Реками (см., например, [37—40]^{х)} и пионерские работы Я. П. Терлецкого [41, 42].

Таким образом, многолетнее табу, наложенное на сверхсветовые частицы — тахионы, заколебалось, но далеко не снято до сих пор. Основной аргумент сторонников табу сводится к следующему. Если допустить, что в нашем мире могут существовать как частицы, движущиеся со скоростью, меньшей скорости света, — тардионы, и одновременно с ними частицы со сверхсветовыми скоростями — тахионы, то нетрудно видеть, что при этом предположении нарушается принцип причинности [43]. Такая трудность существует. Все многочисленные попытки обойти ее не приводили к успешному результату. В ТФП она преодолена.

В качестве резюме, по нашему мнению, следует сформулировать такое заключение. Тахионы и тардионы не могут одновременно существовать и проявляться в одном и том же пространстве, т. к. это нарушает принцип причинности. Принцип причинности не будет нарушаться, если тардионное движение допускается в одном слое некоего объемлющего пространства, а тахионное движение — в другом слое, являющемся дополнительным подпространством по отношению к первому.

Таким образом, сохраняющиеся сейчас трудности с созданием реалистической теории тахионов могут быть преодолены в том случае,

^{х)} Здесь и далее даются ссылки только на наиболее яркие, по мнению автора, работы. В последующих ссылках слова "см., например," не пишутся, но всегда подразумеваются.

если тардионы и тахионы могут существовать только в разных слоях одного объемлющего пространства, что и реализуется ТФП.

1.7.

Черные дыры в мега- и микромире

При решении уравнений ОТО в области с радиусом, равным или меньшим гравитационного радиуса $r_G = \frac{2mG}{c^2}$ (численный коэффициент в правой части может быть равен 1 и 1/2), возникли определенные трудности [44], что побудило объявить эту область "нефизической" и исключить из рассмотрения. Примерно до 50-х гг. это очередное табу сохранялось, пока не установили, что соответствующее переопределение координат позволяет рассматривать процессы, протекающие и в этой "запрещенной области". Так появилось в ОТО новое понятие "черная дыра" (ЧД). Теория ЧД активно разрабатывается [45, 46].

Однако, сняв табу с рассмотрения макроскопических ЧД, многие исследователи сохранили его в отношении возможного существования ЧД в микромире [47]. Теория ЧД к настоящему времени содержит много интереснейших математических проработок (особенно это видно в работе [46]). Однако эти проработки оставляют открытым вопрос о физической природе ЧД.

Таким образом, к настоящему времени не было достаточных оснований для утверждения о том, существуют ли на самом деле в природе ЧД и где их следует наблюдать — в макро- или микромире, а может быть, и там и тут.

Нам представляется, что вакуумная теория гравитации (ВТГ) [48–52], разработанная на основе ТФП, достаточно убедительно показала, какова физическая природа возникновения ЧД и что они являются объектами микромира, а не мегамира. В ТФП показывается правомерность и правильность предсказаний, содержащихся в работах М. А. Маркова [53–55] и К. П. Станюковича [56, 57], в которых утверждается, что черная микродыра с планковским радиусом играет фундаментальнейшую роль в образовании элементарных частиц. Последние работы по ЕТП вновь показали актуальность такого подхода.

Развитие этого вопроса будет предметом рассмотрения в одном из разделов данной работы.

1.8.

Триединство пространство-время-вещество

В основном уравнении ОТО

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} (R - 2\Lambda) = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} \quad (1.3)$$

А. Эйнштейн впервые установил связь между тремя фундаментальнейшими понятиями физики: пространство-время-вещество. Это триедин-

ство и стимулировало идею о возможности создания ЕТП. Однако в правой части этого уравнения содержится тензор энергии-импульса T_{ik} , относящийся к исследованному веществу, и константа взаимодействия G , относящаяся только к гравитации. Объединить гравитационное и электромагнитное взаимодействия в рамках основного уравнения ОТО, левая часть которого интерпретировалась как пустое пространство с кривизной, ни Гильберту, ни Г. Вейлю, ни А. Эддингтону, ни А. Эйнштейну [58, 59], ни их многочисленным последователям [10] не удалось.

А. Салам высказал интереснейшую идею о том, что открытая А. Эйнштейном связь пространства-времени с материей могла быть распространена на другие виды взаимодействий, если бы имела место *сильная гравитация* с другой константой связи, которая на много порядков больше G . Известно много попыток реализовать эту идею А. Салама (см. [60, 61]), но до сих пор это не увенчалось успехом. Трудность заключается в том, что такую гравитацию в рамках ОТО реализовать не удавалось. Кроме того, выявилась и другая трудность, связанная с решением проблемы триединства: если трактовать зависимость (1.3) как уравнение поля, то тензор энергии-импульса T_{ik} этого поля тождественно равен нулю. Переход к сильной гравитации приводит к такому же результату.

А. А. Логунов с сотрудниками [62–65], убедительно показав, что трудность, связанная с равенством нулю тензора энергии-импульса, принципиально не устранима, пришли к выводу о неполноте ОТО и необходимости создания новой теории гравитации – релятивистской теории гравитации (РТГ). В РТГ T_{ik} не равен нулю, но при этом ограничиться уравнением вида (1.3) не удастся. Сейчас рано говорить о том, какой вклад в окончательную теорию гравитации внесет РТГ, это дело будущего. Однако переход от ОТО к РТГ не снимает трудностей, связанных с решением задачи создания триединства для разных материальных форм и взаимодействий, которую поставил, но не успел решить А. Эйнштейн. Это связано главным образом с тем, что ОТО предполагает распространение найденных в ней законов и на другие взаимодействия (сильную гравитацию А. Салама, например), в то же время РТГ четко ограничивает теорию рамками гравитации.

Проблема установления полной формулировки закона триединства (ЗТ) для всех видов вещества (конечно, не материи вообще) является одной из основных в ТФП, и далее ей будет уделено должное внимание.

1.9.

О многомерных и расслоенных пространствах

Основные физические теории, а именно: классическая механика Ньютона, СТО, ОТО, нерелятивистская и релятивистская квантовые механики, электромагнитная теория поля (ЭТП), квантовая электродина-

мика (КЭД), — строились в одном действительном пространстве [66]. Процессы, проходящие в мнимом пространстве, считались "нефизическими". Между тем, накапливались серьезные результаты, которые ставили под сомнение правомерность этого табу. В числе таких результатов следует назвать работы Г. Вейля [67], Т. Калуцы [68] и, конечно, результат, полученный всеми авторами, исследующими черные дыры [12], согласно которому, пересекая сферу Шварцшильда, мы оказываемся в мнимой области.

В неразрывной логической связи с указанным табу находится и другое. Во всех упомянутых теориях процессы рассматриваются либо в трехмерном евклидовом пространстве, либо в псевдоевклидовом пространстве Минковского, или в псевдоримановом пространстве, введенном А. Эйнштейном при формулировании ОТО. Пространства с большим числом измерений — многомерные пространства, — а тем более расслоенные пространства до последнего времени в физике практически не рассматривались. На их использование в реалистических теориях было тоже наложено табу.

В течение длительного времени теоретические работы, в которых использовались многомерные и/или расслоенные пространства, рассматривались как подходы, в которых используются изолированные, формально-математические методы, не имеющие отношения к реально протекающим процессам в природе. Об эвристической ценности достижений современной математики не было и речи. Работы по суперсимметрии [69, 70], а также по струнам и суперструнам [71–73] впервые заставили физиков задуматься над тем, не реализует ли на самом деле окружающая природа многомерные и расслоенные пространства. Эта возможность снятия очередного табу воодушевила многих физиков, и работы по суперсимметрии, супергравитации, струнам и суперструнам стали занимать все больше и больше места в публикациях последних лет.

Легко видеть, что вопрос о реальности процессов, протекающих в многомерных и расслоенных пространствах, самым непосредственным образом связан с реальностью процессов, протекающих в мнимой области, т. к. математическая структура многомерных и расслоенных пространств обязательно содержит такие области. Элегантность, логическая замкнутость и результативность работ по суперсимметрии [74–77], струнам и суперструнам [78–82] укрепили надежду на большую их перспективность.

Однако все больше и больше стали накапливаться трудности, связанные с физической интерпретацией полученных результатов. В основе этих трудностей такая проблема: в нашем мире, будем по-прежнему именовать его лабораторным пространством, процессы наблюдаются либо в трехмерном евклидовом пространстве, либо в четырехмерном пространстве-времени. Для того, чтобы реализовать переход от многомерного и расслоенного пространства к четырехмерному пространству-времени, надо как-то компактифицировать лишние пространства

и координаты. Для полной ясности важно не только найти формально-математическое решение этой проблемы, но и выяснить его разумное физическое истолкование. Несмотря на участие в этих работах многих сотен квалифицированных исследователей, проблема остается нерешенной и, более того, трудности в ее решении продолжают накапливаться.

В работах по ТФП [7, 14, 18, 19, 33, 34, 48 – 52, 84–87] в самом начале их развития была заложена парадигма, содержащая необходимые и достаточные условия существования жизнеспособных и развивающихся систем (см. разд. 2 данной работы). В этой парадигме и в ее реализации в указанных работах по ТФП содержалось решение проблемы физических основ правомерности описания физических объектов в многомерных и расслоенных пространствах. К сожалению, эта математическая основа найденных физических закономерностей до последних лет не была до конца осознана. В связи с этим были сделаны попытки использовать в работах по ТФП новый математический аппарат, названный сперва *дикомплексным формализмом* [34], а затем – *дискретно-континуальной геометрией* [7]. И только в начале 80-х гг. было выяснено, что в парадигме и ТФП речь идет о новой интерпретации уже в основном известного формализма современных математических теорий. Это позволило описать многие результаты, полученные в работах по ТФП, на языке этих математических теорий, что углубило и расширило теорию, сделало ее более понятной и ярко высветило глубокую корреляцию между работами по ТФП и многими самыми последними исследованиями, связанными с попытками построить ЕТП.

Кроме того, предоставилась возможность глубоко осознать эвристическую ценность многих разделов современной математики [6, 9, 88–94]. Обстоятельное изложение указанных вопросов содержится в данной работе.

1.10.

Резюме

В заключении краткого анализа и определения основных понятий и исходных принципов ТФП представляется необходимым напомнить некоторые исторические факты, которые имеют существенное методическое значение для понимания правомерности некоторых новых подходов, используемых в ТФП.

1. После предсказания Юкавой существования мезона, ответственного за ядерные силы, был открыт мюон. В течение 12–15 лет все физики мира считали, что с помощью мюона природа реализует мезонные ядерные силы. Эта ошибка была исправлена после того, как был открыт пион, и из опыта выяснилось, что мюон – это некий особый вид тяжелого электрона. Об этом всеобщем заблуждении сейчас принято не упоминать.

2. Был примерно двадцатилетний период, когда считалось, что уравнения поля вообще неперспективны в теории элементарных час-

тиц. Считалось, что S -матричный и групповой подходы являются достаточными и единственными. Особенно ярко эта точка зрения изложена в работе [90], которая была опубликована всего за 9 лет до того, как за создание полевой теории электрослабых взаимодействий была присуждена Нобелевская премия. Этот период всеобщего заблуждения тоже стараются предать забвению.

3. Многие годы большинство физиков считало, что метод, предложенный Редже [66], известный в физических кругах как "реджистика", будет кардинальным в процессе создания теории элементарных частиц. Эти надежды не оправдались. Реджистика оказалась весьма частной закономерностью. Об этом всеобщем заблуждении практически тоже не упоминают.

4. Особенно драматичным было крушение всеобщего убеждения в том, что закон сохранения пространственной четности универсален. Нарушение этого закона для слабых взаимодействий, предсказанное в 1956 г. и подтвержденное экспериментом в 1957 г., было совершенно неожиданным для большинства физиков.

5. Список других идей и принципов, которые переживали достаточно яркий бум, а затем были забыты и отвергнуты, можно без труда умножить, но в этом здесь нет необходимости. Рождение и гибель тех или иных идей, перспективность которых была завышена, естественны при развитии любой науки, однако если в каждый данный момент взлета тех или иных представлений они рассматривались как истины в последней инстанции, и противоречащие им предложения отвергались, то это приводило и продолжает приводить к искусственному торможению науки. А именно от такого, с позволения сказать, "научного" подхода страдали и продолжают страдать работы по ТФП — им всегда можно было противопоставить то или иное модное сегодня направление и наложить очередное табу.

Семь табу, наложенные в свое время на результаты, полученные в ТФП во время ее развития, давно отвергнуты, а ярлык "вне науки", наклеенный на теорию сторонниками лысенковщины, продолжает существовать.

6. Данная работа адресуется тем ученым, которые считают, что: во-первых, лысенковщина не имеет права на существование, во-вторых, точка зрения, принятая большинством специалистов в той или иной области физики, не может рассматриваться как истина в последней инстанции и что на противоречащие этой "истине" работы не может быть наложено табу, в-третьих, в науке нет жрецов, и поэтому специалисты, работающие в направлении, по их же мнению, еще не созданной единой теории поля, не являются специалистами в этой будущей теории, а являются только специалистами по определенным методам создания ЕТП, в связи с этим они не могут быть единственными судьями в вопросе о том, какое направление в создании ЕТП окажется в конечном счете перспективным. Тем более, конечно, эти ученые не могут опре-

делять судьбу уже существующей единой теории поля — пусть они пользуются своим правом создавать другую, если ТФП как единая теория всех известных взаимодействий их не устраивает.

В целом современную ситуацию можно считать преддверием подъема на новую, более высокую ступень познания — новую парадигму физики XX века вслед за теорией относительности и квантовой механикой.

Л. А. Шелепин

2 ПАРАДИГМА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЖИЗНЕСПОСОБНЫХ И РАЗВИВАЮЩИХСЯ СИСТЕМ — МЕТОДОЛОГИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОСНОВА ПОСТРОЕНИЯ ТФП И РЯДА ДРУГИХ ТЕОРИЙ

2.1.

Постановка задачи

Еще в начале века академик В. И. Вернадский высказал и развил идею о том, что Человечество на Земле и окружающая его живая и неживая природа составляют нечто единое, живущее по общим законам природы, и назвал это единство ноосферой.

Идеи В. И. Вернадского и некоторых других наших ученых (Н. Ф. Федорова, В. Н. Сукачева, Н. В. Тимофеева-Ресовского, А. А. Богданова) существенно развил академик Н. Н. Моисеев [96, 97], показав, что открытая Дарвином триада — наследственность, изменчивость и отбор — должна играть важную роль в эволюционном развитии всех элементов ноосферы. Большой вклад в этот глобальный вопрос внесли работы И. Р. Пригожина [98, 99] и некоторых других иностранных ученых, особенно П. Т. де Шардена [100].

Однако теории ноосферы еще нет, она разрабатывается. Первым шагом в создании этой теории, по-видимому, самой важной для судеб цивилизации на Земле, могла бы быть методологическая и философско-математическая основа — парадигма, на основе которой такая теория могла бы быть построена. Назовем эту основу парадигмой для жизнеспособных и развивающихся систем.

2.2.

Работы и факты, на которые сейчас могут опираться основы парадигмы

ПЖиРС сформулирована еще в 1946 г. как основа для построения ТФП. Сама парадигма не публиковалась, так как сразу же были выяснены возможности использования ее в политике, экономике и других науках. В застойные годы такая публикация была невозможна и могла лишить небольшой коллектив ее сторонников возможности вообще работать (как это было с Н. И. Вавиловым и другими пионерами в науке). Только в 1969–70 г. г. автор ПЖиРС решился опубликовать некоторые идеи парадигмы, да и то в качестве "фантастического повествования" и под псевдонимом [101]. Первая научная публикация ПЖиРС состоялась только в 1988 г. [102].

Отсутствие парадигмы как фундаментальной опоры тормозит практическое использование теории систем во многих областях науки. Рассмотрим это на примере современной теоретической физики.

Необходимость формирования новой парадигмы для теоретической физики к настоящему времени окончательно созрела. На самом деле, парадигма, именуемая "классической физикой", с 30-х г. г. начала заменяться парадигмой, основанной на теориях относительности (СТО и ОТО) и квантовой физике. Интуитивно суть этой парадигмы понятна, однако она до сих пор не сформулирована. Более того, для формирования такой парадигмы сейчас усиленно ведутся работы по так называемой "квантовой логике".

Бурное развитие современной физики за последние годы показало, что "квантово-релятивистская" парадигма устарела, не успев родиться. Первым это почувствовал А. Эйнштейн, он до дня своей смерти не принял "квантовую логику" как фундамент современной физики. Весьма определенно высказался по этим вопросам и Л. де Бройль (см. цитаты в разд. 1). В таком же духе высказался и П. А. М. Дирак.

В серии статей, опубликованных в американском журнале *Int. Journal of Fusion Energy* [103] в 1985 г., на основе анализа результатов последних экспериментов в области квантовой радиофизики прямо говорится о необходимости "... запоздалой ревизии аксиоматических представлений современной физики". Примеры таких высказываний можно умножить. Однако необходимость такой радикальной перестройки современной физики далеко не всеми осознана.

Мы показали необходимость построения ПЖиРС, но для ее формирования не хватало решения такого вопроса: какова суть общего закона природы, обеспечивающего жизнеспособность всех указанных систем, и с помощью какого математического аппарата этот закон можно описать и использовать для создания теории в дальнейшем?

За истекшее с 1946 г. время появилось много работ, которые позволяют со ссылкой на них изложить основы ПЖиРС современным языком, так как эти работы вплотную подошли к ПЖиРС. К настоящему времени

подступы к ПЖиРС обозначились в ряде работ по системам, далеким от равновесия [95–99], по струнным и суперструнным теориям [78–82], в рамках которых многие физики пытаются сейчас решить проблему создания единой для всех взаимодействий в микромире теории и особенно в работах по ТФП, основанной на ПЖиРС. Современная формулировка ПЖиРС должна, по нашему мнению, быть такой.

2.3.

Основы парадигмы

Любая теория, базирующаяся на ПЖиРС, должна удовлетворять следующим принципам, которые составляют основу парадигмы:

1. Для полного описания любой жизнеспособной и развивающейся системы необходимо представить ее расположенной одновременно в разных подпространствах – слоях некоторого объемлющего расслоенного пространства.

2. Пространственно-временная структура системы в слоях (базе) объемлющего расслоенного пространства при любых сколь угодно кардинальных различиях подчинена единому для всех слоев закону гомогенности пространства-времени-вещества. Иными словами, для всех жизнеспособных систем существует пространственный метаморфоз (ПМ), при котором данная система в разных слоях (и базе) объемлющего пространства имеет взаимосогласованные, но разные пространственно-временные структуры (Пример использования пункта 2 для ГЭЧ в ТФП показан на рис. 2.1).

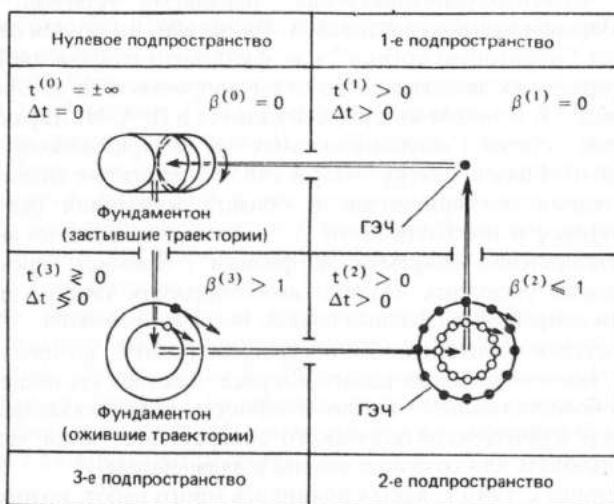


Рис. 2.1. Пространственный метаморфоз структуры голой элементарной частицы

3. По отношению к данному подпространству — базе и/или слою — любое дополнительное к нему подпространство, входящее в полное объемлющее пространство, всегда находится в мнимой области. Мнимая область в этом случае — не формально-математический прием, а реальная структурная особенность всех жизнеспособных и развивающихся систем.

Примечание. Первые три принципа характеризуют условия устойчивости системы, ее жизнестойкости. Но для того, чтобы система была жизнеспособной во времени, а не только устойчивой в данный момент, она должна удовлетворять определенным условиям стойкости в процессе жизни и способности не просто к развитию, а к саморазвитию.

Следующие пять принципов регламентируют условия, необходимые и достаточные для того, чтобы система стала саморазвивающейся. Саморазвитие — один из основных принципов жизнеспособной системы. В процессе саморазвития система может подвергаться и временному метаморфозу, но, в отличие от пространственного метаморфоза, этот вид метаморфоза не является обязательным для систем, удовлетворяющих ПЖиРС.

4. Между пространствами-слоями или между базой данного расслоения и слоем возможна связь только по каналу информации. По этому каналу идут не только сведения о процессах, протекающих в пространстве-источнике информации, но и сигналы, управляющие общими процессами. Таким образом, *информация* трактуется в широком смысле.

5. В стационарном режиме по каналу информации идет сигнал, который может приносить в подпространство, в которое он поступает, только отрицательную энтропию.

6. Развитие жизнеспособной системы реализуется резким возрастанием потока информации, несущей отрицательную энтропию. В этой информации могут содержаться и сигналы, которые управляют триадой развития Дарвина — изменчивостью, наследственностью и отбором.

Если поток отрицательной энтропии доминирует над производством положительной энтропии, то система становится способной к самоорганизации.

7. Просачивание по каналу информации сигнала, несущего положительную энтропию, или обрыв канала информации, несущего отрицательную энтропию, ведут к болезни или гибели системы.

8. Если нарушаются замкнутость и/или коммутативность диаграммы отображений, описывающей все каналы информации объемлющего пространства, то система теряет жизнеспособность и обязательно погибает.

Перечисленные восемь принципов ПЖиРС существенно ограничивают бесконечное множество решений, содержащихся в уравнениях математических теорий: динамических систем, расслоенных пространств, отображений и других используемых для исследования систем.

Все эти принципы, кроме триады Дарвина, использовались при разработке единой теории фундаментального поля ТФП. Триада Дарвина

включена нами в перечисленные условия под влиянием работ Н. Н. Моисеева.

По нашему мнению, предложенная парадигма может рассматриваться как некоторый шаг в направлении развития работ В. И. Вернадского, Н. Н. Моисеева, И. Р. Пригожина, направленных на создание теории ноосферы. Нетрудно видеть, что предлагаемая вниманию читателя ПЖиРС находится в русле идей Н. Винера, который рассматривал кибернетику существенно шире того понятия, которое вкладывается сейчас в понятие "системотехника".

Однако дальнейшее изложение ПЖиРС, особенно математического аппарата, необходимого для ее использования, невозможно до описания основ этих далеко не общеизвестных разделов современной математики.

Кто бы мог подумать, что мы будем так много знать и так мало понимать ...

А. Эйнштейн

Многие современные научные сочинения написаны неким полумистическим языком, как бы специально для того, чтобы создать у читателя тягостное ощущение присутствия какого-то супермена.

К. Ланцош

3 ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭВРИСТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СОВРЕМЕННОЙ МАТЕМАТИКИ. ОСОБЕННОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО АППАРАТА ТЕОРИИ

3.1.

Состояние вопроса

Программа, развернутая в разд. 1 и 2, не может быть решена без активного использования не только технических, но и эвристических возможностей современной математики.

Становление современной математики привело к появлению большого количества новых объектов и связанных с ними законов и правил, которые уже нельзя считать результатом экстраполяции по ступеням прямых абстракций тех или иных известных объектов и явлений природы.

Почти для всех обсуждаемых *внутренних, чисто математических*, объектов пока не удалось установить такие ступени абстракций, которые бы заканчивались четко осознанным объектом природы, абстрагируя все или некоторые свойства которого, мы получили бы этот математический объект. Для использования эвристических возможностей математики надо научиться проследить этот путь от абстрактного к действительному.

3.2.

Постановка задачи

Ставится задача о необходимости разработки такой весьма общей теории отображений *внутриматематических* объектов (условимся так именовать абстрактные математические объекты, созданные в рамках законов самой математики) на объекты Природы. Первые шаги в этом направлении сделаны в ТФП. При этом речь идет не о возвращении к мистическим идеям начала века о влиянии на наш мир "потустороннего мира" иных измерений. Речь идет о том, что мир иных измерений — не "потусторонний мир", а наш реальный мир, но не обязательно тождественный привычному евклидову пространству или даже ставшими привычными псевдориманову или псевдоевклидову.

До сих пор фактическое использование *внутриматематических* понятий для отыскания соответствующих им объектов природы в большинстве случаев носило спонтанный характер догадок, прикидок, озарений. Нам думается, что наступило время регламентировать этот процесс. Принципы этой регламентации, как будет ясно из дальнейшего, заложены в основу парадигмы для жизнеспособных и развивающихся систем, на основе которой строилась и ТФП.

3.3.

Математическая основа

описания явления пространственного метаморфоза

Термин **метаморфоз** широко используется в современной биологии и обозначает радикальное изменение структуры и свойств организма со временем, например, гусеница становится куколкой, а потом бабочкой. Для некоторых видов живых организмов этот метаморфоз во времени — временной метаморфоз — важное условие жизнеспособности и развития. Однако это условие не является обязательным для всех живых организмов. Большинство живых организмов не подвержено временному метаморфозу. Пространственный метаморфоз, требуемый ПЖИРС, должен реализовываться во всех жизнеспособных и развивающихся системах, в том числе, конечно, и во всех структурных элементах вещества (см. разд. 2).

Для любых расслоенных пространств существование хотя бы одного вида ПМ следует уже из определения этих пространств [18, 11]. Действительно, любая геометрическая конструкция, существующая в слое,

реализуется в базе только в виде точки, той самой точки, которая является общей для слоя и базы. В системах, удовлетворяющих ПЖиРС, вид ПМ в каждом случае определяется составом и конструкцией расслоенных пространств, в которых реализуется система, и особенностями отображения между всеми подпространствами.^{х)}

Сейчас практически нет в литературе единого изложения общей теории отображений. Она входит важным фрагментом в самые разные разделы современной математики. На них мы и опираемся в этом разделе.

В современной математике имеются обстоятельные разработки многих вопросов теории отображений, которые могут служить не только руководством для решения конкретных технических задач, но и, что особенно важно, представляют огромную эвристическую ценность.

В этом подразделе мы перечислим основные сведения из современной теории отображений, которые так или иначе используются в последующих расчетах. Из-за дефицита места в этой работе мы ограничимся только сведениями, которые будем именовать определениями-резюме (ОР). Всем перечисленным ниже ОР присваивается номер для ссылки в дальнейшем и дается ссылка на литературу, где читатель сможет найти подробное изложение и доказательства этих результатов современной математики, представляющих часть того, что положено нами в основу описания отображений в теории, и в частности описания явления ПМ.

Первая группа ОР, описывающих пространства и их элементы в теории

ОР 1. Топологическое пространство называется пространством Хаусдорфа или хаусдорфовым, если в нем выполняется следующая аксиома Хаусдорфа:

любые две его различные точки $x, y \in X$ обладают непересекающимися окрестностями [11, Т. 5, С. 777],

$$O_x \cap O_y = \emptyset.$$

Окрестность любой точки, по определению, — открытое множество.

Примечание. На самом деле, в дальнейшем на окрестность будут наложены некоторые дополнительные условия.

ОР 2. Если в пространстве X выделена некоторая точка $x_0 \in X$,

х) Здесь и далее мы по-прежнему именуем все элементы расслоенных пространств — слои и базы — *подпространствами* некоторого объемлющего пространства. В этом смысле в расслоенном пространстве понятие подпространства применительно к слою и базе рассматривается как синоним этих понятий.

то такие пространства (X, x_0) имеют существенные особенности и называются пунктированными пространствами [93, С. 13].

ОР 3. Если у окрестности O_x какой-либо точки топологического пространства есть граница ∂O_x , то окрестность с границей образует замкнутое множество.

Подпространство, состоящее из точек, у которых есть максимальные окрестности O_x с границей ∂O_x , не будет хаусдорфовым.

ОР 4. Компактным называется такое топологическое пространство, каждое открытое покрытие которого содержит конечное подпокрытие.

Это означает, что если $\{U_s\}_{s \in S}$ — открытое покрытие пространства X , то существует конечное множество $\{s_1, \dots, s_k\} \in S$ такое, что $X = U_{s_1} \cup U_{s_2} \cup U_{s_3} \cup \dots \cup U_{s_k}$, где U_{s_i} — элемент покрытия $\{U_s\}$, т. е. открытое множество; \cup — теоретико-множественное объединение [91, С. 196].

ОР 5. Декартовым произведением топологических пространств X и Y называется пространство $X \times Y$, элементами которого являются упорядоченные пары (x, y) , где $x \in X, y \in Y$. Топология на декартовом произведении называется тихоновской топологией [91, С. 127]. Она порождается семейством проекций

$$p_s : \prod_{s \in S} X_s \rightarrow X_s.$$

ОР 6. Букетом двух пунктированных пространств (X, x_0) и (Z, z_0) называется пространство

$$(Z \times \{x_0\}) \cup (\{z_0\} \times X).$$

Более подробно об этом см. [91, С. 19, 127] и [93, С. 14].

Вторая группа ОР, описывающих сами отображения и гомотопии

ОР 7. Наиболее важные свойства непрерывных отображений, компактных множеств, связных множеств составляют основной предмет общей топологии. Задача существования или несуществования непрерывных отображений $f: X \rightarrow Y$ между двумя топологическими пространствами X и Y методами отображения топологии в алгебру составляет предмет алгебраической топологии.

ОР 8. Для формализации естественного интуитивного представления о связях различных видов отображений между двумя топологическими пространствами вводится понятие гомотопии. Гомотопией F пространства X в пространство Y называется непрерывное отображение декартова произведения $X \times I$ в Y :

$$F : X \times I \rightarrow Y,$$

где X, Y – топологические пространства; $I = [0, 1] \subset \mathbb{R}^1$ – единичный отрезок.

Для каждого t гомотопия F_t определяет непрерывное отображение $F_t: X \rightarrow Y$, задаваемое следующей формулой:

$$F_t(x) = F(x, t); \quad t \in I, x \in X.$$

ОР 9. Отображения $f: X \rightarrow Y$ разбиваются на множество непересекающихся гомотопических классов $[X, Y]$, которые имеют ряд закономерностей, выделяющих их из класса топологических пространств общего вида. Главная особенность – это наличие во многих случаях групповой структуры (см. ОР 15).

ОР 10. Универсальное свойство отображений в декартово произведение состоит в следующем:

если $p_x: X \times Y \rightarrow X$ и $p_y: X \times Y \rightarrow Y$ – проекции декартова произведения $X \times Y$ на первый и второй сомножители соответственно, то для любой пары отображений из некоторого пространства Z в X и Y соответственно

$$f: Z \rightarrow X; \quad g: Z \rightarrow Y$$

существует *единственное* отображение $h: Z \rightarrow X \times Y$ такое, что $p_x \circ h = f$ и $p_y \circ h = g$, где \circ – знак композиции отображений.

ОР 11. Топология факторпространства. Пусть A – замкнутое подмножество пространства X .

Рассмотрим переход к факторпространству X/A , получающийся сжатием подмножества A в точку. Рассмотрим отношение

$$\alpha = (A \times A) \cup \{(x, x), x \in X\} \subset X \times X$$

и положим

$$X/A = X/\alpha.$$

Итак, факторпространство пространства X по подмножеству A определяется как факторпространство пространства X по отношению α [93, С. 11].

ОР 12. Основное свойство букета пространств $(X, x_0) \vee (Z, z_0)$: для любых непрерывных отображений

$$f: (Z, z_0) \rightarrow (W, w_0);$$

$$g: (X, x_0) \rightarrow (W, w_0)$$

существует и единственно такое отображение:

$$h: (Z \vee X, *) \rightarrow (W, w_0),$$

где $*$ – точка скрепления букета, что

$$h/Z = f,$$

$$h/X = g.$$

Это отображение h обозначается через (f, g) .

Примечание: Описанное свойство ОР. 12 является аналогом свойства ОР 10, но для обратного направления отображений f и g . Такие свойства называются двойственными.

ОР 13. Стандартное отображение сферы в букет двух сфер $\psi: S^i \rightarrow S^i \vee S^i$ приводит к тому, что экватор S^{i-1} целиком переходит в точку S_0 скрепления букета $S^i \vee S^i$. Такое отображение во всех точках, кроме экватора, является а) взаимно однозначным; б) сохраняющим ориентацию.

Алгебраические структуры в общей теории отображений

ОР 14. Если для данного топологического подпространства выбран для анализа некоторый алгебраический объект $F(X)$ (группа, кольцо, модуль), то условием отображения $f: X \rightarrow Y$ является требование существования гомоморфизма

$$F(f): F(X) \rightarrow F(Y).$$

ОР 15. Для пунктированных пространств определяются гомотопические группы

$$\Pi_n(Y, y_0) = [(S^n, s_0); (Y, y_0)].$$

Групповая операция вводится в $\Pi_n(Y, y_0)$ следующим образом [11, Т. 1, С. 1062–1063]: если $n \geq 2$, $x = [u]$, $y = [v]$, то $x \cdot y = [W]$, где отображение $W: (J^n, J^{n-1}, J^{n-1}) \rightarrow (X, A, x_0)$ определяется так:

$$W(t_1 \dots t_n) = \begin{cases} u(2t_1, t_2, \dots, t_n), & \text{если } 0 \leq t_1 \leq 1/2, \\ v(2t_1 - 1, t_2, \dots, t_n), & \text{если } 1/2 \leq t_1 \leq 1. \end{cases}$$

ОР 16. Если $n = 1$, то Π_1 называется фундаментальной группой.

ОР 17. Если $n = 0$, то $\Pi_0(M, x_0)$ является множеством компонент линейной связности пространства M и групповой структурой в общем случае не обладает, однако в ряде важных частных случаев $\Pi_0(M, x_0)$ является группой. Это будет тогда, когда само M наделено структурой группы. Для случая, если M – группа Ли и $x_0 = 1$, $\Pi_0(M, x_0) = M/M_0$ – факторгруппа группы M .

То же верно и для пространства петель $\Omega(x_0, N)$.

Примечание: Пространство петель $\Omega(x_0, N)$ – это пространство, элементами которого являются замкнутые пути, проходящие через выделенную точку x_0 пространства N .

ОР 18. Элементы гомотопических групп – это классы отображений диска $D^i \rightarrow (M^n, x_0)$, при которых граница $\partial D^i = S^{i-1}$ переходит в выделенную точку $x_0 \in M$, при *всех гомотопиях* (а следовательно, и отображениях (см. ОР 8)).

Другой способ задания элемента из $\Pi_i(M, x_0)$ – представление его как гомотопический класс отображений пунктированной сферы $S^i \rightarrow M$, при которых выделенная точка сферы s_0 переходит в x_0 (также при всех гомотопиях). При этом указанные элементы группы есть компоненты связности пространства отображений $S^i \rightarrow M$, при которых $s_0 \rightarrow x_0$.

Дифференциально-геометрические построения в общей теории отображений

ОР 19. Расслоенное пространство – это четверка (B, P, E, F) , где E – объемлющее (тотальное) пространство; B – база; F – слой; $P : E \rightarrow B$ – проекция.

Необходимо также выполнение условия: существует открытое покрытие базы $\{U_\alpha(e_\alpha)\}_{\alpha \in A}$, т. е.

$$\begin{cases} \bigcup_{\alpha \in A} U_\alpha = B, \\ \text{diam } U_\alpha = e_\alpha \end{cases}$$

и такие гомеоморфизмы

$$\Phi_\alpha : U_\alpha \times F \rightarrow p^{-1}(U_\alpha),$$

что

$$P_\alpha \Phi_\alpha = P U_\alpha : U_\alpha \times F \rightarrow U_\alpha.$$

Это условие называется условием локальной тривиальности, условие, важное в ряде физических приложений.

ОР 20. Расслоение (B, P, E, F) называется главным, если его слой F изоморфен структурной группе.

Приведем простейшие примеры главных расслоений:

$$1) \mathbb{R}P^3 = SO(3) \xrightarrow{P} S^2;$$

$$F = SO(2) \cong S^1$$

2) Расслоение Хопфа

$$S^3 = SU(2) \xrightarrow{P} S^2;$$

$$F = S^1$$

3) Обобщенное расслоение Хопфа

$$S^{2n+1} \xrightarrow{P} \mathbb{C}P^n;$$

$$F = S^1.$$

ОР 21. Тривиальными называются расслоения, изоморфные прямому произведению:

$$E = B \times F,$$

где E — объемлющее пространство, B — база, F — слой.

В частности, унитарная группа может быть представлена как тривиальное расслоение

$$U(n) = S^1 \times SU(n).$$

ОР 22. Частным случаем расслоения является накрытие

$$X^1 \xrightarrow{P} X.$$

В этом случае слой F дискретен и совпадает с фундаментальной группой.

ОР 23. Векторное поле — это сечение касательного расслоения J над многообразием M . Единственной замкнутой ориентируемой двумерной поверхностью, допускающей не вырожденное в каждой точке векторное поле, является тор T^2 [104, С. 615].

ОР 24. Невырожденные особые точки векторного поля на плоскости могут быть только такими:

центр ($\lambda_1 \in \text{Im}, \lambda_2 \in \text{Im}$);

узел ($\lambda_1, \lambda_2 \in \mathbb{R}, \lambda_1 \cdot \lambda_2 > 0$);

фокус ($\lambda_1 = \lambda_2$);

седло ($\lambda_1, \lambda_2 \in \mathbb{R}, \lambda_1 \cdot \lambda_2 < 0$),

где λ_1, λ_2 — корни характеристического уравнения.

ОР 25. Если окрестность каждой точки в пространстве обладает определенными свойствами:

максимальность (см. ОР 3) ∂O_{x_0} является разделом между действительной и мнимой областями; сама точка x_0 принадлежит действительной и мнимой областям, — то конструкция обладает структурой расслоенного пространства; базой расслоения будет окрестность O_x ; слоем расслоения будет $X \setminus (O_x \cup \partial O_x)$; численные значения элементов базы и слоя (т. е. интервалы в пространствах $O_x = B$ и F) будут отличаться множителем i . Это означает, что если база считается вещественной, то слой будет мнимым. Если слой считать вещественным, то база будет мнимой. Поэтому понятия вещественного и мнимого пространства здесь являются относительными.

ОР 26. Классам изоморфных векторных расслоений над клеточным пространством X со структурной группой $G(n)$ соответствуют гомотопические классы отображений $f : X \rightarrow BG(n)$, где $B \cdot G(n)$ — классифицирующее пространство.

ОР 27. Разным расслоениям соответствуют разные гомотопические классы:

$U(n)$ — классы Чженя; $S_p(n)$ — Понтрягина; $O(n)$ — Штиффеля-Уитни.

Для расслоения Хопфа класс Чженя определяется так:

$$ch(\gamma) = e^y = \sum \frac{y^k}{k!}.$$

ОР 28. Если M — компактное односвязное симметричное пространство с секционной кривизной, повсюду не большей α , то объем любого нетривиального k -мерного цикла не меньше объема k -мерной стандартной сферы кривизны α [102].

ОР 29. В группе $k(x)$ операция тензорного произведения расслоений индуцирует кольцевую структуру.

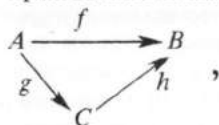
Приведенные здесь определения-резюме, конечно, далеко не исчерпывают информацию об опорных сведениях, взятых из современной математики при разработке ПЖРС и ТФП. Однако они, во-первых, дают представления об этих сведениях, во-вторых, во многих случаях позволяют лучше понять исходные посылки в последующих расчетах. В последнем случае, если использование соответствующего ОР не очевидно, то на него дается ссылка.

4 ПОСТРОЕНИЕ ДИАГРАММЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩЕЙ ВСЕ ПРОСТРАНСТВА, ОПИСЫВАЮЩИЕ ВЕЩЕСТВО В ТФП*)

Основной принцип, в соответствии с которым будет производиться построение, следующий: от глубинного — к внешнему или, другими словами, от элементов — к подпространствам — и далее, — к объемлющим пространствам. Будут поочередно, в соответствии с этим прин-

*) В написании этого раздела принимал участие Р. Р. Запатрин.

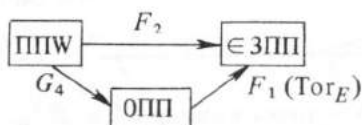
ципом, перебираться элементы диаграммы, (см. рис. 1.2) и определяться законы отображений между ними. Ведущий принцип, который будет конкретизировать законы отображений, — это соблюдение всех условий коммутативности стрелок диаграммы. Точная формулировка условия коммутативности такова: если имеются три произвольно выбранных элемента диаграммы, связанные следующим образом:



то отображение f всегда должно быть равно композиции отображений g и h : $f = g \circ h$.

4.1.

Первая цепочка коммутативности — на уровне ОПП, ППВ и ЗПП



Сначала рассмотрим отображение F_1 . Оно представляет собой отображение S^3 на пространственную часть Тоg_w . Топология пространственной части Тоg_w представляет собой декартово произведение двух окружностей $S^1 \times S^1$. Поэтому она гомеоморфна, но не изометрична евклидову тору Тоg_E . Действительно, Тоg_w допускает вложение в \mathbb{R}^3 , а $\text{Тоg}_E = \{x, y, z, z_1 \mid x^2 + y^2 = a^2, z^2 + z_1^2 = b^2\} \subset \mathbb{R}^4 \neq \mathbb{R}^3$. (4.1)

Однако Тоg_E невозможно представить как подмножество евклидова пространства \mathbb{R}^3 . Поэтому отображение $F_1 : S^3 \rightarrow \text{Тоg}_w$ устроено следующим образом. В S^3 выделяется подмножество, гомеоморфное Тоg_E , и затем оно покоординатно отображается на Тоg_w . Приведем выкладки, соответствующие построению F_1 :

S^3 является подмножеством \mathbb{R}^4 , задаваемым уравнением

$$x^2 + y^2 + z^2 + z_1^2 = R_s^2,$$

где x, y, z, z_1 — декартовы координаты в \mathbb{R}^4 , $R_s = \text{const}$ (размерностью длины) — радиус S^3 . Эти координаты связаны с угловыми координатами на S^3 следующим образом:

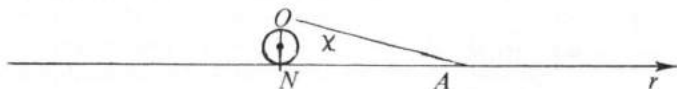
$$\begin{cases} x = R_s \cos \chi \cos \theta \cos \varphi, \\ y = R_s \cos \chi \cos \theta \sin \varphi, \\ z = R_s \cos \chi \sin \theta, \\ z_1 = R_s \cdot \sin \chi, \end{cases} \quad (4.2)$$

где χ, θ, φ – стандартные угловые сферические координаты (см. табл. 4.1).

S^3 стереографически проецируется на \mathbb{R}^3 , при этом χ переходит в радиальную координату r в \mathbb{R}^3 , $r = r(\chi)$. А φ и θ становятся обычными полярными угловыми координатами в \mathbb{R}^3 . Поэтому, если в \mathbb{R}^3 перейти к декартовым координатам x', y', z' (они штрихованы, чтобы их отличить от аналогичных координат в \mathbb{R}^4), то имеется обычная связь

$$\begin{aligned}x' &= r(\chi) \cos\theta \cos\varphi, \\y' &= r(\chi) \cos\theta \sin\varphi, \\z' &= r(\chi) \sin\theta.\end{aligned}\tag{4.3}$$

Остается вычислить зависимость $r(\chi)$. Сделаем вспомогательное построение



O – полюс стереографической проекции; N – точка касания S^3 и \mathbb{R}^3 ; A – произвольная точка в \mathbb{R}^3 ; $AN = r(\chi)$; $ON = 2R_s =$ диаметр S^3 .

Рассмотрим треугольник NOA . Он прямоугольный, и поэтому

$$\frac{AN}{ON} = \operatorname{tg} \widehat{NOA} \Rightarrow \frac{r(\chi)}{2R_s} = \operatorname{tg} \widehat{NOA} \Rightarrow r(\chi) = 2R_s \operatorname{tg} \widehat{NOA}.$$

Однако угол \widehat{NOA} – это вписанный угол, и его величина равна половине дуги, на которую он опирается. Длина этой дуги χ , поэтому $\widehat{NOA} = \frac{\chi}{2}$, в этом случае

$$r(\chi) = 2R_s \operatorname{tg} \frac{\chi}{2},\tag{4.4}$$

и тогда $F_1(\chi, \theta, \varphi) = (x', y', z')$,

где

$$\begin{cases}x' = 2R_s \operatorname{tg} \frac{\chi}{2} \cos\theta \cos\varphi; \\y' = 2R_s \operatorname{tg} \frac{\chi}{2} \cos\theta \sin\varphi; \\z' = 2R_s \operatorname{tg} \frac{\chi}{2} \sin\theta.\end{cases}\tag{4.5}$$

Формулы (4.5) отображают S^3 на \mathbb{R}^3 , а Toг_w является подмножеством \mathbb{R}^3 , поэтому, естественно, (4.5) покрывает и Toг_w . Покрывает в том смысле, что имеется теоретико-множественное включение $\text{Toг}_E \subset S^3$, даваемое формулой (4.1), функциональный вид которого дается формулой (4.5). Это и есть искомое отображение F_1 .

Теперь перейдем к G_4 . Это вложение букета сфер S^1 с разными масштабами времени в S^3 . Оно получается фиксацией каких-нибудь двух из трех сферических координат S^3 . Определяется это вложение однозначно, так как оставшаяся координата должна принимать значение в интервале $[0, 2\pi]$, а это может быть только координата φ , поскольку времени на S^3 нет: временная координата "спрессовывается" в начало координат, поэтому

$$G_4(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) = (\chi_0, \theta_0, \varphi, 0, 0, 0). \quad (4.6)$$

Осталось рассмотреть F_2 . Условие коммутативности жестко фиксирует его:

$$\begin{aligned} F_2(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) &= F_1(G_4(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma)) = F_1(\chi_0, \theta_0, \varphi, 0, 0, 0) = \\ &= (x', y', z'), \end{aligned} \quad (4.7)$$

где x', y', z' определяется по формуле (4.5). Окончательно имеем

$$F_2(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) = (x', y', z'); \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} x' &= 2R_s \text{tg} \frac{\chi_0}{2} \cos \theta_0 \cos \varphi, \\ y' &= 2R_s \text{tg} \frac{\chi_0}{2} \cos \theta_0 \sin \varphi, \\ z' &= 2R_s \text{tg} \frac{\chi_0}{2} \sin \theta_0, \end{aligned} \quad (4.9)$$

где $\chi_0 = \text{const}$, $\theta_0 = \text{const}$.

Определим значение θ_0 из условия отображения S^1 на диаметр. Это значит, что $z = 0$, следовательно, $\theta_0 = 0^\times$).

Определим χ_0 из условия, что радиус является внутренним или внешним для тора, т. е. равен $a \pm b$, это следует из того, что

$$\begin{aligned} 2R \text{tg} \frac{\chi_0}{2} &= a \pm b \\ \Rightarrow \text{tg} \frac{\chi_0}{2} &= \frac{a \pm b}{2R} \Rightarrow \frac{\chi_0}{2} = \text{arctg} \frac{a \pm b}{2R} \Rightarrow \end{aligned}$$

^{x)} $\chi_0 = 0$ брать нельзя, так как в этом случае все F_2 вырождается бы в одноточечное отображение.

$$\Rightarrow \chi_0 = 2 \operatorname{arctg} \frac{a \pm b}{2R} . \quad (4.10)$$

Здесь $R \neq R_s$; R – радиус S' ; a, b – параметры Tot_w , имеющие размерность длины. Итак,

$$\theta_0 = 0; \quad \chi_0 = 2 \operatorname{arctg} \frac{a \pm b}{2R} . \quad (4.11)$$

Следовательно,

$$F_2(\varphi) = (x', y', 0),$$

где

$$x' = 2R \operatorname{tg} \frac{\chi_0}{2} \cos \varphi; \quad z' = 0 .$$

$$y' = 2R \operatorname{tg} \frac{\chi_0}{2} \sin \varphi;$$

4.2.

Цепочка вложений G_7 и G_8 и отображение F_7

Здесь должно соблюдаться условие коммутативности

$$G_7 = F_7 \circ G_8 . \quad (4.12)$$

Сначала рассмотрим G_7 . Образ отображения F_2 характеризуется равенством нулю координаты z' . Поэтому оставшиеся координаты x', y' мы и отображим в $\in \text{ОП2}$

$$G_7(x', y') = (x, y); \quad (4.13)$$

$$\begin{cases} x = x' \\ y = y' \end{cases}$$

При этом два масштаба времени, соответствующие разным значениям константы χ в формуле (4.9), будут переходить в t^α и t^β в ОП2. Этот переход определяется следующим: поскольку $a \neq b$, $\chi_{0\alpha} \neq \chi_{0\beta}$, и поэтому масштабы времени t_α и t_β будут разными

$$\begin{aligned} \chi_{0\alpha} &= 2 \operatorname{arctg} \frac{a - b}{2R} \quad \mapsto t^\alpha, \\ \chi_{0\beta} &= 2 \operatorname{arctg} \frac{a + b}{2R} \quad \mapsto t^\beta. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Таким образом,

$$G_7(x', y') = (x', y') = id. \quad (4.15)$$

Теперь рассмотрим G_8 :

$$G_8 : S^{1, \beta} \setminus \{0\} \rightarrow \mathbb{R}^{3, \alpha, \beta},$$

здесь сначала S^1 стандартно переводится в декартовы координаты в \mathbb{R}^3 , z должно быть равно 0, так как в $\in 3\Pi\Pi z' = 0$. Поэтому

$$\begin{cases} x = R \cos \varphi. \\ y = R \sin \varphi. \end{cases} \quad (4.16)$$

Временных координат в $\in \text{ОП}2$ — две, а в $\in 2\Pi\Pi$ — одна, поэтому $t^\beta \mapsto t^\alpha$; $t^\beta \mapsto t^\beta$, а для этого должно быть совпадение угловых скоростей, т. е. $\omega_1^{(2)}$ должно быть равно $\omega_2^{(2)}$, т. е.

$$\omega_1^{(2)} = \omega_2^{(2)} \Rightarrow \frac{R_1^{(2)}}{\beta_1^{(2)}} = \frac{R_2^{(2)}}{\beta_2^{(2)}} \Rightarrow \frac{2nR_1^{(2)}}{\beta_1^{(2)}} = \frac{2nR_2^{(2)}}{\beta_2^{(2)}}, \quad (4.17)$$

а это и приводит к соотношениям равенства угловых скоростей.

Итак, отображение G_8 существует, только если выполняются соотношение $\omega_1^{(2)} = \omega_2^{(2)}$ и вытекающие из него.

Итак,

$$G_8(\varphi) = (x, y) = (R \cos \varphi, R \sin \varphi),$$

где $x = R \cos \varphi$; $y = R \sin \varphi$; $R = \text{const}$ — радиус S^1 ; x, y — координаты в $\in \text{ОП}2$, имеющие размерность длины.

Теперь построим F_7 исходя из условий коммутативности. Его можно построить, введя расчетное пространство $(3 \rightarrow 2)$, которое можно интерпретировать как пространство перемены масштабов. Дело в том, что радиусы внутренней и внешней окружностей разные (они равны $(a - b)$ и $(a + b)$ соответственно), а у S^1 один радиус.

Поэтому можно ввести фиктивное пространство $\mathbb{R}^{2(3 \rightarrow 2), \alpha, \beta}$, у него должны быть разные масштабы длины, но общий — времени. Эти масштабы вычисляются так:

$$\begin{cases} r_\alpha = A_\alpha r; \\ r_\beta = A_\beta r, \end{cases} \quad (4.18)$$

где r — радиальная координата в $\in 3\Pi\Pi$; r_α — радиальная координата в $\mathbb{R}^{(3 \rightarrow 2)\alpha}$; r_β — радиальная координата в $\mathbb{R}^{(3 \rightarrow 2)\beta}$, а коэффициенты A_α и A_β вычисляются из соотношений

$$R = A_\alpha (a - b);$$

$$R = A_\beta (a + b),$$

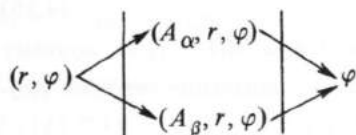
значит

$$A_\alpha = \frac{R}{a - b}; \quad A_\beta = \frac{R}{a + b}. \quad (4.19)$$

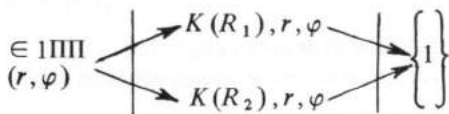
Радиусы обеих окружностей в компонентах α и β будут одинаковы и равны R . Теперь формулы (4.16) можно применять, так как R определяется однозначно.

Итак, F_7 задается так в полярных координатах:

$\in 3\text{ПП}$ $3 \rightarrow 2$ $\in 2\text{ПП}$



Аналогичным образом строится отображение $F_9: \in 3\text{ПП} \rightarrow \in 1\text{ПП}$. В тех же полярных координатах оно будет выглядеть так:



4.3.

Отображения F_6, F_3 и вложение G_8

G_8 уже вычислено в подразд. 4.2. Отображение F_6 для своего существования требует тех же условий, что и G_8 по той же самой причине: в $\in 2\text{ПП}$ одна временная координата, а в $\in \text{ППW}$ — две. А само отображение F_6 будет иметь вид

$$\begin{cases} \varphi \mapsto \varphi, \\ t^\beta \mapsto t^\alpha = t^\beta \end{cases} \quad (4.20)$$

для достижения коммутативности цепочки, т. е. условия

$$F_6 = G_8 \circ F_3. \quad (4.21)$$

Итак,

$$F_6 = id|_{S^1}, \text{ т. е. } F_6(\varphi) = \varphi, \quad (4.22)$$

где φ — угловая координата на S^1 .

F_3 должно иметь вид $F_3(\varphi) = \varphi$. Однако в $\in \text{ОП2}$ декартовы координаты, и поэтому

$$F_3(x, y, z) = \arccos \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (4.23)$$

Следовательно, коммутативность (4.21) будет иметь место, так как

$$F_3(G_8(\varphi)) = F_3(R \cos \varphi, R \sin \varphi, 0) =$$

$$= \arccos \frac{R \cos \varphi}{\sqrt{R^2 \cos^2 \varphi + R^2 \sin^2 \varphi}} = \arccos (\cos \varphi) = \varphi. \quad (4.24)$$

4.4.

Цепочки отображений F_4, F_6 и вложение G_9

В пространственной части G_9 будет равно G_8 , а временные соотношения

$$t^\beta | \rightarrow t^\beta = t^\gamma.$$

Аналогичным образом совпадают пространственные части у F_3 и F_4 . Окончательно получаем

$$G_9 : \begin{cases} x = R \cos \varphi \\ y = R \sin \varphi \\ z = 0 \\ t^\beta | \rightarrow t^\beta, t^\gamma. \end{cases}$$

Итак,

$$G_9(\varphi, t^\beta) = (x, y, z, t^\beta, t^\gamma); \quad (4.25)$$

$$F_4 : \begin{cases} \varphi = \arccos \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}; \\ t^\beta, t^\gamma \rightarrow t^\beta \end{cases}$$

$$F_4(x, y, z) = (\varphi, t^\beta). \quad (4.26)$$

Проверим выполнение условия коммутативности:

$$F_4 = G_9 \circ F_4,$$

$$F_4(G_9(\varphi)) = \arccos \left(\frac{R \cos \varphi}{\sqrt{R^2 \cos^2 \varphi + R^2 \sin^2 \varphi}} \right) = \varphi \quad (4.27)$$

точно так же, как и в формуле (4.24), следовательно, $F_6 = \varphi$ (см. формулу (4.22)).

4.5.

Цепочка вложений G_9 и G_{10} и отображения F_8

Здесь должно быть выполнено условие коммутативности

$$G_9 = F_8 \circ G_{10}, \quad (4.28)$$

полученное в подразд. 4.4. $\in 1$ ПП имеет топологическую структуру $\{1\}$.

Однако для коммутативности (4.28) надо сделать так, чтобы не было "забыто" и о том, что это одноэлементное множество — окруж-

ность, но окружность не как подмножество, а как элемент. Это достигается специальным способом построения пространства $(2 \rightarrow 1)$ чисто расчетного, фиктивного пространства, через которое будет действовать F_8 .

Пространство $(2 \rightarrow 1)$ представляет из себя двумерное евклидово пространство, на котором задано отношение эквивалентности $(x, y) \sim (x', y')$ тогда, и только тогда, когда

$$x^2 + y^2 = x'^2 + y'^2, \quad (4.29)$$

где (x, y) и (x', y') — две эквивалентные точки на \mathbb{R}^2 .

Отображение F_8 работает следующим образом. Окружность $\in 2\text{ПП}$ отображается в \mathbb{R}^2 обычным образом

$$\begin{cases} x = R \cos \varphi, \\ y = R \sin \varphi, \end{cases} \quad (4.30)$$

а затем $(2 \rightarrow 1)$ рассматривается как факторпространство \mathbb{R}^2 / \sim . Классами эквивалентности (4.29) факторпространства являются окружности $x^2 + y^2 = \text{const}$. F_8 выбирает из этих элементов один элемент $\{1\}$, который соответствует окружности $x^2 + y^2 = R^2$ и отображает его в 1ПП. Слово "выбирает" имеет такой математический смысл: образом отображения F_8 является окружность S^1 данного радиуса $R = \text{const}$

$$\text{Im} F_8 = S^1 (R).$$

Получается, что $\{1\} \in 1\text{ПП}$.

Поэтому $G_{10}(\{1\})$ — это будет S^1 с тем же самым радиусом R , и коммутативность (4.28) будет выполнена.

Из результатов подразд. 4.2–4.5 следует, что все окружности $\in 3\text{ПП}$, $\in \text{ОП}2$, $\in 2\text{ПП}$, $\in \text{ОП}3$, $\in 1\text{ПП}$ переходят в окружности. Следовательно, их центры переходят в центры (так как среди рассмотренных отображений инверсий не было). Однако центрами их являются, с одной стороны, — начало координат, а с другой стороны, — выделенная точка $\{0\}$. Значит, у всех этих входящих в ГЭЧ элементов общее начало координат — выделенная точка $\{0\}$.

4.6.

Вложения элементов

Рассмотрим вложения $G_6, G_{11}, G_{13}, G_{15}$ и отображение в элемент F_5 .

Поскольку эти вложения являются вложениями элементов, они представляют собой ограничения тождественного отображения id на рассматриваемый элемент, поэтому

$$G_6 : S^{1, \alpha, \beta} \rightarrow S^{1, \alpha, \beta, \gamma} \Rightarrow G_6(\varphi, t^\alpha, t^\beta) = (\varphi, t^\alpha, t^\beta); \quad (4.31)$$

$$G_{11} : \text{Tor}_w|_{z=0} \rightarrow \mathbb{R}^2 \setminus \{\leftrightarrow\} \Rightarrow G_{11}(x, y, t^\alpha, t^\beta) = (x, y, t) \quad (4.32)$$

и, следовательно, $G_{11} = id (\mathbb{R}^{2,\alpha})$ и t в правой части зависимости (4.32) может означать t^α или t^β в зависимости от того, какая система координат используется в ЗПП — прямоугольная или косоугольная. Пространство-время (ПВ) в ЗПП остается одним и тем же, а разные системы ПВ координат выделяют в нем разные временные оси.

В отображениях G_{13} и G_{15} такой проблемы нет — временных осей там по одной

$$G_{13} : S^1 \setminus \{0\} \rightarrow \mathbb{R}^2 \setminus \{\longleftrightarrow\} \Rightarrow G_{13}(\varphi) = (R \cos \varphi, R \sin \varphi), \quad (4.33)$$

где $R = \text{const}$ — радиус S^1 .

$$G_{15} : \{1\} \rightarrow \mathbb{R}^3, \gamma \Rightarrow G_{15}(\{1\}) = G_{15}(S^1) = (0, 0, 0). \quad (4.34)$$

Отображение F_5 в качестве образа имеет одноэлементное множество $\{1\}$, поэтому для любого $\varphi \in S^1$

$$F_5(\varphi) = 1. \quad (4.35)$$

4.7.

Построение ОП2

Здесь будут использованы сразу два условия коммутативности:

$$G_{11} \circ G_{16} = G_7 \circ G_{12}, \quad (4.36)$$

$$G_{13} \circ G_{17} = G_8 \circ G_{12}, \quad (4.37)$$

ОП2 является объемлющим для ЗПП и 2ПП и поэтому будет иметь структуру

$$\begin{aligned} \text{ОП2} &= (\Sigma \mathbb{R}^{2, \alpha, \beta} \setminus \{\longleftrightarrow\}) \times (\Sigma \mathbb{R}^{2, \beta} \setminus \{\longleftrightarrow\}) = \\ &= (\Sigma \mathbb{R}^{2, \alpha, \beta} \times \Sigma \mathbb{R}^{2, \beta}) \setminus \{\longleftrightarrow\} = \\ &= \Sigma (\mathbb{R}^2 \times \mathbb{R}^2)^{\alpha, \beta} = \Sigma \mathbb{R}^{4, \alpha, \beta} \setminus \{\longleftrightarrow\}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Координаты, соответствующие ЗПП, пометим индексом (3), а соответствующие 2ПП — индексом (2). Тогда вложения G_{16} и G_{17} будут иметь вид

$$G_{16}(x, y) = (x^{(3)}, y^{(3)}, 0, 0), \quad (4.39)$$

$$G_{17}(x, y) = (0, 0, x^{(2)}, y^{(2)}). \quad (4.40)$$

Осталось получить G_{12} из условий (4.36 — 4.37), так как остальные вложения уже вычислены. А это делается следующим образом: G_8 дает нам $x = R \cos \varphi, y = R \sin \varphi \Rightarrow v \in \text{ОП2}$ уже согласованные с ОП2 декартовы координаты, и поэтому

$$\begin{cases} G_{12}(x, y) = (0, 0, x^{(2)}, y^{(2)}) \text{ при } t = t^\beta, \\ G_{12}(x, y) = (x^{(3)}, y^{(3)}, 0, 0) \text{ при } t = t^\alpha. \end{cases} \quad (4.41)$$

4.8.

Построение ОПЗ

Во многом это построение аналогично выполненному в подразд. 4.7. Два условия коммутативности

$$\begin{cases} G_{13} \circ G_{18} = G_9 \circ G_{14}, \\ G_{15} \circ G_{19} = G_{10} \circ G_{14}. \end{cases} \quad (4.42)$$

$$\begin{cases} G_{13} \circ G_{18} = G_9 \circ G_{14}, \\ G_{15} \circ G_{19} = G_{10} \circ G_{14}. \end{cases} \quad (4.43)$$

ОПЗ является объемлющим для 2ПП и 1ПП и поэтому будет иметь структуру

$$\begin{aligned} \text{ОПЗ} &= (\Sigma \mathbb{R}^{2, \beta} \setminus \{\longleftrightarrow\}) \times (\Sigma \mathbb{R}^{3, \gamma} \setminus \{\longleftrightarrow\}) = \\ &= (\Sigma \mathbb{R}^{2, \beta} \times \Sigma \mathbb{R}^{3, \gamma}) \setminus \{\longleftrightarrow\} = \Sigma (\mathbb{R}^2 \times \mathbb{R}^3)^{\beta, \gamma} \setminus \{\longleftrightarrow\} = \\ &= \Sigma \mathbb{R}^{5, \beta, \gamma} \setminus \{\longleftrightarrow\}. \end{aligned} \quad (4.44)$$

Координаты, соответствующие 2ПП, пометим индексом (2), а соответствующие 1ПП — индексом (1). Тогда вложения G_{18} и G_{19} будут иметь вид

$$G_{18}(x, y) = (x^{(2)}, y^{(2)}, 0, 0, 0), \quad (4.45)$$

$$G_{19}(x, y, z) = (0, 0, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)}) \quad (4.46)$$

Осталось получить G_{14} из условий (4.42)–(4.43), так как остальные вложения уже вычислены. А это делается следующим образом: G_9 дает нам

$$\begin{cases} x = R \cos \varphi \\ y = R \sin \varphi \end{cases} \Rightarrow \text{в } \text{ОПЗ} \text{ имеются уже согласованные с ОПЗ декарто-}$$

вы координаты, и поэтому

$$G_{14}(x, y, z) = (0, 0, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)}),$$

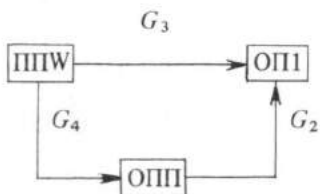
$$G_{14}(t^\beta) = t^\beta,$$

$$G_{14}(t^\gamma) = t^\gamma \quad (4.47)$$

Примечание: В этом месте — отличие от подразд. 4.7 в связи с тем, что здесь согласованы времена с индексами β и γ .

4.9.

Построение ОП1 и цепочка отображений



ОП1 является объемлющим для ЗПП, ОПП и ППВ, поэтому

$$\text{ОП1} = (\Sigma \mathbb{R}^{2, \alpha, \beta} \setminus \{\leftrightarrow\}) \times S^3 \times (\Sigma S^{1, \alpha, \beta, \gamma}). \quad (4.48)$$

Однако надо учесть, что ППВ вложено пространственной частью в ОПП (это G_4), и поэтому в произведении (4.48)

$$S^3 \times (\Sigma S^{1, \alpha, \beta, \gamma}) = S^{3, \alpha, \beta, \gamma}. \quad (4.49)$$

И тогда

$$\begin{aligned} \text{ОП1} &= (\Sigma \mathbb{R}^{2, \alpha, \beta} \setminus \{\leftrightarrow\}) \times S^{3, \alpha, \beta, \gamma} = \\ &= \Sigma (\mathbb{R}^2 \times S^3)^{\alpha, \beta, \gamma} \setminus \{\leftrightarrow\}. \end{aligned} \quad (4.50)$$

Координаты в ОП1 удобнее всего использовать смешанные — декартовы и полярные, т. е.

в ОП1 $(x, y, \chi, \theta, \varphi)$ принимающие значения

$$\begin{cases} -\infty \leq x, y \leq +\infty, \\ 0 \leq \chi, \theta \leq \pi, \\ 0 \leq \varphi \leq 2\pi. \end{cases} \quad (4.51)$$

Тогда вложение G_5 примет вид

$$G_5(x, y) = (x, y, 0, 0, 0), \quad (4.52)$$

$$\text{а } G_2: G_2(\chi, \theta, \varphi) = (0, 0, \chi, \theta, \varphi). \quad (4.53)$$

В этом случае G_3 можно вычислить как следующую композицию, чтобы выполнялось условие коммутативности:

$$G_3 = G_4 \circ G_2. \quad (4.54)$$

G_4 вычислено в подразд. 4.1, формула (4.6).

$$\begin{aligned} G_3(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) &= G_2(G_4(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma)) = \\ &= G_2(\chi_0, \theta_0, \varphi, 0, 0, 0) = (0, 0, \chi_0, \theta_0, \varphi). \end{aligned}$$

Итак,

$$\begin{cases} G_3(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) = (0, 0, \chi_0, \theta_0, \varphi), \\ t^\alpha \mapsto t^\alpha, \\ t^\beta \mapsto t^\beta, \\ t^\gamma \mapsto t^\gamma, \end{cases} \quad (\text{см. формулу (4.11)}), \quad (4.55)$$

т. е.

$$G_3(t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) = (0, 0, \chi_0, \theta_0, \varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma).$$

4.10.

Построение ОПВ и соответствующих вложений

ОПВ является объемлющим для ОП1, ОП2 и ОП3.

$$\begin{aligned} \text{ОПВ} &= [\Sigma(\mathbb{R}^2 \times S^3)^{\alpha, \beta, \gamma} \{ \longleftrightarrow \}] \times [\Sigma \mathbb{R}^{4, \alpha, \beta} \{ \longleftrightarrow \}] \times \\ &\times [\Sigma \mathbb{R}^{5, \beta, \gamma} \{ \longleftrightarrow \}] = (\Sigma(\mathbb{R}^2 \times S^3)^{\alpha, \beta, \gamma}) \times (\Sigma \mathbb{R}^{4, \alpha, \beta}) \times \\ &\times (\Sigma \mathbb{R}^{5, \beta, \gamma}) \{ \longleftrightarrow \}. \end{aligned} \quad (4.56)$$

Однако $3\text{ПП} = \mathbb{R}^{2, \alpha, \beta}$ вложено и в ОП1, и в ОП2, поэтому является общим сомножителем. Аналогично $2\text{ПП} = \mathbb{R}^{2, \beta}$ вложено в ОП2 и в ОП3. В результате, второй сомножитель частями оказался входящим в первый и третий, и поэтому

$$\begin{aligned} \text{ОПВ} &= \Sigma(\mathbb{R}^2 \times S^3)^{\alpha, \beta, \gamma} \times \Sigma \mathbb{R}^{5, \beta, \gamma} \{ \longleftrightarrow \} = \\ &= \Sigma(\mathbb{R}^2 \times S^3 \times \mathbb{R}^5)^{\alpha, \beta, \gamma} \{ \longleftrightarrow \}. \end{aligned} \quad (4.57)$$

Координаты в ОПВ будут следующие (удобно их индексировать номерами соответствующих ПП):

$$(x^{(3)}, y^{(3)}, \chi^{(0)}, \theta^{(0)}, \varphi^{(0)}, x^{(2)}, y^{(2)}, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)}). \quad (4.58)$$

Осталось записать соответствующие вложения:

$$G_1(x, y, \chi, \theta, \varphi) = (x^{(3)}, y^{(3)}, \chi^{(0)}, \theta^{(0)}, \varphi^{(0)}, 0, 0, 0, 0, 0); \quad (4.59)$$

$$\begin{aligned} G_{20}(x^{(3)}, y^{(3)}, x^{(2)}, y^{(2)}) &= (x^{(3)}, y^{(3)}, 0, 0, 0, x^{(2)}, \\ &y^{(2)}, 0, 0, 0); \end{aligned} \quad (4.60)$$

$$\begin{aligned} G_{21}(x^{(2)}, y^{(2)}, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)}) &= (0, 0, 0, 0, 0, x^{(2)}, \\ &y^{(2)}, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)}). \end{aligned} \quad (4.61)$$

Сведения о всех отображениях, рассмотренных в разд. 4, сведены в табл. 4.1 и 4.2.

Таблица 4.1

Обозначение на диаграмме	Топологический тип	Размерность		Область изменения координат	
		прямоугольная	косоугольная	пространственных	временных
ОП1	$\Sigma(\mathbb{R}^2 \times S^3, \alpha, \beta, \gamma) \setminus \{\leftarrow\}$	8	6	$x, y (-\infty, +\infty)$ $x, \theta (0, \pi)$ $\varphi (0, 2\pi)$	$t^\alpha (-\infty, +\infty)$ t^β " t^γ "
ОП2	S^3	3	-	$x, \theta (0, \pi)$ $\varphi (0, 2\pi)$	-
ППW	$\Sigma S^{1, \alpha, \beta, \gamma}$	4	2	$\varphi (0, 2\pi)$	$t^\alpha, t^\beta, t^\gamma (-\infty, +\infty)$
ОПВ	$\Sigma(\mathbb{R}^2 \times S^3 \times \mathbb{R}^5, \alpha, \beta, \gamma) \setminus \{\leftarrow\}$	13	11	$x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)} (-\infty, +\infty)$ $x^{(2)}, y^{(2)}, x^{(3)}, y^{(3)} (-\infty, +\infty)$ $x, \theta (0, \pi) \varphi (0, 2\pi)$	$t^\alpha, t^\beta, t^\gamma (-\infty, +\infty)$
∈ ППW	$S^{1, \alpha, \beta}$	3	2	$\varphi (0, 2\pi)$	$t^\alpha, t^\beta (-\infty, +\infty)$
∈ ОП2	$\mathbb{R}^3, \alpha, \beta$	5	4	$x, y, z (-\infty, +\infty)$	$t^\alpha, t^\beta (-\infty, +\infty)$
∈ ОП3	$\mathbb{R}^3, \beta, \gamma$	5	4	$x, y, z (-\infty, +\infty)$	$t^\beta, t^\gamma (-\infty, +\infty)$
∈ ЗПП	$\text{Tot}_w \setminus \{0\}$	3	-	$x', y' (-R, R) R = \text{const}$ $z' (-b, b) b = \text{const}$	-
∈ 2ПП	$S^{1, \beta} \setminus \{0\}$	2	-	$\varphi (0, 2\pi)$	$t^\beta (-\infty, +\infty)$
∈ 1ПП	$\{1\}$	0	-	Одноэлементное множество, соответствующее началу координат $(0, 0, 0)$	$t = 0$

Продолжение табл. 4.1

Обозначение на диаграмме	Топологический тип	Размерность		Область изменения координат	
		прямоугольная	Косоугольная	пространственных	временных
2ПП	$\Sigma \mathbb{R}^{3,\beta} \{ \leftrightarrow \}$	3	-	$x, y (-\infty, +\infty)$	$t^\beta (-\infty, +\infty)$
1ПП	$\mathbb{R}^{3,\gamma} \{ \leftrightarrow \}$	4	-	$x, y, z (-\infty, +\infty)$	$t^\gamma (-\infty, +\infty)$
ОП2	$\Sigma \mathbb{R}^{4,\alpha,\beta} \{ \leftrightarrow \}$	6	5	$x^{(2)}, y^{(2)}, x^{(3)}, y^{(3)}$ $(-\infty, +\infty)$	$t^\alpha, t^\beta (-\infty, +\infty)$
ОП3	$\Sigma \mathbb{R}^{5,\beta,\gamma} \{ \leftrightarrow \}$	7	6	$x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)}, (-\infty, +\infty)$ $x^{(2)}, y^{(2)}, (-\infty, +\infty)$	$t^\beta, t^\gamma (-\infty, +\infty)$
3ПП	$\Sigma \mathbb{R}^{2,\alpha,\beta} \{ \leftrightarrow \}$	4	3	$x^{(3)}, y^{(3)}$ $(-\infty, +\infty)$	$t^\alpha, t^\beta (-\infty, +\infty)$

Таблица 4.2

№	Отображение	Конкретное выражение в координатах
F_1	ОП1 \rightarrow \in ЗПП	$F_1(x, \theta, \varphi) = (x', y', z')$ $\begin{cases} x' = 2R \operatorname{tg} \frac{\chi}{2} \cos \theta \cos \varphi \\ y' = 2R \operatorname{tg} \frac{\chi}{2} \cos \theta \sin \varphi \\ z' = 2R \operatorname{tg} \frac{\chi}{2} \sin \theta \quad R = \operatorname{const} \end{cases}$
F_2	ППW \rightarrow \in ЗПП	$F_2(\varphi) = (x', y', z')$ $\begin{cases} x' = 2R \operatorname{tg} \frac{\chi_0}{2} \cos \varphi \quad R = \operatorname{const} \\ y' = 2R \operatorname{tg} \frac{\chi_0}{2} \sin \varphi \quad \chi_0 = 2 \operatorname{arctg} \frac{a \pm b}{2} \\ z' = 0 \quad = \operatorname{const} \end{cases}$
F_3	\in ОП2 \rightarrow \rightarrow \in ППW	$F_3(x, y, z) = \arccos \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}$
F_4	\in ОП3 \rightarrow \rightarrow \in ППW	$F_4(x, y, z) = \arccos \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}; t^\beta, t^\gamma \rightarrow t^\beta$
F_5	ППW \rightarrow \in 1ПП	$F_5(\varphi) \equiv 1$ – одноточечное отображение
F_6	\in 2ПП \rightarrow \rightarrow \in ППW	$F_6 = id$, т. е. $F_6(\varphi) = \varphi$
F_7	\in 3ПП $\xrightarrow{3 \rightarrow 2}$ \rightarrow \in 2ПП	$F_7(\tau, \varphi) = \begin{cases} \mu, \alpha, \tau, \varphi \\ \mu, \beta, \tau, \varphi \end{cases} = \varphi; \mu_\alpha = \frac{R}{a-b} = \operatorname{const};$ $\mu_\beta = \frac{R}{a+b} = \operatorname{const}$
F_8	\in 2ПП \rightarrow \rightarrow \in 1ПП	$F_8(S^1) = \{1\}$ – формальная запись, расшифровка в тексте
F_9	\in 3ПП $\xrightarrow{3 \rightarrow 1}$ \rightarrow \in ПП ($2 \rightarrow 1$)	расшифровка в тексте
G_1	ОП1 \rightarrow ОПВ	$G_1(x, y, \chi, \theta, \varphi) = (x^{(3)}, y^{(3)}, \chi^{(0)}, \theta^{(0)}, \varphi^{(0)}, 0, 0, 0, 0, 0)$
G_2	ОП1 \rightarrow ОП1	$G_2(x, \theta, \varphi) = (0, 0, \chi, \theta, \varphi)$

№	Отображение	Конкретное выражение в координатах
G_3	ППW → ОП1	$G_3(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) = (0, 0, \chi_0, \theta_0, \varphi)$ $t^{\alpha, \beta, \gamma} \rightarrow t^{\alpha, \beta, \gamma}$ $\chi_0 = \text{const}, \theta_0 = \text{const}$
G_4	ППW → ОПП	$G_4(\varphi, t^\alpha, t^\beta, t^\gamma) = (\chi_0, \theta_0, \varphi, 0, 0, 0)$ $\chi_0 = \text{const}, \theta_0 = \text{const}$
G_5	3ПП → ОП1	$G_5(x, y) = (x, y, 0, 0, 0)$
G_6	∈ППW → ППW	$G_6 = id _{S_1} \Rightarrow G_6(\varphi, t^\alpha, t^\beta) = (\varphi, t^\alpha, t^\beta)$
G_7	∈3ПП → ∈ОП2	$G_7(x', y') = (x, y), x = x', y = y'$
G_8	∈2ПП → → ∈ОП2	$G_8(\varphi) = (x, y)$ $x = R \cos \varphi; y = R \sin \varphi$
G_9	∈2ПП → → ОП3	$G_9(\varphi) = (x, y, z)$ $x = R \cos \varphi, y = R \sin \varphi, z = 0; t^\beta \rightarrow t^\beta, t^\gamma$
G_{10}	∈1ПП → → ОП3	$G_{10}(\{1\}) = S^1$ (неполная запись – требует введения ПП2 → 1).
G_{11}	∈3ПП → → 3ПП	$G_{11}(x, y, t^\alpha, t^\beta) = (x, y, t)$
G_{12}	∈ОП2 → → ОП2	$G_{12}(x, y) = \begin{cases} (0, 0, x^{(2)}, y^{(2)}) & \text{если } t \rightarrow t^\beta \\ (x^{(3)}, y^{(3)}, 0, 0) & \text{если } t \rightarrow t^\alpha \end{cases}$
G_{13}	∈2ПП → → 2ПП	$G_{13}(\varphi) = (R \cos \varphi, R \sin \varphi)$ $R = \text{const}$
G_{14}	∈ОП3 → → ОП3	$G_{14}(x, y, z) = (0, 0, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)}); G_{14}(t^\beta, t^\gamma) = (t^\beta, t^\gamma)$
G_{15}	∈1ПП → → 1ПП	$G_{15}(1) = (0, 0, 0)$
G_{16}	3ПП → → ОП2	$G_{16}(x, y) = (x^{(3)}, y^{(3)}, 0, 0)$
G_{17}	2ПП → → ОП2	$G_{17}(x, y) = (0, 0, x^{(2)}, y^{(2)})$
G_{18}	2ПП → → ОП3	$G_{18}(x, y) = (x^{(2)}, y^{(2)}, 0, 0, 0)$

№	Отображение	Конкретное выражение в координатах
G_{19}	1ПП → → ОПЗ	$G_{19}(x, y, z) = (0, 0, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)})$
G_{20}	ОП2 → → ОПВ	$G_{20}(x^{(3)}, y^{(3)}, x^{(2)}, y^{(2)}) = (x^{(3)}, y^{(3)}, 0, 0, 0, x^{(2)}, y^{(2)}, 0, 0, 0)$
G_{21}	ОПЗ → → ОПВ	$G_{21}(x^{(2)}, y^{(2)}, x^{(0)}, y^{(1)}, z^{(1)}) = (0, 0, 0, 0, 0, x^{(2)}, y^{(2)}, x^{(1)}, y^{(1)}, z^{(1)})$

а

5 ПЕРЕХОД ОТ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ К СТРУКТУРНЫМ ЭЛЕМЕНТАМ МАТЕРИАЛЬНЫХ ФОРМ – К ВЕЩЕСТВУ

5.1.

Общая постановка задачи и основные идеи

В настоящее время нам известно большое число структурных форм, в которых проявляется вещество: Вселенная в целом, звездные скопления, звезды, планеты, молекулы, атомы, кристаллы, элементарные частицы, включая фотоны, – все это известные структурные элементы вещества. Для выяснения природы этих структурных форм и взаимодействий между ними и требуется единая теория поля. В развивающихся сейчас многочисленных теориях поля постулируется большое число еще не наблюдаемых структурных элементов вещества: кварки, партоны, глюоны, креоны, суперсимметричные дублеры элементарных частиц и многие другие.

В ТФП такое волевое постулирование еще неизвестных элементов вещества запрещено: они должны появиться в результате отображения абстрактных внутриматематических объектов на конкретные геометрические конструкции, подлежащие если не немедленному наблюдению, то, по крайней мере, описанию во взаимодействии друг с другом. ПЖиРС и проработка, выполненная в разделе 4, дают достаточно оснований для перехода к структурным элементам вещества.

Сотни лет в существующей системе знаний мы главным образом только угадывали существо естественных структур, создаваемых природой, или просто брали их из опыта. Развиваемая здесь теория позволяет сделать это на основе весьма своеобразных, но последовательных и понятных математических подходов и получить все "шаг за шагом" в

виде однозначных решений, полученных природой за огромное время своего эволюционного развития. Мы начнем с описания математической конструкции основных "кирпичиков" вещества. Часть этого описания опирается на уже изложенное в предыдущих разделах, а часть — есть аннотация того, что будет доказано ниже, но она нужна для понимания излагаемого материала. Итак, опишем основные математические конструкции, которые использовала природа для построения всех фундаментальных форм вещества.

Схема этих математических конструкций, основанная на ПЖИРС и заложенная в основу ТФП (см. рис. 1.1 и 1.2), такова. Вселенная есть трехмерная сфера S^3 . Каждая точка внутри такой сферы, как известно, есть ее центр. (Переход от S^3 к пространственной части Вселенной Эйнштейна с псевдоримановой геометрией будет указан ниже). Наиболее естественным объектом, возникшим как отображение S^3 на любой из этих центров, оказывается тор. Следовательно, первейшими "элементарными" структурами в такой Вселенной должны быть торы. Решение соответствующей задачи Плато [105] с учетом требований закона триединства (см. подразд. 5.4) показывает, что торы эти конечных размеров. Следовательно, их число конечно во Вселенной с конечными размерами и концентрация их во всех конечных участках Вселенной тоже конечна. Эти элементарные сущности вещества именуется в ТФП "фундаментонами". Весь мир вещества и все его структурные проявления есть отображения различных состояний фундаментона. Следовательно, самой элементарной сущностью вещества является единственная частица — фундаментон.

Расчет показывает, что фундаментон при отображении своих свойств из слоя S^3 на базу (каковой является наше "лабораторное" пространство) должен рассматриваться как "частица Планка" [14]. Объемлющее пространство в рассматриваемом расслоении (см. ОР 19) является комплексным. В действительном подпространстве — гардионной базе — наблюдаются (через соответствующий механизм отображения) только те свойства слоев, которые можно наблюдать в этой базе. Кроме того, в базе может наблюдаться результат процесса, происходящего в слоях, но не ход самого процесса.

Пространство S^3 и его отображения в виде торов находятся по отношению к действительной части базы в мнимой области. Поэтому непосредственно в действительной части нашего лабораторного подпространства фундаментон не наблюдаем. В конечном счете отражением его свойств на действительную часть базы являются элементарные частицы. Двум устойчивым состояниям фундаментона соответствуют их отражения в лабораторном пространстве в виде элементарных частиц, параметры которых совпадают с параметрами протона и электрона, и поэтому отождествляются с ними. Метастабильным состояниям фундаментона соответствуют неустойчивые (короткоживущие) элементарные частицы, включая, конечно, резонансы (обоснование — см. ОР 25).

Слой, в котором непосредственно наблюдаются тороидальные объекты как отображения всей S^3 на центры Вселенной, — объект, у которого нет течения времени, — оно "застыло". Время проявляется только в "динамических" слоях нашего объемлющего пространства расслоения, которые образуют геометрические конструкции с псевдоримановой геометрией. В этом случае S^3 преобразуется во Вселенную Эйнштейна, а неподвижные торы — в пару точечных зарядов фундаментального поля, движущихся по геодезическим псевдоримановой геометрии на поверхности тора.

Отображение процессов, протекающих на поверхности тора, на другие слои расслоенного пространства ТФП приводит ко всему многообразию геометрических структур зарядов ФП. Более того, в ТФП оказалось возможным понять, почему основное единое фундаментальное поле имеет природу двухзарядового поля. Действительно, силовые линии поля идут "от заряда" к центру (центром может быть любая точка пространства), где они начинают возвращаться и идут обратно "к заряду". Смена знака заряда при этом следует из такого тривиального свойства интегралов:

$$\int_0^R \rho dv = - \int_R^0 \rho dv. \quad (5.1)$$

Симметрия этих двух видов взаимодействия, замыкающихся в рамках Вселенной силовых линий, столь велика, что положительный и отрицательный заряды у фундаментона, строго говоря, равны, а суммарный заряд равен нулю. Поэтому сильные и сверхсильные взаимодействия ближайших к фундаментону структурных форм носят дипольный или мультипольный характер при квазиклассическом описании. Электрическое поле, связанное с конечным зарядом, возникает в результате нарушения этой зарядовой симметрии ФП в пространстве.

Дальнейшее рассмотрение элементарных структурных элементов в ТФП приводит к тому, что простейшие "голые" элементарные частицы образуются только из устойчивых частиц ФП. Из этих простейших ГЭЧ и антиГЭЧ и образуются основные частицы вещества, которые в ТФП именуются элементарными частицами физического вакуума, ЭЧВ, составленные из ГЭЧ, и являются суперпартнерами устойчивых элементарных частиц и имеют спин 1 и 0.

Однако ФВ и его ЭЧВ образуют слой, который непосредственно не наблюдаем, и, следовательно, ЭЧВ можно наблюдать только в возбужденном состоянии в виде фотонов обычного света. ЭЧВ есть объединение ГЭЧ и антиГЭЧ. Когда имеется избыток ГЭЧ, которые и создают наблюдаемые ЭЧ и образованные ими формы вещества, то ГЭЧ не могут оставаться в первозданном виде. Они обязательно объединяются с ЭЧВ, создавая кварковые структуры, которые и являются элементарными частицами (подробнее см. подразд. 5.7).

В рамках этого качественного описания гравитационное взаимодействие тоже имеет понятное происхождение. Как показано в работах [48–52], гравитация в ТФП есть результат экранирования элементами структуры ЭЧ силовых линий ФП. Через ЭЧ идут только силовые линии "к ЭЧ", линии "от ЭЧ" на нее не влияют. Если бы в структуре ЭЧ все элементы были прозрачны для линий "к ЭЧ", то гравитационных сил не возникло бы. Но экран существует, и силы есть.

5.2.

Первый шаг. Реализация идеи истолкования нулевого пространства. Вывод уравнения для скалярной составляющей фундаментального поля

В данном разделе мы считаем, что нулевое подпространство ТФП гомеоморфно трехмерной сфере, т. е. множеству точек

$$S^3 = \{ (x_1, x_2, x_3, x_4) \subset \mathbb{R}^4 \mid x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 = 1 \}. \quad (5.2)$$

Далее мы рассмотрим, как в нулевом подпространстве задаются клеточная и групповая структуры нулевого подпространства, а также введение в нулевом подпространстве временной координаты. В нулевом подпространстве необходимо задать некоторую карту

$$\xi_x : \mathbb{R}^3 \rightarrow S^3, \quad (5.3)$$

замыкание образа которой совпало бы со всей сферой S^3 .

В качестве такой карты можно взять следующее отображение:

$$\xi_x : \mathbb{R}^3 \rightarrow S^3; \quad \xi_x : r = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \frac{4x_1}{4+r^2} \\ \frac{4x_2}{4+r^2} \\ \frac{4x_3}{4+r^2} \\ \frac{4-r^2}{4+r^2} \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^4 \quad (5.4)$$

Легко видеть, что отображение (5.4), действительно, работает в S^3 , так как сумма квадратов членов матрицы в (5.4) тождественно равна единице. Нетрудно также убедиться, что (5.4) является взаимно однозначным отображением на всю сферу S^3 без точки $(0, 0, 0, -1)$, т. е. является картой, замыкание которой совпадает со всей сферой S^3 .

Рассмотрим теперь более подробно топологическую структуру нулевого подпространства ТФП. Из определения следует, что S^3 является замкнутым топологическим многообразием (т. е. компактно и не имеет края). Далее очевидно, что любая точка S^3 будет его центром.

Покажем теперь, что в нулевое подпространство можно ввести структуру конечного клеточного пространства. Для этого дадим **определение** конечного клеточного пространства: конечным клеточным пространством X называется хаусдорфово топологическое пространство, снабженное конечным клеточным разбиением cW , под которым понимается следующее представление пространства X в виде объединения конечного числа непересекающихся подмножеств:

$$X = \bigcup_{i=1}^N x_i, \quad (5.5)$$

на элементах которого определена целочисленная неотрицательная функция

$$d(x_i) \in \mathbb{Z}; \quad d(x_i) \geq 0, \quad (5.6)$$

где $d(x_i)$ — размерность клетки x_i . При этом должны существовать непрерывные отображения

$$f_i : D^d(x_i) \rightarrow x_i \quad (5.7)$$

(D^d — шар размерностью d), при котором

$$f_i : \text{Int } D^d(x_i) \rightarrow x_i \text{ — гомеоморфизм;} \quad (5.8)$$

$$f_i(\partial D^d(x_i)) = \{ \text{объединение клеток меньшей размерности} \} \quad (5.9)$$

Построим клеточное разбиение пространства S^3 . Для этого введем в рассмотрение отображение

$$h : D^3 \rightarrow \mathbb{R}^3; \quad h(\bar{r}) = \frac{\bar{r}}{\sqrt{1 - \bar{r}^2}}. \quad (5.10)$$

Нетрудно убедиться, что это взаимно однозначное отображение внутренности шара D^3 на все \mathbb{R}^3 .

Введем теперь следующие обозначения:

$$x_1 = S^3 / \{0, 0, 0, -1\}; \quad f_1 = \xi \circ h, \quad (5.11)$$

где ξ — определяется формулой (5.4):

$$d(x_1) = 3; \quad (5.12)$$

$$x_2 = (0, 0, 0, -1); \quad d(x_2) = 0; \quad (5.13)$$

$$f_2(\cdot) = (0, 0, 0, -1). \quad (5.14)$$

Нетрудно убедиться, что разбиение

$$S^3 = x_1 \cup x_2 \quad (5.15)$$

вместе с формулами (5.11)–(5.14) задает конечное клеточное разбиение нулевого пространства. Действительно, функция d принимает целые

неотрицательные значения $f_1(dD^3) = x_2$. Остальные требования в определении клеточного разбиения выполняются при его построении.

Таким образом, мы получили представление нулевого пространства в виде объединения двух клеток разной размерности. Это клеточное разбиение может служить основой для получения других клеточных разбиений, содержащих большее число клеток.

Далее покажем, что в нулевом подпространстве можно ввести групповую структуру. Для этого нам будут необходимы следующие факты. Покажем, что групповое многообразие группы $SU(2)$ гомеоморфно трехмерной сфере S^3 , т. е. нулевому подпространству ТФП.

Действительно, $SU(2)$ есть, по определению, множество унитарных комплексных матриц размера 2×2 , определитель которых равен 1, т. е.

$$SU(2) = \left\{ A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \in \mathbb{C}^2 \times \mathbb{C}^2 \mid A^* = A^{-1}, \det A = 1 \right\}, \quad (5.16)$$

здесь

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}^* = \begin{pmatrix} \bar{a} & \bar{c} \\ \bar{b} & \bar{d} \end{pmatrix}, \quad (5.17)$$

означает комплексное сопряжение. Для любой комплексной матрицы

$A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$, для которой $\det A = 1$, обратная матрица имеет вид

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} d & -b \\ -c & a \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

В этом можно убедиться непосредственно.

С другой стороны, для унитарных матриц с определителем, равным единице, имеем

$$A^{-1} = A^* = \begin{pmatrix} \bar{a} & \bar{c} \\ \bar{b} & \bar{d} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d & -b \\ -c & a \end{pmatrix}, \quad (5.19)$$

откуда получаем

$$a = \bar{d}, \quad \bar{b} = -c, \quad (5.20)$$

т. е. любая матрица из (5.16) имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} a & b \\ -\bar{b} & \bar{a} \end{pmatrix}. \quad (5.21)$$

При этом $\det A = |a|^2 + |b|^2 = 1$. Определим теперь отображение $\gamma : S^3 \rightarrow SU(2)$ следующим образом. Пусть $(x_1, x_2, x_3, x_4) \in S^3$ (т. е. $x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 = 1$). Положим

$$\gamma(x_1, x_2, x_3, x_4) = \begin{pmatrix} x_1 + ix_2, x_3 + ix_4 \\ -x_3 + ix_4, x_1 - ix_2 \end{pmatrix} \in SU(2). \quad (5.22)$$

Непосредственными вычислениями можно убедиться, что полученная матрица унитарна (т. е. принадлежит $SU(2)$). Далее из (5.21) следует, что отображение $\delta : SU(2) \rightarrow S^3$, определенное следующим образом:

$$\begin{pmatrix} a & b \\ -b, \bar{a} \end{pmatrix} \xrightarrow{\delta} (\operatorname{Re} a, \operatorname{Im} a, \operatorname{Re} b, \operatorname{Im} b) \in S^3, \quad (5.23)$$

является обратным к γ , т. е.

$$\delta \circ \gamma = Id; \quad \gamma \circ \delta = Id. \quad (5.24)$$

Таким образом, мы показали, что γ является гомеоморфизмом. Используя этот гомеоморфизм в нулевом пространстве S^3 , можно ввести групповую структуру, положив

$$a \times b = \gamma^{-1}(\gamma(a) * \gamma(b)), \quad (5.25)$$

где $*$ обычное произведение в $SU(2)$. Полученная группа на S^3 будет, естественно, изоморфна $SU(2)$.

Все рассмотренное выше относилось к чисто пространственной части нулевого подпространства. Для того чтобы рассматривать в нулевом подпространстве как собственно пространство, так и время, мы погружаем нулевое подпространство в некоторое многообразие размерности 4

$$\beta : S^3 \rightarrow X \quad (5.26)$$

и по определению считаем, что в X задана метрика с сигнатурой $(+++)$, которая на S^3 совпадает с естественной метрикой и является нулевым пространством-временем. Таким образом, в $S^3 \rightarrow x_1, x_2, x_3$ — некоторые координаты пространственной части, а координата x_0 является временной. При этом элемент интервала в полученном пространстве-времени будет вычисляться по формуле

$$dS^2 = dx_0^2 + dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2. \quad (5.27)$$

Рассмотрим теперь более подробно вопрос о реальном, а не формально-математическом течении времени в таком пространстве. В теориях относительности СТО и ОТО для определения промежутка времени между событиями используются понятие световых сигналов и постулат о постоянстве скорости света. Как известно, свет распространяется в пространстве-времени по изотропным геодезическим траекториям, для которых

$$dS^2 = 0. \quad (5.28)$$

В случае плоского мира Минковского с сигнатурой $(-+++)$ условие (5.28) определяет для каждой точки пространства-времени "световой конус", т. е. некоторое подмножество пространства Минковского, на котором лежат мировые линии световых сигналов. В случае же с метрикой (5.27) условие (5.28) всегда задает всего лишь одну точку (т. е. световые конусы вырождаются в точку). Это можно интерпретировать как то, что световой сигнал в Мире с метрикой (5.27) вообще не распространяется. (Как мы увидим в дальнейшем, при рассмотрении комплексификации нулевого пространства-времени он распространяется в дополнительном подпространстве). Поэтому мы не можем определить (неформально) промежутки времени между событиями в нулевом пространстве-времени, т. е. время в нем "застыло".

Теперь перед нами стоит задача перейти от общего понимания природы нулевого подпространства, его пространственно-временной структуры к основным кирпичикам мира вещества — элементарным структурным элементам вещества.

В ОПП, как уже отмечалось, существует структура клеточного пространства. Поскольку ОПП есть S^3 , то, очевидно, что центр каждой клетки есть одновременно и центр всей Вселенной, ибо в S^3 каждая точка может быть ее центром. Тогда с очевидностью эти центры клеток и есть отмеченные точки как для ОПП, так и для клетки. Как ОПП, так и его клетки — хаусдорфовы пространства (см. ОР1 и ОР2). Поэтому отмеченные точки должны иметь окрестность. Мы приходим, таким образом, к тому, что клетки есть отмеченные точки с окрестностью. Это с точки зрения геометрии. Но поскольку в каждой клетке отображается вся замкнутая Вселенная, естественно считать эти клетки микровселенными, описываемыми теми же уравнениями связи между пространством-временем-веществом. Конечно, масштабные соотношения у единиц, определяющих время, пространство, вещество, у вселенной и микровселенной, с очевидностью, должны быть разными.

Применение уравнения закона триединства (уравнение 5.53) ко Вселенной и микровселенной в этом случае означает масштабную инвариантность законов, управляющих веществом. Таким образом, закон триединства, который мы в дальнейшем будем подробно рассматривать, для разных подпространств означает масштабную инвариантность для единиц, определяющих пространство-время-вещество. Эту инвариантность

и открыл своим уравнением А. Эйнштейн, но не успел выяснить до конца ее геометро-физическую природу.

Поскольку клетки в ОПП — микровселенные и в то же время отмеченные точки с окрестностью, то границы этих окрестностей и есть сферы Шварцшильда, а клетки — черные микродыры.

Обозначая радиус от отмеченной точки до сферы Шварцшильда в этой микрочерной дыре через R и ведя дальнейший расчет в сферических координатах, в которых радиус-вектор \vec{r} имеет своим началом отмеченную точку-центр сферы Шварцшильда, мы должны заключить, что координаты над сферой, т. е. при $r > R$, и под ней должны быть разными. Различие, которое удовлетворило бы одновременно уравнению ЗТ, принципам ПЖиРС и геометрии расслоенных пространств в ТФП, может быть только таким: если пространство над сферой действительное, то под ней — мнимое, и наоборот. При этом важно установить связь между этими координатами. Эта связь с необходимостью должна быть, поскольку обе координаты описывают один и тот же объект, но в разных подпространствах. Еще в работе [84] отмечалось, что координаты под сферой и над ней должны удовлетворять условию *зеркального отображения* от сферы, однако там не было указано, что эти координаты принадлежат разным подпространствам и поэтому связь между ними может быть не просто алгебраической, а должна даваться через отображения.

Итак, если считать, что радиус-вектор r над сферой является действительной величиной, то с соответствующей мнимой координатой ir под сферой и ее аналитическим продолжением должна быть такая связь, даваемая отображением:

$$f : ir \rightarrow \frac{R^2}{r}. \quad (5.29)$$

Полученный результат позволяет определить скалярную составляющую фундаментального поля. Действительно, достаточно общим уравнением для потенциала скалярного поля является уравнение Клейна-Гордона-Фока

$$\Delta \varphi(r) (+) R^{-2} \varphi(r) = 0. \quad (5.30)$$

Здесь $R = \hbar / mc$. Решением этого уравнения является потенциал Юкавы

$$\varphi = q \frac{e^{-r/R}}{r}, \quad (5.31)$$

если перед вторым членом в (5.30) стоит знак минус, и потенциал

$$\varphi = q \frac{e^{-ir/R}}{r}, \quad (5.32)$$

если перед вторым членом стоит знак плюс.

Легко видеть, что последнее уравнение не имеет явного физического смысла, поскольку в нем есть и действительная, и мнимая координаты. Однако, если интерпретировать его как потенциал в смешанных координатах, и, используя связь (5.29), привести его к записи в одном пространстве, то мы получим потенциал

$$\varphi = q \frac{e^{-R/r}}{r}. \quad (5.33)$$

Легко видеть, что этот потенциал уже не является решением (5.30). Однако он является решением более общего по отношению к нему уравнения

$$\Delta \varphi(r) - R^{-2} \varphi(r) = F(r), \quad (5.34)$$

где $F(r) = q \frac{e^{-R/r}}{r^3} \left(\frac{R^2}{r^2} - 2 \frac{R}{r} + \frac{r^2}{R^2} \right)$. Это и есть уравнение для скалярной составляющей ФП, а потенциал (5.33) является потенциалом скалярной составляющей ФП (рис. 5.1).

Потенциал скалярной составляющей ФП не имеет расхождений ни в одной точке. Не имеют расхождений также напряженность поля и плотность заряда в любой точке поля, если их определять соответственно

$$\vec{E} = -\text{grad} \varphi = q \frac{e^{-R/r}}{r^2} \left(1 - \frac{R}{r} \right) \frac{\vec{r}}{r}; \quad (5.35)$$

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \text{div} \vec{E} = \frac{q}{4\pi} \frac{R e^{-R/r}}{r^4} \left(2 - \frac{R}{r} \right). \quad (5.36)$$

На рис. 5.1 эти зависимости даны в виде графиков. Особенно интересно, что

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} \rho dv = q e^{-R/r} \left(1 - \frac{R}{r_0} \right) = q, \quad (5.37)$$

где v — объем. Это означает, что постоянная q с размерностью заряда численно равна интегралу от суммарной плотности заряда по всему бесконечному евклидову пространству. То, что Вселенная — S^3 , а не евклидово пространство, не меняет физического смысла этого результата, так как, во-первых, S^3 вложено в объемлющее пространство $\mathbb{R}^{3,1}$, пространственная часть которого евклидова, во-вторых, аналогичный результат может быть получен и в неевклидовом пространстве.

Поскольку потенциал ФП приводит к расчетному заряду, не только конечному, но и численно равному постоянной в формуле для потен-

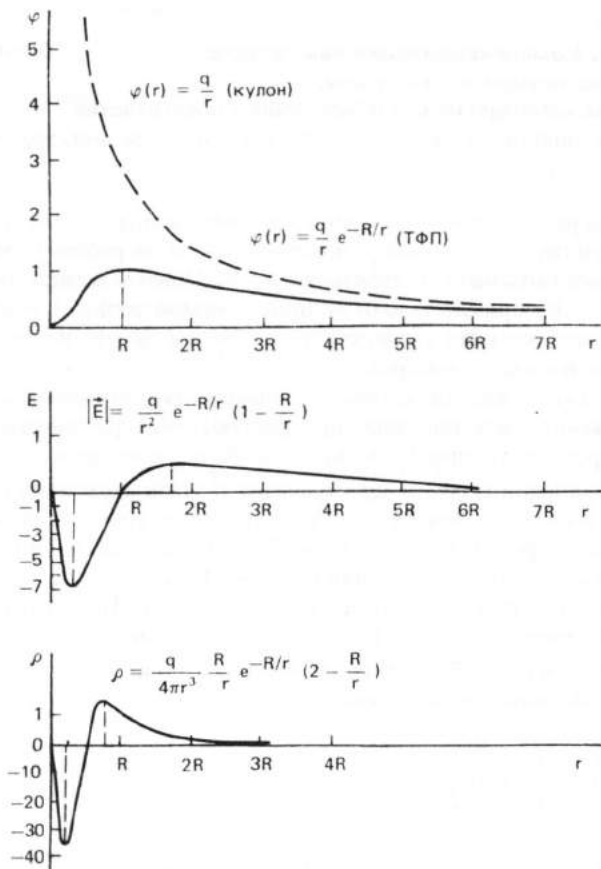


Рис. 5.1. Изменение потенциала напряженности поля и плотности заряда у скалярной составляющей фундаментального поля вдоль радиуса-вектора

циала, то мы должны констатировать глубокую внутреннюю самосогласованность этого потенциала, какой до него не обладал ни один из известных в современной физике потенциалов. Кроме того, из (5.37) недвусмысленно следует, что заряд, отнесенный к центру структуры черной микродыры – к выделенной точке – есть отображение на нее заряда со всей вселенной.

5.3.

Второй шаг. Комплексификация как переход от процессов, идущих в слое и базе, к процессам, наблюдаемым в объемлющем пространстве

В ТФП для полного описания частиц используется понятие расслоения

$$p: B \times U_{\mathcal{Z}} \rightarrow B, \quad (5.38)$$

где B – база расслоения; $U_{\mathcal{Z}}$ – слой (или его группа), соответствующий подпространству с индексом \mathcal{Z} , которое при этом рассмотрении оказывается дополнительным к пространству B . Причем слой, лежащий над точкой $b \in B$, приклеен к базе лишь в одной точке. Следовательно, вся структура, которая существует в базе, не может непосредственно наблюдаться в слое, и наоборот.

Мы покажем, что аналогичное описание дополнительных подпространств может быть получено при рассмотрении расширенного комплексифицированного пространства базы \tilde{B} и размещении подпространства $U_{\mathcal{Z}}$ в мнимой области пространства \tilde{B} . При этом могут быть развиты методы, позволяющие отображать структуры, заданные в слое, на базу, и наоборот. В качестве базы B мы будем рассматривать изученное в подразд. 5.2 нулевое подпространство ТФП.

Рассмотрим чисто пространственный случай. При этом пространство B , естественно вложено в расширенное (комплексифицированное) пространство базы \tilde{B} . В локальных полярных координатах это вложение можно задать следующим образом:

$$B \ni \begin{pmatrix} r \\ \theta \\ \varphi \end{pmatrix} \xrightarrow{\xi_0} \begin{pmatrix} r + i0 \\ \theta + i0 \\ \varphi + i0 \end{pmatrix} \in \tilde{B}. \quad (5.39)$$

При этом дополнительные к B пространства $U_{\mathcal{Z}}$ можно считать вложенными в мнимую область \tilde{B} . Пусть это вложение задается следующим образом:

$$U_{\mathcal{Z}} \ni \begin{pmatrix} r_{\mathcal{Z}} \\ \theta_{\mathcal{Z}} \\ \varphi_{\mathcal{Z}} \end{pmatrix} \xrightarrow{\xi_0} \begin{pmatrix} 0 + ir_{\mathcal{Z}} \\ 0 + i\theta_{\mathcal{Z}} \\ 0 + i\varphi_{\mathcal{Z}} \end{pmatrix} \in \tilde{B}. \quad (5.40)$$

Покажем, что в расширенном пространстве \tilde{B} вложенные в него пространства B и $U_{\mathcal{Z}}$ являются дополнительными друг к другу, а именно, они пересекаются ровно в одной точке. Действительно, пусть

$$\begin{pmatrix} r_x \\ \theta_x \\ \varphi_x \end{pmatrix} \in B \cap U_{\mathcal{Z}},$$

но тогда в силу (5.39) имеем

$$\operatorname{Im}(r_x) = \operatorname{Im}(\theta_x) = \operatorname{Im}(\varphi_x) = 0, \quad (5.41)$$

где Im — мнимая часть комплексного числа, а в силу (5.40) имеем

$$\operatorname{Re}(r_x) = \operatorname{Re}(\theta_x) = \operatorname{Re}(\varphi_x) = 0, \quad (5.42)$$

где Re — вещественная часть комплексного числа. Но удовлетворять условиям (5.41) и (5.42) может лишь одна точка в B — $(0, 0, 0)$. Таким образом, мы показали, что описание дополнительных подпространств с помощью расширенного комплексифицированного пространства удовлетворяет требованиям расслоенных пространств.

Теперь посмотрим, как отобразится потенциал ФП, возникший в ОПП и его клетках, на другие подпространства. Для этого воспользуемся формализмом, изложенным в разделе 4. Выясним, во что переходит потенциал ФП, если он задан в B . Для этого доопределим потенциал ФП на все пространство \tilde{B} с помощью вложения (5.39) и аналитического продолжения. При этом в локальных координатах будем иметь

$$\tilde{\varphi} : \mathbb{C}^3 \rightarrow \mathbb{C}; \quad \tilde{\varphi}(r) = \frac{qe^{-R/r}}{r}. \quad (5.43)$$

Мы видим, что $\tilde{\varphi}$ задается на \tilde{B} той же формулой, что и на B ,

$$\xi_z : U_z \rightarrow \tilde{B}, \quad (5.44)$$

взяв суперпозицию $\tilde{\varphi} \circ \xi_z$, мы имеем

$$\tilde{\varphi} \circ \xi_z : U_z \rightarrow \mathbb{C}. \quad (5.45)$$

Теперь для того, чтобы на подпространстве U_z был задан некоторый потенциал, необходимо задать функцию $\tau : \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{R}$. При этом суперпозиция $\tau \circ \varphi \circ \xi_z$ как раз задает потенциал на подпространство U_z

$$\varphi_z = \tau \circ \tilde{\varphi} \circ \xi_z : U_z \rightarrow \mathbb{R}. \quad (5.46)$$

Этот потенциал мы и будем считать отображением потенциала с пространства B на пространство U_z в расслоении ФП. В качестве функции $\tau : \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{R}$ возьмем функцию

$$\tau(c) = |c| \in \mathbb{R}. \quad (5.47)$$

Эта функция (модуль комплексного числа) удобна тем, что принимает нулевое значение только в нуле.

Распишем формулу (5.46) подробнее и выясним, во что при таком отображении переходит потенциал ФП. Имеем

$$\begin{aligned} \varphi_{\mathcal{Z}}(r, \theta, \varphi) &= \tau(\tilde{\varphi}(\xi_{\mathcal{Z}}(r, \theta, \varphi))) = \tau(\tilde{\varphi}(ir, i\theta, i\varphi)) = \\ &= \left| q \frac{e^{-R/ir}}{ir} \right| = \left| \frac{1}{i} \right| \left| \frac{qe^{iR/r}}{r} \right| = \frac{q}{r} \end{aligned} \quad (5.48)$$

(так как $|e^{-iR/r}| = 1$ для всех $R, r \in \mathbb{R}$), т. е.

$$\varphi_{\mathcal{Z}}(r, \theta, \varphi) = q/r. \quad (5.49)$$

Таким образом, мы видим, что потенциал ФП, заданный в нулевом подпространстве, переходит при отображении в дополнительное подпространство — в потенциал Кулона. Это, кроме того, означает, что при таком отображении теряется нелинейная часть скалярного потенциала ФП.

Рассмотрим вопрос о том, как информация из базы может передаваться в слой, и наоборот. Начнем с отображения метрики из нулевого пространства-времени на дополнительные пространства. В данном случае в качестве B рассматривается четырехмерное нулевое пространство-время с метрикой (5.27). В качестве \tilde{B} рассматривается четырехмерное комплексное пространство. При этом B вложено в вещественную часть \tilde{B} . В локальных координатах это вложение может быть представлено следующим образом:

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} x_0 + 0i \\ x_1 + 0i \\ x_2 + 0i \\ x_3 + 0i \end{pmatrix} \quad (5.50)$$

Формула для метрики (5.27) распространяется на \tilde{B} с помощью аналитического продолжения. При этом вид формулы (5.27) не меняется.

Пространство-время B вложено в \tilde{B} так, что пространственные части B и $U_{\mathcal{Z}}$ дополняют друг друга

$$U_{\mathcal{Z}} \ni \begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} \xrightarrow{n} \begin{pmatrix} x_0 \\ ix_1 \\ ix_2 \\ ix_3 \end{pmatrix} \in \tilde{B}.$$

Рассмотрим суперпозицию dS_{η} для пространства $U_{\mathcal{Z}}$. Имеем

$$\begin{aligned} dS^2 &= d(\eta(x_0))^2 + d(\eta(x_1))^2 + \dots + d(\eta(x_3))^2 = \\ &= dx_0^2 - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2. \end{aligned} \quad (5.51)$$

Таким образом, мы видим, что, во-первых, dS^2 принимает вещественные значения, во-вторых, знакпостоянная метрика преобразуется в обыкновенный вид метрики пространства Минковского. При этом возникают обычные световые конусы, и мы можем определить текущее время, — оно "оживает" в дополнительном подпространстве. Указанная процедура обратима: точно так же (при помощи комплексификации и вложений) можно перейти от метрики (5.51) к метрике (5.27). В частности, таким образом (как движение в дополнительном подпространстве) можно интерпретировать в ТФП решения инстантонного типа уравнений поля, полученные в [106] для метрики (5.27).

Итак, мы показали, как распределенные в пространстве и застывшие во времени заряды ФП "сжимаются" в точках на границах окрестности. Время "оживает". Заряды приходят в движение. Скалярный потенциал ТФП переходит в потенциал кулона.

Кроме того, что не менее важно, мы показали, что слой можно (и должно) рассматривать как пространство, расположенное в мнимой области комплексифицированной базы.

5.4.

Третий шаг. Объединение пространственно-временных и материальных свойств в один закон триединства

Основы математической формулировки ЗТ открыты А. Эйнштейном и положены в основу ОТО. При формулировке ОТО А. Эйнштейн записал основное уравнение теории так:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (R - 2\Lambda) = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (5.52)$$

трактуя его как уравнение гравитационного поля. В дальнейшем [12] ОТО стали трактовать как теорию гравитации, а термин "ОТО" — как устаревший. Правда, имели место и яркие исключения из этого правила [41, 42, 110, 123]. В последние годы, особенно в работах группы А. А. Логунова [62–65], серьезно дискутируется вопрос о том, является ли вообще (5.52) уравнением поля. Таким образом, за 70 лет, прошедших после формулировки ОТО, ее основы продолжают дискутироваться.

Все это говорит о том, что уравнение (5.52) *не является* ни уравнением *поля гравитации*, ни уравнением физического поля вообще. Поэтому в ТФП считается, что всей совокупности известных теоретических и экспериментальных данных соответствует такое толкование открытого А. Эйнштейном закона. Это закон триединства пространства-времени-вещества. И только. Этот закон обязателен для всех видов физических полей, в том числе, конечно, и для гравитационного поля, но уравнением поля этот закон не является. А. А. Логунов и его коллеги [62–65], утверждающие, что нужна "полевая теория гравитации" и что (5.52) не является уравнением поля, с точки зрения излагаемой здесь теории, безусловно, правы. Каким должно быть это поле — это

вопрос особый, но (5.52) – не является уравнением гравитационного поля.

В ТФП найденный А. Эйнштейном закон обобщен и записывается для основных объектов ТФП в виде

$$R_{\mu\nu}^{(\mathfrak{z})} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}^{(\mathfrak{z})}(R_{\mathfrak{z}} - 2\Lambda_{\mathfrak{z}}) = \frac{8\pi\gamma_{\mathfrak{z}}}{c^4}T_{\mu\nu}^{(\mathfrak{z})}, \quad (5.53)$$

где $\mathfrak{z} = 0, 1, 2, 3, W$ – индекс подпространства (слоя и базы), подробнее см. в [14]). В нерасслоенном пространстве решения (5.53) совпадают с известными в ОТО решениями (5.52).

При рассмотрении решений (5.53) во всех подпространствах, достаточных для описания ЭЧ, ситуация существенно меняется. Рассмотрим это на таком примере. В ОТО, как известно, существует различие между координатами, используемыми при решении (5.52), и реальными координатами физического объекта, к которому эти решения относятся.*) Так, например, для пространства А. А. Фридмана, для максимальной *физической* координаты имеем [107, С. 52]

$$r_{\Phi} = \int_0^{\pi} r_0 dr = \int_0^{\infty} r_0 \frac{d\tilde{r}}{1 + \frac{\tilde{r}^2}{2}} = \pi r_0, \quad (5.54)$$

где r_0 – радиус кривизны замкнутого "мира"; r_{Φ} – радиальная координата в сферической системе координат.

В то же время объем этого замкнутого мира определяется не через r_{Φ} а через r_0

$$V_M = 4\pi r_0^3 \int_0^{\infty} \frac{\tilde{r}^2 d\tilde{r}}{\left(1 + \frac{\tilde{r}^2}{4}\right)^3} = 2\pi^2 r_0^3. \quad (5.55)$$

Если взять другие примеры, то мы можем получить самые разные соотношения радиальных координат и "физических" координат.

Это при решении (5.52) в ОТО. При решении (5.53) в ТФП этой проблемы нет. Различные координаты получаются потому, и только потому, что в ОТО неравномерно рассматривают объект в одном нерасслоенном пространстве – отсюда все трудности. "Физическая" координата в (5.54) – это координата в пространстве, где расстояния определяются вдоль окружности, а объем *замкнутого мира* определяется геометрией подпространства, где определен радиус кривизны r_0 .

*) Л. Бриллюэн [123], возмущенный такой неоднозначностью величин, получающейся в ОТО, назвал эту теорию "научной фантастикой". Как показано здесь, никакой фантастики нет – просто в ОТО была неполнота рассмотрения физических объектов.

Если $\Lambda \neq 0$, то, с учетом (5.53), в ОПП для замкнутой макро- или микро-Вселенной с радиусом r_B получаем

$$r_B = \Lambda^{-1/2} \quad (5.56)$$

и

$$\Lambda = \frac{4\pi\gamma\rho}{c^2}, \quad (5.57)$$

где ρ — плотность массы. Для массы всей Вселенной имеем

$$m = \frac{\sqrt{\pi} c^3}{4\sqrt{\gamma^3 \rho}}. \quad (5.58)$$

Если измерять γ в единицах q^2/m^2 , q — в единицах $\sqrt{\hbar}c$, r — в единицах \hbar/mc , то

$$\gamma = A_\gamma \frac{q^2}{m^2}; \quad q^2 = A_q \hbar c; \quad r = A_r \frac{\hbar}{mc}, \quad (5.59)$$

где A_γ, A_q, A_r — безразмерные коэффициенты. И для ρ имеем

$$\rho = \frac{m}{4\pi r_B^3} \frac{A_r}{A_q A_\gamma}. \quad (5.60)$$

Для среднего значения плотности, кроме того, справедливо равенство

$$\rho = \frac{m}{2\pi^2 r_B^3}. \quad (5.61)$$

И тогда для безразмерных констант найдем первое уравнение

$$\frac{A_r}{A_q A_\gamma} = \frac{2}{\pi}. \quad (5.62)$$

Любопытно, что если бы пространство было евклидовым, то имело бы место равенство

$$\frac{A_r}{A_q A_\gamma} = 3.$$

Решение (5.53) для разных подпространств показало, что они отличаются численными значениями A_γ, A_q и A_r для соответствующих этим подпространствам элементарных структур. Так, для ЗПП $A_\gamma = A_q = A_r = 1$. Поэтому у фундаментона

*) Для простоты расчета мы опустили индекс β .

$$\gamma_{\Phi} = q_{\Phi}^2 / m_{\Phi}^2; \quad q_{\Phi}^2 = \hbar c; \quad r_{\Phi} = \hbar / m_{\Phi} c. \quad (5.63)$$

Мы рассмотрели решение уравнения ЗТ при космологическом члене Λ , отличном от нуля. Если рассматривать уравнение при $\Lambda = 0$, то решения будут иметь другой вид. В ОТО за более чем 70 лет ее существования физический смысл этого члена остался до конца не выясненным и поэтому в большинстве решений его принимают равным нулю. Для того, чтобы выяснить физический смысл и значение Λ -члена в ЗТ, рассмотрим два важных решения уравнения (5.53) при нулевом Λ -члене.

Первое решение. Для дальнейшего нам важно рассмотреть решение уравнения ЗТ для семейства черных дыр, в простейшем случае это самосогласованная задача для двух масс, имеющих, кроме того, и заряды. Эту задачу обстоятельно рассмотрел С. Чандрасекар [46], и мы далее воспользуемся его результатами.

Пространство-время, как и в ОТО, рассматривается как четырехмерное дифференцируемое многообразие, наделенное метрикой с лоренцевой сигнатурой, которая равна $\pm(n-2)$, где n — размерность пространства, знак — по договоренности. В нашем случае $n = 4$, знак "+", а метрика для случая движения двух масс m_1 и m_2 в самосогласованном гравитационном поле этих масс имеет вид [46]

$$dS^2 = (cdt)^2 / u^2 - u^2 [(dr_1)^2 + r_1^2 (d\theta_1)^2 + (r_1^2 \sin^2 \theta_1) (d\varphi)^2], \quad (5.64)$$

где m_1, m_2 — точечные массы; a — расстояние между ними; r, φ, Θ_1 — сферические координаты.

Сигнатура равна -2 (+ ---) ;

$$u = 1 + \frac{m_1}{r_1} \frac{G}{c^2} + \frac{m_2}{(r_1^2 + a^2 - 2ar_1 \sin \Theta_1)^{1/2}} \frac{G}{c^2}. \quad (5.65)$$

Обозначим пространство-время через E . Вводим расслоение. E с данной метрикой можно представить как прямую сумму двух непересекающихся подпространств E_+ и E_- , размерности 1 и 3 соответственно

$$E = E_+ \oplus E_-,$$

$$\dim E_+ = 1, \quad (5.66)$$

$$\dim E_- = 3.$$

Найдем общую точку двух подпространств E_+ и E_- . Подпространство E_+ имеет одну координату t в пространстве E_- и задается системой уравнений:

$$r_1 = 0,$$

$$\Theta_1 = 0, \quad \text{a)}$$

$$\varphi = 0,$$

— это подпространство точек вида $(0, 0, 0, t)$ в пространстве E . Подпространство E_- имеет три координаты: r, φ, Θ_1 и задается уравнением

$$t = 0 \quad \text{б)}$$

— это подпространство точек вида $(r, \varphi, \Theta, 0)$ в четырехмерном пространстве E . Общая точка подпространств E_+ и E_- должна одновременно удовлетворять условиям (а) и (б), следовательно, эта точка имеет координаты $(0, 0, 0, 0)$, т. е. общая точка подпространств E_+ и E_- — есть начало координат $(0, 0, 0, 0)$.

На этих подпространствах естественным образом вводятся метрики:

$$E_+ \text{ — подпространство с положительно-определенной метрикой} \\ dS_+^2 = (cdt)^2/u^2, \quad (5.67)$$

$$E_- \text{ — подпространство с отрицательно-определенной метрикой} \\ dS_-^2 = -u^2 [(dr_1)^2 + r_1^2 (d\Theta_1)^2 + (r_1^2 \sin^2 \Theta_1) (d\varphi)^2]. \quad (5.68)$$

Тогда метрика (5.64) пространства E является суммой метрик подпространств (5.67) и (5.68)

$$dS^2 = dS_+^2 + dS_-^2. \quad (5.69)$$

Эти подпространства E_+ и E_- можно интерпретировать различными способами, например, как числовые подпространства без метрики подобно тому, как пространство комплексных чисел можно рассматривать как двумерное числовое вещественнозначное пространство, однако для решения нашей задачи надо рассматривать их как действительное и мнимое подпространства пространства E : координаты первого — действительные числа (вернее, одна координата), координаты второго — чисто мнимые. Теперь выясним, что это за пространства. Структуры этих пространств различны, но внутри каждого из них точки имеют одинаковую структуру. Рассмотрим предельные случаи: $u = \infty$ и $u = 0$.

1) $u = \infty$

Тогда $(cdt)^2/u^2 = 0$ и

$$dS^2 = -u^2 [(dr_1)^2 + r_1 (d\Theta_1)^2 + (r_1^2 \sin^2 \Theta_1) (d\varphi)^2] = dS_-^2.$$

Решим уравнение (5.65) для $u = \infty$:

$$u = 1 + \frac{m_1}{r_1} \frac{G}{c^2} + \frac{m_2}{(r_1^2 + a^2 - 2ar_1 \sin \Theta_1)^{1/2}} \frac{G}{c^2}.$$

После несложных вычислений получим уравнение

$$\infty = 1 + \frac{m_1}{r_1} \frac{G}{c^2} + \frac{m_2}{|r_1 - a|} \frac{G}{c^2},$$

которое имеет два корня $r_1 = 0$ и $r_1 = a$.

Подставим эти значения в первоначальное уравнение, получим

$$\infty = 1 + \frac{m_1}{r_1} \cdot \frac{G}{c^2} + \frac{m_2}{(r_1^2 + a^2 - 2ar_1 \sin \Theta_1)^{1/2}} \frac{G}{c^2}.$$

При $r_1 = 0$

$\infty = 1 + \infty + \infty$ – уравнение справедливо.

При $r_1 = a$

$$\infty = 1 + \frac{m_1 G}{a c^2} + \frac{m_2}{(2a^2 - 2a^2 \sin \Theta_1)^{1/2}} \frac{G}{c^2}.$$

Это равенство выполняется только для $\Theta_1 = \frac{\pi}{2}$ и свидетельствует о том, что условие соответствует движению с $\Theta_1 = \frac{\pi}{2}$.

Таким образом, мы выяснили, что подпространство E_- – это подпространство пространства E , в котором $u = \infty$, $r_1 = 0$ и $\theta_1 = \frac{\pi}{2}$. Как было доказано С. Чадрасекаром [105], при радиусе горизонта событий $r_1 = 0$ площадь поверхности горизонта событий равна не нулю, а конечному значению $4\pi m_1^2$. Но это значение достигается в мнимом подпространстве E_- с отрицательно-определенной метрикой (5.68).

Легко видеть, что это означает: в действительном подпространстве $r_1 = 0$ и площадь поверхности горизонта событий равна 0, а в мнимой области $S > 0$, и в этом случае $r_1 \neq 0$, но этот радиус – мнимый. Действительно, площадь сферы

$$S = \frac{4\pi r_1^3}{3}$$

$$\Rightarrow r_1^3 = \frac{3S}{4\pi}$$

$$r_1 = \sqrt[3]{\frac{3S}{4\pi}}$$

$$S = 4\pi m_1^2 \Rightarrow$$

$$r_1 = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 4\pi m_1^2}{4\pi}} = \sqrt[3]{3m_1^2} \neq 0$$

$$ir_1 = i \sqrt[3]{3m_1^2}.$$

Этот радиус – мнимый, в вещественном пространстве ему соответствует нулевой радиус.

2) $u = 0$

Решим уравнение (5.65) для $u = 0$:

$$0 = 1 + \frac{m_1}{r_1} \frac{G}{c^2} + \frac{m_2}{(r_1^2 + a^2 - 2ar_1 \sin \Theta_1)^{1/2}} \frac{G}{c^2}. \quad (5.70)$$

Для этого наложим на уравнение следующие условия:

- 1) $m_1 < 0, m_2 > 0$;
- 2) $R_1 > R_2, \frac{R_1}{R_2} = k_R$, где R_1 и R_2 соответствуют r_1 и r_2 ;
- 3) $a = R_1 - R_2$;
- 4) R_1, R_2, m_1, m_2 находятся в одной плоскости;
- 5) угол Θ_1 известен;
- 6) c и G известны;
- 7) $\frac{|m_2|}{|m_1|} = k_m$;
- 8) $R_1 = \frac{\hbar}{m_1 c} k_h$.

Найдем зависимость величин m_1, m_2, R_1, a от $G, c, k_R, k_m, \hbar, k_h$.
Из условия 3 найдем R_2

$$R_2 = R_1 - a.$$

Из условия 2 найдем a , подставив значение R_2 в формулу

$$\frac{R_1}{R_2} = k_R;$$

$$\frac{R_1}{R_1 - a} = k_R;$$

$$R_1 = k_R (R_1 - a);$$

$$R_1 - k_R R_1 = -k_R a;$$

$$a = \frac{R_1 (k_R - 1)}{k_R}. \quad (5.71)$$

Выразим m_1 через R_1

$$m_1 = \frac{\hbar}{R_1 c} k_h. \quad (5.72)$$

Найдем m_2

$$|m_2| = k_m |m_1| = \frac{\hbar}{R_1 c} |k_h| k_m.$$

Так как $m_1 < 0$, то $k_h < 0$ и $|k_h| = -k_h$, таким образом,

$$m_2 = \frac{-\hbar}{R_1 c} k_h k_m > 0. \quad (5.73)$$

Величины $\Theta_{1,c}$ и G — известны. Подставим значения a , m_1 , m_2 из формул (5.71), (5.72), (5.73) соответственно в уравнение (5.70) и найдем R_1 для уравнения (5.70) в виде

$$R_1 = \sqrt{\frac{\hbar k_h G}{c^3} \left(\frac{k_m}{1 + \left(\frac{k_R - 1}{k_R}\right)^2 - \left(\frac{2(k_R - 1)\sin\Theta_1}{k_R}\right)^{1/2}} - 1 \right)}. \quad (5.74)$$

Полученное значение R_1 подставим в формулы (5.71), (5.72), (5.73) и получим зависимость величин a , m_1 , m_2 от G , c , k_R , k_m , \hbar , k_h :

$$a = \frac{k_R - 1}{ck_R} \sqrt{\frac{\hbar k_h G}{c} \left(\frac{k_m}{\left(1 + \left(\frac{k_R - 1}{k_R}\right)^2 - \frac{2(k_R - 1)\sin\Theta_1}{k_R}\right)^{1/2}} - 1 \right)}, \quad (5.75)$$

$$m_1 = \frac{\hbar k_h c}{c} \sqrt{\frac{c}{\hbar k_h G} \left(\frac{[k_R^2 + (k_R - 1)^2 - 2k_R(k_R - 1)\sin\Theta_1]^{1/2}}{k_m k_R - (k_R^2 + (k_R - 1)^2 - 2k_R(k_R - 1)\sin\Theta_1)^{1/2}} \right)} =$$

$$= \sqrt{\frac{\hbar k_h c}{G} \frac{[k_R(2 - 2\sin\Theta_1) + (-2 + 2\sin\Theta_1) + 1/k_R]^{1/2}}{k_R^{1/2} k_m - ((k_R^2 - 2\sin\Theta_1) + (-2 + 2\sin\Theta_1) + 1/k_R)^{1/2}}, \quad (5.76)$$

$$m_2 = -k_m \sqrt{\frac{\hbar k_h c}{G} \frac{[k_R^2(2 - 2\sin\Theta_1) + k_R(-2 + 2\sin\Theta_1) + 1]^{1/2}}{k_m k_R - [k_R^2(2 - 2\sin\Theta_1) + k_R(-2 + 2\sin\Theta_1) + 1]^{1/2}}}. \quad (5.77)$$

Значения R_1 , a , m_1 , m_2 из формул (5.74), (5.75), (5.76), (5.77) будут решением уравнения (5.70) при заданных условиях (5.77).

Метрика (5.64) при $u = 0$ имеет вид

$$dS^2 = (cdt)^2/u^2 = dS_+^2,$$

таким образом, подпространство E_+ с метрикой dS_+ — это подпрост-

ранство пространства E , в котором $u = 0$, а R_1 принимает значение (5.74).

Пространство-время E можно наделить структурой расслоения, поскольку, согласно (5.66), оно разлагается в прямую сумму подпространств E_+ и E_- . E_+ можно представить как базу, а E_- — как слой в объемлющем пространстве E . Функциями отображения из E в E_+ и в E_- будут соответствующие уравнения нулевых сечений расслоения E . Сечением расслоения в E является такое отображение: $\psi : E_+ \rightarrow E$, которое в точке $x \in E_+$ принимает значение в слое над x . Мы выбираем нулевое сечение потому, что оно изоморфно базе. Действительно, нулевое сечение каждой точке $b \in E_+$ ставит в соответствие ноль, и изоморфизм между нулевым сечением и базой имеет вид

$$E_+ \times \{0\} \leftrightarrow E_+$$

$$(b, 0) \mapsto b$$

$$(b, 0) \leftarrow b, b \in E_+.$$

Уравнение для базы получается следующим образом: $\dim E_+ = 1$, следовательно, для выделения E_+ в четырехмерном пространстве E нужно задать систему из трех уравнений (так как $1 = 4 - 3$). Поскольку это уравнения нулевых сечений, то они имеют простой вид

$$r_1 = 0,$$

$$\Theta_1 = 0, \tag{5.78}$$

$$\varphi = 0.$$

$\dim E_- = 3$, поэтому для выделения E_- в четырехмерном пространстве достаточно задать одно уравнение (так как $3 = 4 - 1$)

$$t = 0, \tag{5.79}$$

которое также является уравнением нулевого сечения. Это не единственный способ задания подпространства, его также можно задать путем фиксации базисных векторов или нормального вектора.

Таким образом, искомые функции отображения задаются системой уравнений (5.78) (для отображения из E в E_+) и уравнением (5.79) (для отображения из E в E_-).

Мы показали на этом рассмотренном конкретном примере, какой большой познавательной силой обладает подход, требуемый ПЖИРС, обязательного применения расслоенных пространств для описания любой структуры, если мы предполагаем, что она отражает объект жизнеспособный и способный к развитию. Действительно, рассматривая аналогичную задачу в ОТО, С. Чандрасекар получил не объясненный ни им, ни другими учеными парадоксальный результат: черная дыра, у которой радиус сферы Шварцшильда равен нулю, имеет поверхность, размер которой не равен нулю. При нашем подходе парадокс

исчезает. Он, оказывается, возникает из-за того, что пространство, которое на самом деле является обязательно расслоенным, мы неправомерно рассматриваем как нерасслоенное.

В расслоенном пространстве все стало на свои места. В базе расслоения, являющейся действительным пространством, нулевому радиусу сферы Шварцшильда соответствует и нулевая ее поверхность. В слое, который по отношению к базе находится в мнимой области, радиус сферы отличен от нуля и, естественно, ему соответствует поверхность у сферы Шварцшильда, отличная от нуля.

Это великолепный пример реализации пространственного метаморфоза. Один и тот же объект имеет в одном подпространстве размер черной дыры, равный нулю, а в другом — черная дыра этого же объекта оказывается конечной и не равной нулю.

Теперь мы подошли к возможности вскрыть природу Λ -члена в уравнении триединства. При выводе уравнения скалярной составляющей ФП в подразд. 5.2 мы рассматривали отображение любых точек в двух пространствах: *над* сферой и *под* сферой. При этом ни масса, ни заряд не были локализованы в конечном, а тем более в малом объеме. При решении основного уравнения ЗТ через Λ -член мы также не ограничивали исследуемый объект пространством, в котором он локализован.

В то же время, решая уравнение ЗТ для случая $\Lambda = 0$, мы рассматриваем точечные заряды и массы, а пространство вокруг них имеет нулевую плотность как заряда, так и массы.

Очень важным фактом, приоткрывающим завесу тайны Λ -члена, является такой полученный выше результат. Когда мы рассматривали скалярную составляющую ФП, то увидели, что интеграл от распределенной во всем пространстве плотности заряда не только сходится, но *точно* равен заряду, который, *будучи точечным* и находящимся в центре симметрии, образует исследуемое нами поле.

Из сказанного и последующего в этой книге материала с очевидностью следует такой вывод: в уравнении ЗТ должен быть Λ -член тогда, и только тогда, когда оно характеризует распределение массы и заряда во всем исследуемом пространстве без локализации в конечном объеме; в тех же случаях, когда в исследуемом объекте, расположенном в одном из слоев объемлющего расслоенного пространства, возникает отображение локализованного, и тогда обязательно движущегося заряда (массы), то уравнения ЗТ для такого объекта не должны включать Λ -член. Таким образом, Λ -член характеризует распределение массы и заряда во всем пространстве, распределение, которое не допускает локализации их в конечном объеме, вне которого нет ни массы, ни заряда.

Далее мы узнаем, что природа спинорных полей, открытых П. А. М. Дираком, самым тесным образом связана с этой исключительной особенностью отображения вещества из непрерывно распределенного

в пространстве одного слоя в структуру, состоящую из локализованных, как правило, точечных, но при этом обязательно движущихся объектов в другой слой (базу) объемлющего расслоенного пространства.

5.5.

Четвертый шаг. От ЗТ к структуре фундаментальных частиц вещества во всех взаимосогласованных подпространствах

В предыдущих подразделах было показано, что в нулевое пространство ТФП вкладываются торы конечного размера. Поскольку размеры торов, вложенных в нулевое пространство S^3 , много меньше, чем радиус кривизны этой сферы, можно для описания процедуры вложения с большой точностью считать, что торы вложены в плоское пространство \mathbb{R}^3 . При этом торы, вложенные в нулевое подпространство, рассматриваются как третье подпространство ТФП. В силу ранее обсужденного эффекта "застывания" времени в нулевом подпространстве правомерно рассматривать на этих торах "застывшие" траектории. (О переходе от застывшего к текущему времени см. подразд. 5.3).

Все ГЭЧ в теории имеют однотипную структуру и рассматриваются как возбужденные состояния одной "затравочной" частицы — фундаментона.

Фундаментон — это тахион, состоящий из одного диполя зарядов фундаментального поля q_1 и q_2 . Масса диполя определяется энергией взаимодействия зарядов q_1 и q_2 и имеет разные знаки: положительная масса (m_2) у внутреннего заряда и отрицательная (m_1) — у наружного.

Геометрия расслоенного пространства приводит к тому, что отображения тахионного диполя на 2ПП и 1ПП создают в них иную структуру и иные свойства наблюдаемой в этих пространствах частицы (рис. 5.2). Таким образом, структура ГЭЧ в каждом подпространстве различна. Различна и геометрия, различны и масштабы времени. Отображение свойств ГЭЧ из 3ПП в 2ПП происходит так, как если бы существовало некоторое промежуточное подпространство ($3 \rightarrow 2$), свойства которого уже отображаются непосредственно на 2ПП. Таким образом, отображение

$$\Gamma_{(32)} = \Gamma''_{(32)} \circ \Gamma'_{(32)},$$

где

$$\Gamma'_{(32)} : G_3 \rightarrow G_{(3 \rightarrow 2)} \text{ и } \Gamma''_{(32)} : G_{(3 \rightarrow 2)} \rightarrow G_2, \quad (5.80)$$

производится с участием промежуточного подпространства ($3 \rightarrow 2$). На рис. 5.2 показаны все действительные и промежуточные структуры ГЭЧ.

Рассмотрим процедуру последовательных отображений структуры ГЭЧ из 3ПП до 1ПП (см. рис. 5.2). Третье подпространство рассматри-

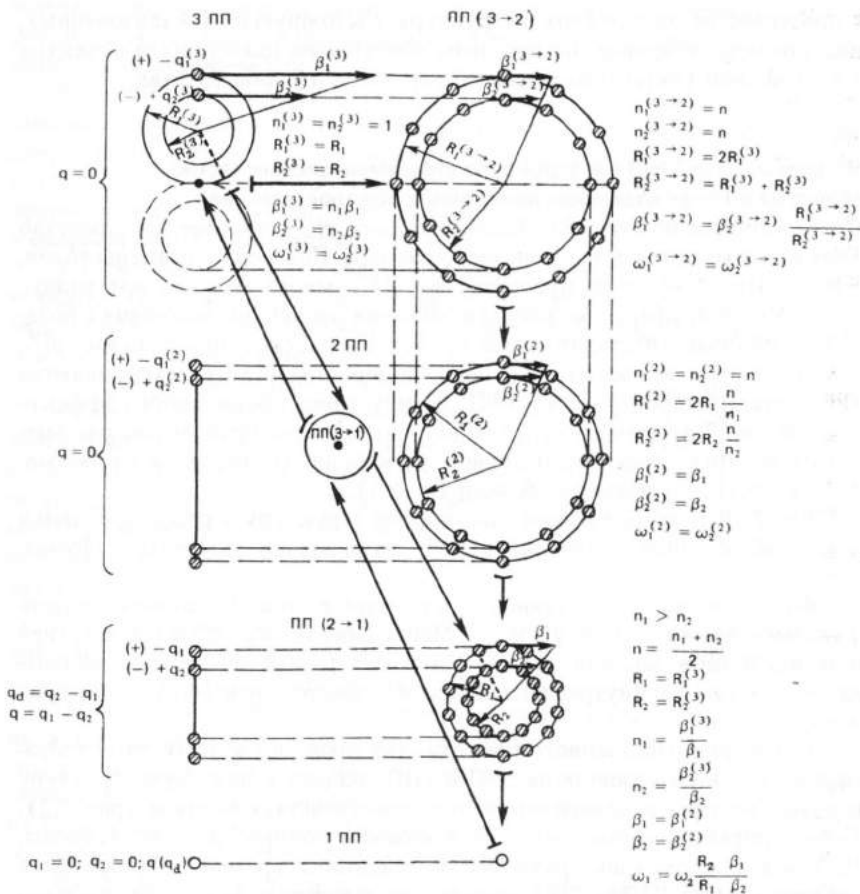
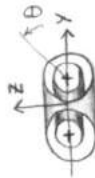


Рис. 5.2. Структура ГЭЦ в подпространствах 3; (3 → 2); 2; (2 → 1) и 1. Направления каналов отображений между подпространствами. Значения основных параметров данной ГЭЦ, наблюдаемой в разных подпространствах.

ваем как два тора, вложенные в \mathbb{R}^3 . Тор 1 не имеет внутреннего диаметра и параметрически задается так:

$$\begin{aligned}
 z &= R_1 \sin \Theta; \\
 x &= R_1 (1 + \cos \Theta) \sin \varphi, \quad 0 \leq \varphi < 2\pi; \\
 y &= R_1 (1 + \cos \Theta) \cos \varphi, \quad 0 \leq \Theta < 2\pi.
 \end{aligned}
 \tag{5.81}$$

Тор 2 параметрически задается следующим образом:



$$\begin{aligned}
 z &= R_2 \sin \Theta, \\
 x &= (R_1 + R_2 \cos \Theta) \sin \varphi, \\
 y &= (R_1 + R_2 \cos \Theta) \cos \varphi,
 \end{aligned}
 \quad R_1 > R_2,
 \tag{5.82}$$

где Θ – угол движения частицы по поверхности тора относительно осевой окружности тора, отсчитывается против часовой стрелки; φ – угол поворота траектории движения по углу Θ относительно оси симметрии тора; x, y, z – декартовы координаты, начало которых в центре наружного тора, а ось z совпадает с осью симметрии тора, оси x и y лежат в плоскости сечения большого диаметра тора.

Промежуточное ПП ($3 \rightarrow 2$) и 2ПП определяются в плоскости $z = 0$. Отображением из 3ПП в ($3 \rightarrow 2$) будем считать пересечение торов 1 и 2 с этой плоскостью. При таком отображении в ($3 \rightarrow 2$) возникают три окружности: одна – радиуса $2R_1$, задаваемая параметрически так:

$$\begin{aligned}
 x &= 2R_1 \sin \varphi, \quad 0 \leq \varphi < 2\pi; \\
 y &= 2R_1 \cos \varphi,
 \end{aligned}
 \tag{5.83}$$

вторая окружность радиуса $(R_1 + R_2)$ с параметрами

$$\begin{aligned}
 x &= (R_1 + R_2) \sin \varphi, \\
 y &= (R_1 + R_2) \cos \varphi;
 \end{aligned}
 \tag{5.84}$$

а третья – с радиусом $(R_1 - R_2)^*$ с параметрами

$$\begin{aligned}
 x &= (R_1 - R_2) \sin \varphi, \\
 y &= (R_1 - R_2) \cos \varphi.
 \end{aligned}
 \tag{5.85}$$

Рассмотрим особенности этого движения. Движение по поверхности тора происходит по n -витковой линии с угловой скоростью $\omega_{1,2}^{\ominus}$ и с дрейфом по $(n - n_{1,2})$ -витковой винтовой линии с угловой скоростью $\omega_{1,2}^{\varphi}$. Между целочисленными n, n_1 и n_2 существует такая зависимость:

$$n = \frac{n_1 + n_2}{2}.
 \tag{5.86}$$

Изображением структуры в ($3 \rightarrow 2$) являются все точки пересечения n -витковой линии с плоскостью $z = 0$.

Отношения масштабов времени, согласно ЗТ, должно быть следующим:

в ПП ($3 \rightarrow 2$)

*) Этот радиус является шириной гравитационного экрана в вакуумной теории гравитации [7–11].

$$\sqrt{\frac{g_{00i}^{(3)}}{g_{00i}^{(2)}}}; \quad (5.87)$$

а в ПП (2 → 1)

$$\sqrt{\frac{g_{00i}^{(2)}}{g_{00i}^{(1)}}}, \quad (5.88)$$

где $i = 1, 2$ индексы, относящиеся к первому и второму торам.

Согласно уравнениям $g_{00} = (1 - \beta^2) = \text{const}$ и $g_{00(M)} = (1 - \beta_{(M)}^2)$, с учетом того, что $\beta_i^{(2)} < 1$ и $\beta_i^{(3)} > 1$, имеем:

$$g_{00i}^{(3)} = (\beta_i^{(3)})^2 - 1 = n_i^2(\beta_i^2 - 1); \quad (5.89)$$

$$g_{00i}^{(2)} = 1 - (\beta_i^{(2)})^2 = 1 - \beta_i^2. \quad (5.90)$$

Величина $g_{00i}^{(1)}$ подлежит определению в этом расчете, так как в первом подпространстве нет скорости элементов структуры.

Подпространство (2 → 1) есть плоскость, на которую определены отображения p_1 и p_2 торов 1 и 2 соответственно:

а) p_1 — точке тора 1 (φ, Θ), ставит в соответствие точку плоскости ($R_1 \sin \Theta, R_1 \cos \Theta$);

б) p_2 — точке тора 2 (φ, Θ) ставит в соответствие точку плоскости ($R_2 \sin \Theta, R_2 \cos \Theta$).

Следовательно, в (2 → 1) структуру определяют образы точек пересечения винтовых линий при отображениях p_1 и p_2 .

Существенно, что в область (2 → 1) поступает информация не только через 2ПП, но и непосредственно от 3ПП, например, из 3ПП на ПП (2 → 1) отображаются без изменения радиусы R_1 и R_2 . При отображении из (3 → 2) на 2ПП число субчастиц n_1 и n_2 и угловые скорости остаются без изменения, а радиус "деформируется" по закону

$$R_1^{(2)} = 2R_1^{(3)} \frac{n}{n_1}; \quad R_2^{(2)} = 2R_2^{(3)} \frac{n}{n_2} \quad \text{и} \quad \frac{R_1}{R_2} = \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2}. \quad (5.91)$$

Из указанных условий отображения параметров из одного подпространства в другое легко вычисляются все параметры ЭЧ во всех подпространствах (см. рис. 5.2):

в 3ПП:

$$n_1^{(3)} = n_2^{(3)} = 1; \quad \omega_1^{(3)} = \omega_1^\Theta + \omega_1^\varphi; \quad \omega_2^{(3)} = \omega_2^\Theta + \omega_2^\varphi;$$

$$\beta_1^{(3)} = \frac{\omega_1^{(3)}}{c} R_1^{(3)} = \beta_1 n_1; \quad \beta_2^{(3)} = \frac{\omega_2^{(3)}}{c} R_2^{(3)} = \beta_2 n_2;$$

$$R_1^{(3)} = R_1; \quad R_2^{(3)} = R_2; \quad (5.92)$$

в III (3 → 2):

$$n_1^{(3 \rightarrow 2)} = n_2^{(3 \rightarrow 2)} = n;$$

$$\omega_1^{(3 \rightarrow 2)} = \frac{n_1 \omega_1^\varphi}{n(n-n_1)} \sqrt{\frac{g_{001}^{(2)}}{g_{001}^{(3)}}}; \quad \omega_2^{(3 \rightarrow 2)} = \frac{n_2 \omega_2^\varphi}{n(n-n_1)} \sqrt{\frac{g_{002}^{(2)}}{g_{002}^{(3)}}};$$

$$R_1^{(3 \rightarrow 2)} = 2R_1; \quad R_2^{(3 \rightarrow 2)} = R_1 + R_2;$$

$$\beta_1^{(3 \rightarrow 2)} = \frac{\omega_1^{(3 \rightarrow 2)} R_1}{c}; \quad \beta_2^{(3 \rightarrow 2)} = \frac{\omega_2^{(3 \rightarrow 2)} R_2}{c}; \quad (5.93)$$

в 2III:

$$n_1^{(2)} = n_1^{(3 \rightarrow 2)} = n; \quad n_2^{(2)} = n_2^{(3 \rightarrow 2)} = n.$$

$$\omega_1^{(2)} = \omega_1^{(3 \rightarrow 2)} = \frac{n_1 \omega_1^\varphi}{n(n-n_1)} \sqrt{\frac{g_{001}^{(2)}}{g_{001}^{(3)}}};$$

$$\omega_2^{(2)} = \omega_2^{(3 \rightarrow 2)} = \frac{n_2 \omega_2^\varphi}{n(n-n_1)} \sqrt{\frac{g_{002}^{(2)}}{g_{002}^{(3)}}};$$

$$R_1^{(2)} = 2R_1 \frac{n}{n_1}; \quad R_2^{(2)} = 2R_2 \frac{n}{n_2}; \quad (5.94)$$

$$\beta_1^{(2)} = \frac{2\omega_1^\varphi R_1}{(n-n_1)c} \sqrt{\frac{g_{001}^{(2)}}{g_{001}^{(3)}}} = \beta_1;$$

$$\beta_2^{(2)} = \frac{2\omega_2^\varphi R_2}{(n-n_2)c} \sqrt{\frac{g_{002}^{(2)}}{g_{002}^{(3)}}} = \beta_2;$$

в III (2 → 1):

$$n_1^{(2 \rightarrow 1)} = n_1; \quad n_2^{(2 \rightarrow 1)} = n_2; \quad n_1 - n_2 = k_1 \neq 0;$$

$$\omega_1^{(2 \rightarrow 1)} = \omega_1^{(3)} \sqrt{\frac{g_{001}^{(1)}}{g_{001}^{(2)}}}; \quad \omega_2^{(2 \rightarrow 1)} = \omega_2^{(3)} \sqrt{\frac{g_{002}^{(1)}}{g_{002}^{(2)}}}; \quad (5.95)$$

$$R_1^{(2 \rightarrow 1)} = R_1; \quad R_2^{(2 \rightarrow 1)} = R_2;$$

$$\beta_1^{(2 \rightarrow 1)} = \frac{\omega_1^{(2 \rightarrow 1)} R_1}{c}; \quad \beta_2^{(2 \rightarrow 1)} = \frac{\omega_2^{(2 \rightarrow 1)} R_2}{c},$$

1ПП является базой расслоения, и поэтому в нем

$$R_1 = R_2 = 0; \quad n_1 = n_2 = 0; \quad \omega_1 = \omega_2 = 0; \quad \beta_1 = \beta_2 = 0.$$

Но

$$g_{001}^{(2)} = \beta_1^2 - \frac{1}{n_1^2}; \quad g_{002}^{(1)} = \beta_2^2 - \frac{1}{n_2^2}, \quad (5.96)$$

где $\beta_{1,2}$ и $n_{1,2}$ в ПП (2 → 1).

5.6.

Пятый шаг. Расчет внутренних параметров ГЭЧ

Квантовые и релятивистские свойства основных сущностей вещества определяются, как уже упоминалось, во-первых, тем, что существует пространственный метаморфоз, и поэтому дать полное описание любого объекта микромира, рассматривая его только в одном, например лабораторном пространстве, в принципе нельзя; во-вторых, потому, что существует в пространстве, дополнительном по отношению к нашему лабораторному пространству, физический вакуум, влияние которого на микромир во многом является решающим.

Однако перечисленные условия возникновения квантовых и релятивистских свойств позволяют, тем не менее, рассматривать некоторые процессы, в которых участвуют не видимые нами непосредственно в лабораторном пространстве двойники частиц, поведение которых в ряде процессов может рассматриваться классически или квазиклассически. Причем это классическое или квазиклассическое рассмотрение, как это ни парадоксально звучит, не только не противоречит квантовому описанию, но, более того, подводит под него фундамент обоснования, лишённого заклинаний и мистики.

Такой расчет возможен при описании поведения структур ГЭЧ во втором подпространстве. Для того, чтобы в дальнейшем иметь возможность перейти к отображению свойств, возникших во втором подпространстве, а затем отображенных на первое, мы, в основном, будем производить расчет для функционального пространства отражения от 2ПП к 1ПП, т. е. в подпространстве (2 → 1). Приводимый здесь расчет может рассматриваться как обоснование правомерности использования ПП (2 → 1).

Для обеспечения самосогласования расчетов во всех подпространствах необходимо обеспечить сочетание граничных условий. Это лишает нас возможности произвольно распорядиться выбором начала отсчета ("базиса" по Фоку [111]) и ориентации этого базиса, т. е. произвольного выбора системы координат. Поэтому в качестве начала отсчета берется центр симметрии, а система координат — "сопутствующая", т. е. такая, по отношению к которой сама частица (первое подпространство) или ее субчастицы (второе и третье) покоятся.

Для центрально-симметрического поля статической или стационарной задачи имеем для интервала s в РПП (см. [77, С. 19])

$$ds^2 = g_{00}c^2 dt^2 - g_{11}dr^2 - g_{22}d\theta^2 - g_{33}d\varphi^2. \quad (5.97)$$

Учитывая уравнение Гамильтона–Якоби

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} - m^2 c^2 = 0$$

и рассматривая движение в плоскости ($d\theta = 0$), получим

$$\frac{1}{g_{00}} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{g_{11}} \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{g_{33}} \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi} \right)^2 - m^2 c^2 = 0. \quad (5.98)$$

В нашей задаче нужно искать решение в виде

$$S = -Et + M\varphi + S_r(r).$$

Тогда

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -E; \quad \frac{\partial S}{\partial \varphi} = M; \quad \frac{\partial S}{\partial r} = \frac{\partial S_r}{\partial r}.$$

Для $(\partial S_r / \partial r)^2$ имеем

$$\left(\frac{\partial S_r}{\partial r} \right)^2 = \frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{g_{33}} \right) g_{11},$$

т. е.

$$S_r = \int \sqrt{\frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{g_{33}} \right) g_{11}} dr. \quad (5.99)$$

Найдем значение производной

$$\frac{\partial S_r}{\partial M} = - \int \frac{\frac{g_{11}}{g_{33}} M dr}{\sqrt{\frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{g_{33}} \right) g_{11}}}. \quad (5.100)$$

Но $-\frac{\partial S_r}{\partial M} = \varphi$, и, следовательно,

$$\varphi = \int \frac{g_{11}}{g_{33}} \frac{M dr}{\sqrt{\frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{g_{33}} \right) g_{11}}}. \quad (5.101)$$

А так как $g_{11} = 1/g_{00}$, то

$$\varphi = \int \frac{M dr}{g_{33} \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{g_{33}} \right)} g_{00}}.$$

Но $g_{33} = r^2$, поэтому

$$\varphi = \int \frac{M dr}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{g_{33}} \right)} g_{00}}. \quad (5.102)$$

Поскольку всегда $\omega = d\varphi/dt$, можно записать

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{M}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2} \right)} g_{00}} \frac{dr}{dt}.$$

Так как $v = \omega r$, обозначив $dr/dt = v_r$, это уравнение можно выразить в виде

$$\omega = \frac{M}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2} \right)} g_{00}} v_r,$$

откуда

$$r \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2} \right)} g_{00} = \frac{v}{v_r}$$

$$\text{или} \quad g_{00} = \frac{\frac{E^2 r^2}{c^2} - M^2 \frac{v_r^2}{v^2}}{m^2 c^2 r^2 + M^2}. \quad (5.103)$$

Из этого уравнения для определенных зависимостей между $E(m)$ и $M(m, r)$ можно получить выражение для g_{00} . Действительно, если

$$M^2 = \frac{m^2 v^2 r^2}{f^2(\beta)} \quad \text{и} \quad E = \frac{mc^2}{f(\beta)}, \quad \text{то}$$

$$g_{00} = \frac{1 - \beta_r^2}{f^2(\beta) + \beta^2}, \quad (5.104)$$

где

$$\beta_r = \frac{v_r}{c}; \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Поскольку в этом уравнении есть радиальная скорость v_r и тангенциальная скорость v , полученное решение может рассматриваться только во втором и третьем подпространствах, а также в модели, соответствующей отображению второго подпространства на первое. Последняя модель не наблюдается ни в первом, ни во втором подпространствах, она находится в комплексном пространстве, но определяет свойства и параметры частиц, наблюдаемых в первом подпространстве в виде неделимых точечных бесструктурных субчастиц.

Во всех трех случаях мы рассматриваем структуру частицы в сопутствующей или, что в данном случае эквивалентно, в собственной системе координат. Поскольку в ТФП, так же как и в ОТО, неинерциальное движение абсолютно, линейная тангенциальная скорость v имеет определенный физический смысл и должна учитываться в собственной системе координат.

В ТФП в третьем и во втором подпространствах структура ЭЧ и ЭЧВ, находящихся под сферой Шварцшильда, описывается в собственной системе координат, где v_r численно равна v , а v как относительная скорость отсутствует, но имеет смысл линейной скорости вращения и должна определять метрические свойства соответствующего пространства-времени.

Это утверждение нуждается в разъяснении. Изучаемый нами объект в одном из подпространств должен рассматриваться как сумма ортогонально расположенных осцилляторов, суммарный процесс колебания которых вдоль радиуса обеспечивает в другом подпространстве этого расслоения движение по окружности — ротаторное движение. При этом для расчета всего объекта важно суммарное движение двух осцилляторов вдоль радиуса, скорость которого равна скорости ротаторного движения по окружности. Поэтому, когда мы в вышеприведенном расчете использовали понятия двух скоростей v_r и v , то это — дань попытке рассмотреть все явления в одном пространстве, аналогично вышерассмотренной ситуации, когда, рассматривая объект, находящийся в расслоенном пространстве, мы пытались рассчитать его в одном пространстве и получили парадоксальный результат — радиус равен нулю, а поверхность с этим радиусом конечна.

В этом случае, если "помнить", что есть только движение по окружности, и "забыть", что оно создано из двух осцилляторных движений в другом слое, то объединение понятий движения со скоростью вдоль радиуса и по касательной к нему будет звучать также парадоксально.

Из уравнения (5.104) имеем

$$g_{00}^{(2)} = \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2}, \quad (f(\beta) = 1);$$

$$g_{00}^{(3)} = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2 + (1 - \beta^2)^3}, \quad (f(\beta) = (1 - \beta^2)^{3/2}); \quad (5.105)$$

$$g_{00}^{(2 \rightarrow 1)} = (1 - \beta^2), \quad (f(\beta) = (1 - \beta^2)^{1/2}).$$

Во всех случаях при переходе на другую сторону сферы Шварцшильда должна измениться сигнатура в (5.97). В тех случаях, когда новое значение g_{00} соответствует старому g_{11} , вместо (5.105) имеем

$$g_{00}^{(2)} = 1 + \beta^2,$$

$$g_{00}^{(3)} = \beta^2 + (1 - \beta^2)^3, \quad (5.106)$$

$$g_{00}^{(2 \rightarrow 1)} = 1.$$

Чтобы исчерпать все возможные значения g_{00} для различных условий движения ЭЧ и их структурных элементов в фундаментальном поле, учтем дополнительное условие минимума энергии (максимума устойчивости), соответствующего данному значению g_{00} , т.е. условие $dE/dg_{00} = 0$.

Из (5.99), учитывая, что $g_{00} = 1 - \frac{r_\gamma}{r}$; $g_{33} = r^2$; $r_\gamma = \frac{2\gamma m_\alpha}{c^2}$

(m_α — масса, создающая поле), имеем

$$E^2 = [A_m (1 - g_{00})^2 + m^2 c^2 + g_{00} A_s (g_{00})] g_{00} c^2, \quad (5.107)$$

где

$$A_m = \frac{M^2}{r_\gamma^2}; \quad A_s(g_{00}) = \left(\frac{\partial S_r}{\partial r} \right)^2;$$

m — масса, движущаяся в поле, созданном массой m_α . Налагая на (5.107) условие $dE/dg_{00} = 0$, имеем

$$A_m (g_{00} - 1) (3g_{00} - 1) + m^2 c^2 + \frac{dA_m(g_{00})}{dg_{00}} (1 - g_{00})^2 g_{00} +$$

$$+ 2A_s(g_{00}) g_{00} + \frac{dA_s}{dg_{00}} g_{00}^2 = 0. \quad (5.108)$$

На поверхности сферы Шварцшильда $r = r_\gamma$ и $g_{00} = 0$, и с учетом того,

что $M = \frac{mv r}{f(\beta)}$, (5.108) приводит к условию

$$r_\gamma^2 = \frac{-m_\alpha^2 4\gamma^2 f^2(\beta)}{c^4 \beta^2}.$$

Но должно быть $r_\gamma^2 = \frac{4\gamma^2 m_\alpha^2}{c^4}$, следовательно, на поверхности сферы

Шварцшильда $\beta = 1$; $f(\beta) = 1$ и масса m_α — мнимая величина. Таким образом, устойчивая орбита на поверхности этой сферы возможна только во втором подпространстве ($f(\beta) = 1$). При этом при $r = r_\gamma$; $\beta = 1$. Сопоставляя этот результат со значением $g_{00}^{(2)}$, приведенным в (5.105), видим, что

$$g_{00}^{(2)} = \frac{1 - \frac{r_\gamma}{r}}{1 + \frac{r_\gamma}{r}}, \quad \frac{r_\gamma}{r} = \beta^2, \quad \text{и: } g_{00}^{(2) \rightarrow 1} = 1 - \frac{r_\gamma}{r} = 1 - \beta^2 \dots$$

Так определяются g_{00} для 2ПП и ПП ($2 \rightarrow 1$).

Если $A_s(g_{00}) = a_M M$ (a_M — постоянный множитель), то (5.108) имеет еще такие решения:

$$g_{00} = \frac{1}{2}; \quad g_{00} = 1; \quad g_{00} = 0.$$

Рассматривая задачу*) движения субчастиц по устойчивой орбите и полагая, что $A_m = \text{const}$, получим из (5.108)

$$A_m(g_{00} - 1)(3g_{00} - 1) + m^2 c^2 = 0. \quad (5.109)$$

Решение этого уравнения при $g_{00} > 0$ определяет область существования наиболее устойчивых орбит над сферой Шварцшильда. Оказывается, что только при $g_{00} = 2/3$ (что соответствует $r = 3r_\gamma$) существует устойчивая орбита. Причем уровень ее устойчивости достаточно высок. Масса вращающегося на этой орбите тела уменьшается за счет энергии связи и становится равной $\sqrt{8/9} m$. Соответственно уменьшается энергия mc^2 .

В ТФП структура истинно элементарной частицы находится под сферой Шварцшильда. Движение над сферой у данной ЭЧ может характеризовать только систему из двух частиц — первый вид составных элементарных частиц. Далее, в части IV, при рассмотрении методов

*) Аналогичную задачу в ОТО решал Каплан [112].

расчета частиц мы увидим, что коэффициент $\sqrt{9/8} \equiv \frac{3}{2\sqrt{2}}$ играет

в расчетной схеме ТФП большую роль.

Решение (5.109) может быть использовано и для анализа стационарных орбит под сферой Шварцшильда. Необходимо только учесть, что в данном случае, так же как и при движении по стационарной орбите на самой сфере Шварцшильда, $m_\alpha^2 < 0$. Какой в этом физический смысл? В ТФП это означает, что найденную в общем виде структуру ГЭЧ надо уточнить следующим образом. Субчастицы во втором и третьем подпространствах представляют собой масс-диполь (по удачному наименованию Хенля [21], впервые исследовавшего подобные модели). Понятно, что в центрально-симметрическом поле масс-диполь, состоящий из положительной m_+ и отрицательной m_- масс, будет вращаться около общего центра инерции, вынесенного за пределы дипольного плеча в сторону положительной массы. Таким образом, m_+ будет вращаться на внутренней орбите, а m_- — на наружной. Понятно, что объектом, движущимся в данном силовом поле, будет разность указанных масс, т. е. $m = |m_+| - |m_-|$. Это и есть масса всей ГЭЧ, если $m_+ > m_-$. Возникает вопрос, какая масса создает поле? Легко понять, что создает поле сумма абсолютных значений масс:

$$m_\alpha = |m_+| + |m_-|.$$

Если $|m_+| + |m_-| \gg |m_+| - |m_-| \equiv m$, то задача о движении m в поле m_α может рассматриваться как самосогласованная и решаться с помощью вышеприведенных уравнений.

Рассмотрим такое решение. Обозначая индексом 1 параметры, относящиеся к орбите, по которой движется m_- (наружная орбита), и индексом 2 — по которой движется m_+ (внутренняя орбита), получим для масс-диполя из (5.109)

$$M = \frac{i2m\gamma(|m_+| + |m_-|)}{c(1 - g_{00})^{1/2}(3g_{00} - 1)^{1/2}}.$$

Учитывая, что для системы из двух круговых токов в ПП (2 → 1)

$$g_{00}^{(2 \rightarrow 1)} = (\beta_1^2 - \beta_2^2), \text{ в ПП } (3 \rightarrow 1) \quad g_{00}^{(3 \rightarrow 1)} = |\beta_1^{(3)}|^2 + |\beta_2^{(3)}|^2,$$

а также общеизвестную зависимость между продольной и поперечной массами [20]:

$$(m_+^{(2)} + m_-^{(2)})^2 = - \left[\frac{m}{(1 - \beta_1^2)} \right]^2 \quad (\text{здесь учтено, что } m_\alpha \text{ — мнимая}$$

масса),

находим для момента движения масс-диполя $|m_+| - |m_-| \equiv m$:

$$M = 2m^2 \gamma / c [(1 - g_{00})^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2} (1 - \beta_1^2)]^{-1}.$$

И тогда

$$\gamma = (1 - \beta_1^2) (1 - g_{00})^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2} \frac{Mc}{2m^2}, \quad (5.110)$$

а энергия E имеет резкий минимум, так как $g_{00} \ll 1$,

$$E = mc^2 \frac{2^{1/2} g_{00}}{1 - 3g_{00}},$$

характеризующий большую степень устойчивости системы.

Указанные уравнения необходимы и достаточны для доказательства существования устойчивых структур такого типа в рамках ТФП, но не дают возможности рассчитать все параметры таких структур.

Однако если наложить на заряды фундаментального поля условия неизлучения, то совместно с условиями, полученными из решения ЗТ (5.53), появляется возможность расчета всех параметров ГЭЧ, а затем, с учетом кварковых структур, и ЭЧ (см. разд. 5.7 и ч. IV).

Здесь мы ограничимся приближенным расчетом, так как переход к точному расчету (до десятого знака) еще не подготовлен. В рамках этого этапа расчета мы учтем только, что для двух масс (положительной и отрицательной) в тартдионном пространстве (скорость меньше скорости света) временная составляющая метрического тензора определяется скоростью линейного движения наружного заряда β_1 и внутреннего β_2 , так:

$$g_{00} = \beta_1^2 - \beta_2^2.$$

Тогда из (5.110)

$$\gamma = (1 - \beta_1^2) [1 - (\beta_1^2 - \beta_2^2)]^{1/2} [1 - 3(\beta_1^2 - \beta_2^2)]^{1/2} \frac{Mc}{2m^2}.$$

Очевидно, что для первого подпространства, где проявляются только разности масс и зарядов фундаментального поля, в предельном переходе к взаимодействиям, наблюдаемым в евклидовом пространстве, мы должны получить взаимодействие, которое мы называем сейчас электромагнитным,

$$\frac{\alpha \hbar c}{r^2} \equiv \frac{\gamma}{r^2} m^2.$$

Строго говоря, эта зависимость должна носить универсальный характер для всех видов взаимодействия, отличаясь однозначной связью между α и γ , однако здесь при предварительном приближенном рассмотрении мы ограничимся только электромагнитной составляющей взаимодействия фундаментального поля.

Таким образом, для самосогласованной теории должно иметь место равенство

$$\alpha = \gamma \frac{m^2}{\hbar c}.$$

Подставляя найденное выражение для γ и численные значения безразмерных величин β_1 и β_2 для протона (см. разд. 19), получим

$$\alpha_p = \pi [1 - (\beta_1^2 - \beta_2^2)]^{1/2} [1 - 3(\beta_1^2 - \beta_2^2)]^{1/2} (1 - \beta_1^2) \frac{\beta_1}{\beta_2} = 7,29730 \times 10^{-3}, \text{ т. е. равно } \alpha.$$

Такое поразительное совпадение теоретического и опытного значений безразмерной константы α является свидетельством в пользу описываемой здесь модели.

Чтобы сделать следующий шаг в выяснении структуры каждой ГЭЧ, необходимо подробнее разобраться в свойствах ЭЧВ и образованного ими физического вакуума.

В ТФП под частицей вакуума понимается система, которая возникла при аннигиляции частицы и античастицы в первом подпространстве. Такая ЭЧВ образует систему, масса которой равна нулю и которая не создает в пространстве никаких сил, кроме внутренних напряжений в вакууме. ЭЧВ, заполняя первое подпространство с концентрацией

$$n_W = \frac{1}{8\pi^2 R_W^3},$$

ответственны за распространение сигнала, возмущающего эти частицы. Из структуры ЭЧВ ясно, что сигнал должен распространяться со скоростью, соответствующей скорости распространения поперечных волн деформации сдвига в безграничной среде

$$v_W^{(1)} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{\rho}},$$

где модуль сдвига

$$\mathcal{E} = \frac{m v_1^2}{8\pi^2 R_W^3 \varepsilon_W};$$

ρ — плотность частиц в вакууме.

Подставляя соответствующие значения, получим

$$v_W^{(1)} = c.$$

Таким образом, для ЭЧВ теория показывает, что в вакууме, созданном этими частицами, скорости сигнала ("скорость света") и скорость возмущения ЭЧВ, имеющих указанную структуру, одни и те же.

Итак, в ТФП ясный физический смысл приобретают:

а) отрицательные массы, рассматриваемые как проявление отрицательных сил инерции одной из пар очень сильно взаимодействующих частиц. Выделение самостоятельно существующих субчастиц, обладающих отрицательной массой, *невозможно*;

б) мнимые массы, численно равные во втором подпространстве сумме абсолютных значений положительных и отрицательных масс, которые вносят определяющий вклад в формирование хроногеометрических свойств пространства, но сказываются на инерциальных свойствах системы с учетом знака, т. е. как разность абсолютных значений. Понятно, что мнимые массы сами по себе не наблюдаемы;

в) "продольные" и "поперечные" массы, различие в которых связано с существованием отрицательных и мнимых масс. "Продольные" массы как мера инерции ЭЧ или ЭЧВ и тем более объектов, созданных ими, проявляться в лабораторном ИПП не могут;

г) объекты, движущиеся со скоростью, большей скорости света (таххионы), — элементарные частицы третьего подпространства. Тахионы ни в каких экспериментах, связанных с ЭЧ или ЭЧВ первого и второго подпространств, а тем более в опытах со сложными объектами, которые есть только в первом подпространстве, проявляться не могут.

Чтобы убедиться в жизнеспособности рассматриваемой структуры для ГЭЧ, необходимо показать, что ГЭЧ может существовать как устойчивое в свободном состоянии образование.

Поскольку истоками фундаментального поля являются заряды, мы должны показать, что они не излучают. ФВ состоит из ЭЧВ, являющихся ГЭЧ и антиГЭЧ. Поэтому в ТФП излучение распространяется в ФВ, как процесс распространения сигнала в среде, составленной из ЭЧВ. Мы только что получили подтверждение этому, показав физический смысл скорости света. Рассмотрим, какие условия должны быть наложены на структуру субчастиц во втором подпространстве для того, чтобы эти субчастицы, двигаясь по окружности, тем не менее не излучали энергии и, конечно, образовывали механически устойчивую систему. Это требование мы должны предъявлять модели, которая является отображением модели второго подпространства на первое, т. е. в ПП ($2 \rightarrow 1$).

Известно, что никакая комбинация покоящихся зарядов не может быть устойчивой. Этого требует теорема Ирншоу [109, 113].

Д. Бом и М. Вайнштейн [114], используя идею М. А. Маркова [115], сделали попытку найти такую систему зарядов, которая, осциллируя в малом объеме со скоростями, много меньшими скорости света, сохраняет устойчивость. Полученный результат вызвал дискуссию, закон-

чившуюся достаточно, по нашему мнению, убедительным доказательством [116, 117] невозможности существования таких устойчивых систем.

Осталась единственная, до сих пор полностью не рассмотренная возможность — система зарядов, осциллирующих в малом объеме со скоростями, близкими к скорости света.

Поведение ультрарелятивистского ротатора исследовалось Д. Д. Иваненко и А. А. Соколовым [118] и другими авторами [119–121], однако возможность существования систем зарядов, которые бы в таком случае не излучали, насколько нам известно, не доказана, если не считать тривиального случая круговых токов, которые не излучают.

Проанализируем излучение ультрарелятивистского ротатора [118]. В этом случае излучение образует спектр частот, поэтому нельзя ограничиться рассмотрением первой или первых гармоник. Напомним результат, полученный в [118]. Компоненты Фурье векторного потенциала в самом общем виде можно выразить так:

$$A = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{q e^{-in \left(\omega t - \frac{\omega r}{c} - \varphi + \frac{\pi}{2} \right)}}{2\pi r c} \int_{-\pi}^{\pi} v e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha, \quad (5.112)$$

где $\alpha = \omega t - \varphi + \pi/2$; n — номер гармоники; $\beta = v/c$; θ — угол наклона по отношению к оси вращения; r — радиус-вектор от центра. В сферических координатах для проекций вектора-потенциала имеем

$$A_{\varphi}(n) = \frac{qv}{2\pi r c} \int_{-\pi}^{\pi} \sin\alpha \cdot e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha, \quad (5.113)$$

$$A_{\theta}(n) = -\frac{qv}{2\pi r c} \cos\theta \int_{-\pi}^{\pi} \cos\alpha \cdot e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha. \quad (5.114)$$

Перейдя к обозначениям, принятым в теории цилиндрических функций, и учитывая, что, согласно [122],

$$J_n(n\beta \sin\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha, \quad (5.115)$$

$$\frac{2}{\beta \sin\theta} J_n(n\beta \sin\theta) = J_{n+1}(n\beta \sin\theta) + J_{n-1}(n\beta \sin\theta), \quad (5.116)$$

получим

$$A_{\varphi}(n) = i \frac{qV}{cr} J'_n(n\beta \sin\theta), \quad (5.117)$$

$$A_{\theta}(n) = -\frac{q}{r} \operatorname{ctg} \theta J_n(n\beta \sin \theta). \quad (5.118)$$

Тогда для проекций векторов электрического и магнитного полей имеем

$$H_{\theta} = -E_{\varphi} = -\frac{1}{r} \frac{\partial (rA_{\varphi})}{\partial r} = -\frac{2q\beta^2}{Rr} \sum_{n=1}^{\infty} nJ'_n(n\beta \sin \theta) \cos n\gamma, \quad (5.119)$$

$$H_{\varphi} = E_{\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial (rA_{\theta})}{\partial r} = -\frac{2q\beta}{Rr} \operatorname{ctg} \theta \sum_{n=1}^{\infty} nJ_n(n\beta \sin \theta) \sin n\gamma \quad (5.120)$$

$$(\text{где } \gamma = \omega t - \frac{\omega r}{c} - \varphi + \frac{\pi}{2}),$$

откуда радиальная составляющая вектора Пойнтинга

$$\sigma_r = \frac{c}{4\pi} (H_{\varphi}^2 + H_{\theta}^2) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q^2 n^2 \beta^2 c}{2\pi R^2} [\operatorname{ctg}^2 \theta J_n^2(n\beta \sin \theta) + \beta^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta)]. \quad (5.121)$$

Интенсивность излучения на каждой данной гармонике выразится соответственно так:

$$G_n = \frac{q^2 n^2 \beta^2 c}{2\pi R^2} [\operatorname{ctg}^2 \theta J_n^2(n\beta \sin \theta) + \beta^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta)]. \quad (5.122)$$

Переход от ротатора к серии равномерно движущихся по окружности зарядов осуществляется с помощью "фактора когерентности" [118]

$$S_N = N(-1)^n \frac{\sin \pi n}{\operatorname{tg} \frac{\pi n}{N}}, \quad (5.123)$$

где N – число равномерно расположенных зарядов. Общая интенсивность излучения N зарядов на n -й гармонике будет

$$G_{nN} = S_N G_n. \quad (5.124)$$

Теперь, используя полученные в [118] результаты, подойдем к решению нашей задачи.

Найдем номер гармоники, которая излучает максимум под некоторым углом θ по отношению к оси вращения. Очевидно, что этот максимум находится из уравнения

$$\frac{dG_{nN}}{d\theta} = 0. \quad (5.125)$$

Фиксируем n и дифференцируем по θ , так как, по определению, $J'_n(z) = \frac{d[J_n(z)]}{dz}$, а у нас $z = n\beta \sin\theta$ и n определяет порядок бесселевой функции. Подставляя в (5.125) значение G_{nN} из (5.124) с учетом (5.122), дифференцируя и проделав простейшие преобразования, получим

$$\beta^2 \frac{J''_n(n\beta \sin\theta)}{J_n(n\beta \sin\theta)} = \frac{1}{n\beta \sin^3\theta} \frac{J_n(n\beta \sin\theta)}{J'_n(n\beta \sin\theta)} - \frac{\cos^2\theta}{\sin^2\theta}. \quad (5.126)$$

Откуда, с учетом рекуррентных соотношений для бесселевых функций [122], будем иметь

$$n = \frac{\beta \sin\theta \frac{J'_n(n\beta \sin\theta)}{J_n(n\beta \sin\theta)} + \frac{1}{\beta \sin\theta} \frac{J_n(n\beta \sin\theta)}{J'_n(n\beta \sin\theta)}}{1 - \beta^2 \sin^2\theta + \cos^2\theta}. \quad (5.127)$$

Очевидно, что это уравнение справедливо для любого числа регулярно расположенных по окружности зарядов, так как у них должен быть один и тот же максимум излучения под данным углом θ .

Напомним, что в электродинамике максимум излучения первой гармоники направлен под углом порядка $(1 - \beta^2)^{1/2}$ к плоскости вращения, следующие гармоники имеют меньший угол, а критические ($n = n_\beta$) и большие гармоники лежат в плоскости вращения.

Поэтому нас интересует гармоника, которая дает максимум излучения в плоскости вращения, т. е. при $\cos\theta = 0$. В этом случае

$$n_\beta = \frac{\beta \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{1}{\beta} \frac{J_n(n\beta)}{J'_n(n\beta)}}{1 - \beta^2}. \quad (5.128)$$

Мы получили информацию о числе субзарядов, движущихся на окружности, но если их число конечно, то они все равно будут излучать. Кроме того, трудно обеспечить устойчивость зарядов, расположенных только на одной окружности.

Неизлучающей и устойчивой является система зарядов, расположенных на двух concentрических окружностях. Убедимся в этом.

Все параметры зарядов, расположенных на наружной окружности, обозначим индексом 1, а на внутренней — индексом 2. В тех случаях, когда зависимости одинаковы, будем пользоваться индексом β .

Выясним условия, при которых излучение наружных зарядов может целиком компенсировать излучение внутренних. Для этого, очевидно, в любой точке пространства излучение должно быть противофазным,

равным по длине волны и иметь одинаковую амплитуду. Понятно, что эти условия должны соблюдаться на всех гармониках. Поскольку мы рассматриваем излучение в плоскости вращения, нас интересуют только номера гармоник, большие или равные номеру гармоники, определенной из (5.128)

Легко видеть, что взаимная компенсация излучения двух рассматриваемых систем зарядов на гармониках, излучение которых лежит вне плоскости вращения, невозможна, так как нельзя одновременно удовлетворить условию противофазности, синхронности и в то же время однонаправленности. Действительно, известно [118], что круговой ток не излучает, т. е., когда $N \rightarrow \infty$, излучения нет. Но если N конечно, то всегда найдутся гармоники, для которых n/N — целое число, и на них будет излучение. Поэтому, чтобы погасить излучение на этих гармониках, необходимо удовлетворить условию их однонаправленности, которое для ряда гармоник двух мультиротаторов выполняется только тогда, когда вектор Пойнтинга всех гармоник лежит в плоскости вращения. Таким образом, число зарядов N должно удовлетворять условию

$$N \geq n_{\beta}. \quad (5.129)$$

Когда $N = n_{\beta}$, система излучает уже на минимально допустимой гармонике. Если $N > n_{\beta}$, то излучение происходит на гармониках, кратных n_{β} . Следовательно, мы должны во всех случаях обеспечить взаимную компенсацию излучения на гармониках, кратных n_{β} , причем обеспечить компенсацию на всех гармониках, номер которых превышает число зарядов мультиротатора.

Условие синхронности для гармоник n_{β} в случае взаимной компенсации излучения двух систем зарядов, расположенных на двух концентрических окружностях, имеет очень простой вид

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda \quad (5.130)$$

или

$$\frac{2\pi R_1}{\beta_1 n_1} = \frac{2\pi R_2}{\beta_2 n_2} = \lambda, \quad (5.131)$$

откуда

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2}. \quad (5.132)$$

Так как гашение происходит только на гармонике n_{β} и ей кратных, то условие (5.130) или (5.132) справедливо для всех этих гармоник, поскольку в (5.131) для других гармоник появится в обеих частях равенства одинаковый множитель.

Условие противофазности будет также одно для всех гармоник

$$R_1 - R_2 = K\lambda, \quad (5.133)$$

где K – некоторое целое число.

В том случае, когда знаки зарядов на обеих окружностях одинаковы (“однозарядное” состояние), в равенстве (5.133) вместо K должно быть $K/2$.

Из условия (5.133) с учетом (5.132) получим

$$R_1 - R_1 \frac{n_2 \beta_2}{n_1 \beta_1} = \frac{2\pi R_1}{\beta_1 n_1} K \quad (5.134)$$

или

$$n_1 \beta_1 - n_2 \beta_2 = 2\pi K. \quad (5.135)$$

Это и есть условие, которому должны удовлетворять скорости вращения зарядов и номера “критических”, определенных из (5.128) гармоник обеих систем зарядов, для того чтобы системы не излучали.

Амплитудное условие целиком зависит от величины зарядов, поэтому оно может рассматриваться независимо и определяет только соотношение q_1 и q_2 .

Согласно (5.128),

$$n_1 = \frac{\beta_1 \frac{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J_{n_1}(n_1 \beta_1)} + \frac{1}{\beta_1} \frac{J_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}}{1 - \beta_1^2}, \quad (5.136)$$

и соответственно

$$n_2 = \frac{\beta_2 \frac{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J_{n_2}(n_2 \beta_2)} + \frac{1}{\beta_2} \frac{J_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}}{1 - \beta_2^2}, \quad (5.137)$$

тогда (5.135) можно записать так:

$$\frac{\beta_1^2 \frac{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J_{n_1}(n_1 \beta_1)} + \frac{J_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}}{1 - \beta_1^2} - \frac{\beta_2^2 \frac{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J_{n_2}(n_2 \beta_2)} + \frac{J_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}}{1 - \beta_2^2} = 2\pi K. \quad (5.138)$$

Чтобы облегчить нахождение решения уравнения (5.138), добавим к нему такое очевидное соотношение:

$$n_1 - n_2 = K_1, \quad (5.139)$$

где K_1 – некоторое целое число.

Тогда вместе с (5.138) мы будем иметь систему двух уравнений

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\beta_1^2}{1 - \beta_1^2} \left[\frac{J'_{n_1}(n_1\beta_1)}{J_{n_1}(n_1\beta_1)} + \frac{J_{n_1}(n_1\beta_1)}{\beta_1^2 J'_{n_1}(n_1\beta_1)} \right] - \frac{\beta_2^2}{1 - \beta_2^2} \left[\frac{J'_{n_2}(n_2\beta_2)}{J_{n_2}(n_2\beta_2)} + \right. \\ & \left. + \frac{J_{n_2}(n_2\beta_2)}{\beta_2^2 J'_{n_2}(n_2\beta_2)} \right] = 2\pi K, \\ & \frac{\beta_1}{1 - \beta_1^2} \left[\frac{J'_{n_1}(n_1\beta_1)}{J_{n_1}(n_1\beta_1)} + \frac{J_{n_1}(n_1\beta_1)}{\beta_1^2 J'_{n_1}(n_1\beta_1)} \right] - \frac{\beta_2}{1 - \beta_2^2} \left[\frac{J'_{n_2}(n_2\beta_2)}{J_{n_2}(n_2\beta_2)} + \right. \\ & \left. + \frac{J_{n_2}(n_2\beta_2)}{\beta_2^2 J'_{n_2}(n_2\beta_2)} \right] = K_1, \end{aligned} \right. \quad (5.140)$$

или

$$\left\{ \begin{aligned} n_1 - n_2 &= K_1, \\ n_1\beta_1 - n_2\beta_2 &= 2\pi K. \end{aligned} \right. \quad (5.141)$$

Для решения системы уравнений (5.140) необходимо воспользоваться каким-то приближением для бесселевых функций. В литературе даны разные представления бесселевых функций, главным образом в виде бесконечных рядов и интегралов. Воспользоваться этими представлениями для решения уравнений (5.140) весьма затруднительно, даже если на основе полученных соотношений составить алгоритм, в принципе пригодный для использования в электронно-вычислительных машинах.

Поэтому для целочисленных бесселевых функций вида $J_n(n\beta)$ при больших значениях n нам не удалось использовать известные представления. В связи с этим нами была предпринята попытка найти новое представление этих функций, которая привела к интересному результату. В теории бесселевых функций есть [122] рекуррентные соотношения, которые определяют точные зависимости между ними. Поэтому естественно стремление опираться в основном на них.

В дальнейшем мы воспользуемся рекуррентными формулами

$$2J'_n(z) = 2 \frac{d}{dz} J_n(z) = J_{n-1}(z) - J_{n+1}(z), \quad (5.142)$$

$$J_{n-1}(z) + J_{n+1}(z) = \frac{2n}{z} J_n(z) \quad (5.143)$$

и следствиями из них

$$\frac{d}{dz} J_n(z) = J_{n-1}(z) - \frac{n}{z} J_n(z), \quad (5.144)$$

$$\frac{d}{dz} J_n(z) = \frac{n}{z} J_n(z) - J_{n+1}(z), \quad (5.145)$$

$$\left(\frac{d}{z dz}\right)^m [z^n J_n(z)] = z^{n-m} J_{n-m}(z), \quad (5.146)$$

$$J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z), \quad (5.147)$$

где n – натуральное число.

При этом следует помнить [122], что функция $J_n(n\beta)$ есть ряд, составленный из корней уравнения Бесселя

$$J_n''(n\beta) = -\frac{1}{n\beta} J_n'(n\beta) - \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) J_n(n\beta). \quad (5.148)$$

Из (5.144) непосредственно следует, что

$$\frac{J_n'(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{1}{\beta}, \quad (5.149)$$

а из уравнения (5.143)

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{2}{\beta}. \quad (5.150)$$

Введем обозначения

$$k_n = \frac{J_n(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} : \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} \quad (5.151)$$

или

$$k_n = \frac{J_n^2(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)J_{n+1}(n\beta)}.$$

Легко видеть, что

$$\lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \beta \rightarrow 1}} k_n = 1. \quad (5.152)$$

При очень больших n величина k_n является медленно и монотонно меняющейся функцией n (или β), причем по порядку величины k_n близко к единице.

Из (5.151) следует, что

$$\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_n(n\beta)}{k_n J_{n-1}(n\beta)}, \quad (5.153)$$

и тогда уравнение (5.150) можно представить в виде

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_n(n\beta)}{k_n J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2}{\beta}, \quad (5.154)$$

откуда

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1}{\beta} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{k_n}} \right]. \quad (5.155)$$

Из выражений (5.155) и (5.149) имеем

$$\beta \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \left(1 - \frac{\beta^2}{k_n} \right)^{1/2}. \quad (5.156)$$

Следовательно, если $k_n \rightarrow \frac{1}{\beta^2}$, то

$$\lim_{\substack{\beta \rightarrow 1 \\ n \rightarrow \infty}} \beta \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = (1 - \beta^4)^{1/2} = 0.$$

Из соображений удобства дальнейших вычислений целесообразно (5.156) представить в виде

$$\beta \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = m_\beta (1 - \beta^2)^{1/2}, \quad (5.157)$$

где m_β , так же как и k_n , — некоторая функция β (или n), причем, как ясно из (5.156) и (5.157),

$$m_\beta = \left(\frac{1 - \frac{\beta^2}{k_n}}{1 - \beta^2} \right)^{1/2}. \quad (5.158)$$

С учетом (5.157) выражению (5.128) можно придать вид

$$n_\beta = \frac{m_\beta (1 - \beta^2)^{1/2} + \frac{1}{m_\beta (1 - \beta^2)^{1/2}}}{1 - \beta^2}$$

или

$$n_\beta = \frac{1 + m_\beta^2 (1 - \beta^2)}{m_\beta (1 - \beta^2)^{3/2}}, \quad (5.159)$$

и, следовательно,

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} n_\beta = \frac{1}{m_\beta (1 - \beta^2)^{3/2}} \approx \frac{1}{2^{1/2} (1 - \beta^2)^{3/2}}. \quad (5.160)$$

Таким образом, при достаточно больших β n_β имеет порядок

$$n_\beta = O \left[\frac{1}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \right]. \quad (5.161)$$

Итак, даже не имея решения для n_β в явном виде (функция m_β пока не представлена нами в явном виде даже приближенно), можно судить о характере зависимости n_β от β и о порядке величины n_β .

В работе Д. Д. Иваненко и А. А. Соколова [118] найден номер гармоники, при которой ультрарелятивистский ротатор излучает максимум энергии. Номер гармоники выражается у них приближенной формулой

$$n_k \approx \frac{3}{2(1 - \beta^2)^{3/2}}. \quad (5.162)$$

Как видим, имеет место полное совпадение по порядку величины номеров гармоник, соответствующих максимуму излучения в плоскости вращения n_β , и максимуму излучения без указания направления этого оптимального излучения. Если полагать, что оба максимума должны совпадать точно, то так же точно должны совпадать и (5.159) и (5.162).

Д. Д. Иваненко и А. А. Соколов в своих вычислениях использовали приближение, погрешность которого еще не определена [122]. Кроме того, в ряде промежуточных вычислений они пренебрегли членами порядка $(1 - \beta^2)$. С учетом указанных погрешностей совпадение (5.160) и (5.162), полученных разными путями, следует признать хорошим. Однако остается еще выяснить, должны ли n_β и n_k совпадать точно.

Для наших целей приближенное выражение для n_β в виде (5.160) и (5.161) недостаточно. Поэтому необходимо найти в явном виде выражения для m_β (или k_n).

Непосредственно из (5.155) следует, что

$$\beta \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = 1 + \left(1 - \frac{\beta^2}{k_n}\right)^{1/2}. \quad (5.163)$$

Выражая в (5.163) $\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$ через $\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$, согласно равенству (5.153), получим для функции порядка $(n+1)$ выражение, аналогичное (5.157)

$$\beta \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = 1 - m_\beta (1 - \beta^2)^{1/2}. \quad (5.164)$$

Чтобы найти искомое выражение для m_β , найдем сначала зависимость отношения производных функций Бесселя к самой функции для функций порядка, отличающегося от n на единицу. Из (5.144) имеем

$$J'_{n-1}(n\beta) = J_{n-2}(n\beta) - \frac{n-1}{n\beta} J_{n-1}(n\beta) \quad (5.165)$$

или

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{J_{n-2}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} - \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right). \quad (5.166)$$

Но из (5.143) также следует, что

$$\frac{J_{n-2}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right) - \frac{J_n(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)}. \quad (5.167)$$

Тогда уравнение (5.166) после элементарного преобразования можно записать как

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right) - \frac{J_n(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)}. \quad (5.168)$$

Введем обозначение

$$u = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} \quad (5.169)$$

и выразим все искомые величины через u , β и n . Тогда (5.168) примет вид

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right) - \frac{1}{u}. \quad (5.170)$$

Найдем подобные выражения для функции порядка $n+1$ из равенства (5.149)

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = -\frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{n}\right) + \frac{J_n(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)}. \quad (5.171)$$

Используя (5.169), приведем (5.171) к следующему виду:

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = \frac{1}{\left(\frac{2}{\beta} - u\right)}. \quad (5.172)$$

Тогда, согласно уравнению (5.172), соотношение (5.171) можно записать так:

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = \frac{1}{\frac{2}{\beta} - u} - \frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{n}\right). \quad (5.173)$$

Аналогично для функции порядка n имеем

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = u - \frac{1}{\beta}. \quad (5.174)$$

Кроме того, непосредственно из (5.142) и (5.143) имеем

$$\frac{2J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} \quad (5.175)$$

и

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{2}{\beta}. \quad (5.176)$$

Тогда из (5.175) и (5.176) получаем

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{1}{\beta}. \quad (5.177)$$

И далее, с учетом соотношений (5.169) и (5.157)

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = u - \frac{1}{\beta} = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}, \quad (5.178)$$

откуда

$$u = \frac{1 + m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}. \quad (5.179)$$

С учетом (5.179) равенства (5.173) и (5.170) легко преобразовать

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \frac{1 - \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{m_\beta}}{1 - m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}} - \frac{1}{n\beta}, \quad (5.180)$$

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \frac{1 + \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{m_\beta}}{1 + m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}} - \frac{1}{n\beta}. \quad (5.181)$$

Для сопоставления уместно вновь напомнить, что

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}. \quad (5.182)$$

Кроме того, для функций, порядок которых отличается на единицу, имеем

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1 - m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}, \quad (5.183)$$

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1 + m_\beta(1 - \beta^2)}{\beta}. \quad (5.184)$$

В этих уравнениях бesselевы функции от аргумента порядка n и $n \pm 1$ явно выражены через n , β и m_β — некоторую функцию от β (или n).

Пользуясь соотношениями (5.178) и (5.180)–(5.184), образуем суммы и разности отношений, производных к их функциям

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} + \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2m_\beta\beta(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)} - \frac{2}{n\beta}, \quad (5.185)$$

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} - \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2(1 - \beta^2)(m_\beta^2 - 1)}{\beta[1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)]}, \quad (5.186)$$

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{(1 - \beta^2)(m_\beta^2 - 1)}{\beta[1 + m_\beta(1 - \beta^2)^{1/2}]} + \frac{1}{n\beta}, \quad (5.187)$$

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{(1 - \beta^2)(m_\beta^2 - 1)}{\beta[1 - m_\beta(1 - \beta^2)^{1/2}]} - \frac{1}{n\beta}. \quad (5.188)$$

Из уравнений (5.187) и (5.188) следует, что при больших n и β , близких к единице, при изменении порядка функции на единицу отношение производной функции к самой функции изменяется на величину порядка

$$\frac{J'_{n \pm 1}(n\beta)}{J_{n \pm 1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = 0(1 - \beta^2),$$

так как m_β при больших β примерно равно $2^{1/2}$, а $n(1 - \beta^2) > 1$. При этом изменение порядка на (+1) вызывает увеличение, а на (-1) — уменьшение этой функции на величины, которые с точностью до членов $0(1 - \beta^2)^{3/2}$ и $1/n\beta$ совпадают по абсолютному значению. Действительно, вычитая (5.188) из (5.187), имеем

$$\begin{aligned} & \left[\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} \right] - \left[\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} \right] = \\ & = \frac{2m_\beta(m_\beta^2 - 1)(1 - \beta^2)^{3/2}}{\beta[1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)]} - \frac{2}{n\beta}. \end{aligned} \quad (5.189)$$

При $\beta \approx 1$ соотношение (5.189) имеет порядок разности

$$0 \left[(1 - \beta^2)^{3/2} - \frac{2}{n\beta} \right]. \quad (5.190)$$

Поэтому при больших значениях n и малых $(1 - \beta^2)$ можно в хорошем приближении применить интерполяционное соотношение

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} \approx \frac{1}{2} \left[\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} + \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} \right]. \quad (5.191)$$

При этом член, которым мы пренебрегаем, будет иметь порядок разности (5.190).

С помощью (5.191) можно получить значение m_β , а с ним и все необходимые выражения. С учетом (5.182) и (5.185) можно (5.191) представить в виде

$$\frac{2m_\beta(1 - \beta^2)^{1/2}}{\beta} = \frac{2m_\beta\beta(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)} - \frac{2}{n\beta} \quad (5.192)$$

или

$$m_\beta(1 - \beta^2)^{1/2} \left[\frac{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2) - \beta^2}{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)} \right] = \frac{m_\beta(1 - \beta^2)^{3/2}(1 - m_\beta^2)}{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)} = -\frac{1}{n},$$

откуда

$$n\beta = \frac{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)}{m_\beta(m_\beta^2 - 1)(1 - \beta^2)^{3/2}}. \quad (5.193)$$

Легко видеть, что (5.193) означает равенство нулю правой части (5.189) и, следовательно, найденная зависимость соответствует точному, а не приближенному выполнению условия (5.191).

Для номера искомой гармоники уже найдено выражение (5.159). Сравнивая (5.193) и (5.159), имеем

$$1 + m_\beta^2(1 - \beta^2) = \frac{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)}{m_\beta^2 - 1} \quad (5.194)$$

или

$$(1 - \beta^2)m_\beta^4 + m_\beta^2 - 2 = 0,$$

откуда

$$m_\beta^2 = \frac{\pm\sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)} - 1}{2(1 - \beta^2)}. \quad (5.195)$$

Так как m_β — действительное число, у радикала оставим только знак +. Итак,

$$m_\beta^2 = \frac{\sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)} - 1}{2(1 - \beta^2)}. \quad (5.196)$$

В пределе, когда $\beta \rightarrow 1$,

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} m_\beta^2 = 2. \quad (5.197)$$

Из (5.194) и (5.159) можно получить еще одно важное соотношение. Перепишем (5.159)

$$n_\beta = \left[\frac{1}{m_\beta} + m_\beta(1 - \beta^2) \right] : (1 - \beta^2)^{3/2}, \quad (5.198)$$

а (5.194) представим в виде

$$\frac{1}{m_\beta} + m_\beta(1 - \beta^2) = \frac{2}{m_\beta^3}. \quad (5.199)$$

Тогда из (5.198) следует, что

$$n_\beta = \frac{k_\beta}{(1 - \beta^2)^{3/2}}, \quad (5.200)$$

где

$$k_\beta = \frac{2}{m_\beta^3}$$

некоторая монотонная и медленно меняющаяся функция.

Из уравнения (5.198) с учетом (5.196) можно получить непосредственно для k_β и такое выражение:

$$k_\beta = \frac{2^{5/2} (1 - \beta^2)^{3/2}}{[\sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)} - 1]^{3/2}}, \quad (5.201)$$

и, следовательно,

$$n_\beta = \frac{2^{5/2}}{[\sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)} - 1]^{3/2}}. \quad (5.202)$$

Можно представить (5.202) и (5.201) в другом, пожалуй, более удобном для вычисления виде

$$n_\beta = \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta^2)^{3/2}}, \quad (5.203)$$

$$k_\beta = \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)}]^{3/2}}{4}. \quad (5.204)$$

В тождественности (5.202) и (5.203) легко убедиться при их сравнении.

Из (5.204) следует, что при $\beta = 0$ $k_\beta = 2$, при $\beta = 1$ $k_\beta = 2^{-1/2}$. Точка $n = (1 - \beta^2)^{-3/2}$ при $k_\beta = 1$ является граничной для условий $k_\beta < 1$ и $k_\beta > 1$, и мы должны рассмотреть либо случай $n < (1 - \beta^2)^{-3/2}$, либо $n > (1 - \beta^2)^{-3/2}$. Поскольку нас интересует ультра-релятивистский случай, выбираем верхнюю область, когда $k_{\beta \max} = 1$, откуда

$$\beta_{\min} = \sqrt{1 - \frac{(2^{4/3} - 1)^2 - 1}{8}} = 0,9144725.$$

Теперь систему уравнений (5.140) можно представить в виде

$$\frac{1}{[\sqrt{1 + 8(1 - \beta_1^2)} - 1]^{3/2}} - \frac{1}{[\sqrt{1 + 8(1 - \beta_2^2)} - 1]^{3/2}} = \frac{K_1}{2^{5/2}}, \quad (5.205)$$

$$\frac{\beta_1}{[\sqrt{1 + 8(1 - \beta_1^2)} - 1]^{3/2}} - \frac{\beta_2}{[\sqrt{1 + 8(1 - \beta_2^2)} - 1]^{3/2}} = \frac{2\pi K}{2^{5/2}}.$$

Прежде чем рассматривать методы решения этой системы, определим точность, которую может обеспечить такое решение. Уравнение (5.193), полученное нами из рекуррентных соотношений для бesselевых функций при единственном предположении, указанном в (5.191), и точное выражение (5.159) для искомой гармоники оказались совместными алгебраически и дали общее решение в виде (5.205). Вероятность того, что это совпадение случайное, крайне мала. Поэтому представляет интерес выяснить, не свидетельствует ли оно о том, что в частном случае, когда порядок бesselевой функции определяется равенством (5.159), зависимость (5.191) удовлетворяется не приближенно, а точно.

Решая (5.194), мы ограничивались действительной областью решений. Между тем, легко видеть, что уравнения

$$n_\beta = \frac{1 - m_\beta^2(1 - \beta^2)}{m_\beta(m_\beta^2 - 1)(1 - \beta^2)^{3/2}} \quad (I)$$

и

$$n_\beta = \frac{1 + m_\beta^2(1 - \beta^2)}{m_\beta(1 - \beta^2)^{3/2}} \quad (II)$$

совместны в действительной области значений m_β не для всех β .

Чтобы найти β_{\min} , при котором m_β будет вещественным, перепишем (I) в виде

$$n_\beta = \frac{1}{m_\beta(1 - \beta^2)^{3/2}} \left(\frac{m_\beta^2 \beta^2}{m_\beta^2 - 1} - 1 \right). \quad (5.206)$$

Так как $n_\beta > 0$ и $m_\beta(1 - \beta^2)^{3/2} > 0$, то должно быть

$$\left(\frac{m_\beta^2 \beta^2}{m_\beta^2 - 1} - 1 \right) > 0,$$

откуда

$$\beta^2 > \left(1 - \frac{1}{m_\beta^2} \right)$$

С учетом (II) имеем

$$\sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)} < 3, \text{ т. е. } \beta > 0.$$

Никаких других ограничений нет.

Таким образом, (I) и (II) совместны во всей действительной области значений $\beta > 0$, а в точке $\beta = 0$ имеется особенность. Это свидетельствует о том, что уравнение (5.193) и, следовательно, соотношение (5.191) строго совпадают в области значений $0 < \beta \leq 1$ при условии, что одновременно имеет место равенство (5.159).

Теперь, зная область применимости и точность системы уравнений (5.205), можно приступить к ее решению.

Сначала определим число возможных решений системы относительно β_1 и β_2 в интервале

$$0,914 < \beta_2 < \beta_1 \leq 1. \quad (5.207)$$

Можно показать, что в этом интервале система имеет только единственное решение.

Действительно, представим систему (5.205) в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{I'. } F_1 = \frac{x}{[\sqrt{1 + 8(1 - x^2)} - 1]^{3/2}} - \frac{y}{[\sqrt{1 + 8(1 - y^2)} - 1]^{3/2}} = a, \\ \text{II'. } F_2 = \frac{1}{[\sqrt{1 + 8(1 - x^2)} - 1]^{3/2}} - \frac{1}{[\sqrt{1 + 8(1 - y^2)} - 1]^{3/2}} = b, \end{array} \right. \quad (5.208)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{I'. } F_1 = \frac{x}{[\sqrt{1 + 8(1 - x^2)} - 1]^{3/2}} - \frac{y}{[\sqrt{1 + 8(1 - y^2)} - 1]^{3/2}} = a, \\ \text{II'. } F_2 = \frac{1}{[\sqrt{1 + 8(1 - x^2)} - 1]^{3/2}} - \frac{1}{[\sqrt{1 + 8(1 - y^2)} - 1]^{3/2}} = b, \end{array} \right. \quad (5.209)$$

и найдем ее решение в области (5.207).

Рассмотрим (I') и (II') как уравнения двух семейств кривых в одной области при различных значениях параметров a и b . Наше утверждение будет доказано, если мы покажем, что в каждой точке данной области производная $dy_{\text{I'}/dx}$, определенная для семейства I', будет всегда больше (или меньше), чем для семейства II' кривых рассматриваемой системы уравнений.

Найдем отношение производных

$$\frac{dy_I'}{dx} : \frac{dy_{II}'}{dx} = \frac{9 + 4x^2 - \sqrt{1 + 8(1 - x^2)}}{x} : \frac{9 + 4y^2 - \sqrt{1 + 8(1 - y^2)}}{y}$$

Проанализировав функцию $f(\beta)$ (x или y), получим

$$f(\beta) = \frac{9 + 4\beta^2 - \sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)}}{\beta}, \quad (5.210)$$

$$f'(\beta) = -\frac{9}{\beta^2} + 4 + \frac{9}{\beta^2 \sqrt{9 - 8\beta^2}}.$$

Легко видеть, что во всем рассматриваемом интервале (5.207) $f'(\beta) > 0$, т. е. $f(\beta)$ монотонно возрастает. Так как $x > y$, то $f(x) > f(y)$. Функция $f(y)$ также монотонно возрастает, так как имеет тот же вид,

что и $f(x)$. Следовательно, $\frac{f(x)}{f(y)} > 1$ или $\frac{dy_I'}{dx} > \frac{dy_{II}'}{dx}$ во всей

рассматриваемой области значений x и y , что и требовалось доказать. Таким образом, в интересующей нас области системы уравнений (5.205) имеет только одно решение.

Для нахождения его определим приближенные значения n_1 и n_2 , разложив подкоренное выражение в (5.203) в ряд и удержав два первых члена этого разложения

$$\begin{aligned} n_1 &= \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - x^2)}]^{3/2}}{4(1 - x^2)^{3/2}} \approx \frac{[2 + 4(1 - x^2)]^{3/2}}{4(1 - x^2)^{3/2}} \approx \\ &\approx \frac{1 + 3(1 - x^2)}{2^{1/2}(1 - x^2)^{3/2}} = \frac{1}{2^{1/2}(1 - x^2)^{3/2}} + \frac{3}{2^{1/2}(1 - x^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (5.211)$$

$$n_2 \approx \frac{1}{2^{1/2}(1 - y^2)^{3/2}} + \frac{3}{2^{1/2}(1 - y^2)^{1/2}}. \quad (5.212)$$

Тогда система уравнений

$$\left. \begin{aligned} n_1 - n_2 &= K_1 \\ xn_1 - yn_2 &= 2\pi K \end{aligned} \right\} \quad (5.213)$$

примет в некотором приближении вид

$$\left[\frac{1}{(1 - x^2)^{3/2}} - \frac{1}{(1 - y^2)^{3/2}} \right] + 3 \left[\frac{1}{(1 - x^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1 - y^2)^{1/2}} \right] \approx \sqrt{2} K_1,$$

$$\left[\frac{x}{(1-x^2)^{3/2}} - \frac{y}{(1-y^2)^{3/2}} \right] + 3 \left[\frac{x}{(1-x^2)^{1/2}} - \frac{y}{(1-y^2)^{1/2}} \right] \approx \sqrt{2} 2\pi K. \quad (5.214)$$

Решая эту систему, получим

$$\left. \begin{aligned} (1-x^2)^{1/2} &\approx \\ &\approx \sqrt{\frac{2}{3 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)} - \frac{26}{3} K_1^2 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)^2 + 4 + \sqrt{2} K_1 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)}, \end{aligned} \right\} \quad (5.215)$$

$$\left. \begin{aligned} (1-y^2)^{1/2} &\approx \\ &\approx \sqrt{\frac{2}{3 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)} - \frac{26}{3} K_1^2 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)^2 + 4 - \sqrt{2} K_1 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)}. \end{aligned} \right\} \quad (5.216)$$

Подставляя в (5.211) и (5.212) значения $(1-x^2)$ и $(1-y^2)$ из (5.215) и (5.216), можно вычислить приближенные значения n_1 и n_2 .

Итак, значения основных внутренних параметров системы: скорости β_1 и β_2 ; номера критических гармоник n_1 и n_2 и (с учетом (5.131) значение R_1/R_2 и отношение расстояния между круговыми

токами l к радиусу $\frac{l}{R_1} = \frac{R_1 - R_2}{R_1} = 1 - \frac{R_2}{R_1}$, — являются одно-

значными функциями целочисленных параметров K и K_1 . Об этих параметрах нам известно только то, что это целые числа, которые должны удовлетворять рассматриваемой системе уравнений.

Из (5.215) и (5.216) видно, что в интервале

$$0,914 < y < x < 1 \quad (5.217)$$

условие единственности y и x при данных K и K_1 требует однозначной связи также между самими параметрами K и K_1 . Действительно, если задаться некоторым целым K_1 , то значение K не может варьироваться, так как при изменении K даже на единицу при фиксированном K_1 нарушается либо условие (5.217), либо условие однозначности решения при данном значении параметров.

Таким образом, между параметрами K и K_1 существует однозначная связь. Данному значению K_1 соответствует одно, и только одно, значение K .

Физический смысл этого математического вывода достаточно нагляден. Параметр K_1 есть функция критических номеров гармоник ($K_1 = n_1 - n_2$), а K означает число длин волн, одинаковых для обеих гармоник, размещающихся в интервале $R_1 - R_2$. Понятно, что если известна разность между номерами гармоник, создающих одинаковую длину волны, то это значит, что расстояние между радиусами $R_1 - R_2$ фиксированно, а на одном и том же участке никак не может уложиться разное число длин волн, образованных обеими системами зарядов. Следовательно, $K = (R_1 - R_2)/\lambda$ при заданном K_1 должно иметь только одно значение. Итак, нахождение целочисленных параметров K и K_1 сводится к определению одного из них.

Чтобы найти все возможные решения системы (5.213), можно в качестве возможных значений параметра K рассмотреть ряд натуральных чисел, начиная от единицы. Такой способ дает, конечно, правильный результат, но очень трудоемок даже при использовании электронной вычислительной машины. Однако есть возможность резко уменьшить число рассматриваемых значений K , если обратить внимание на то, что при $\beta \rightarrow 1$

$$\frac{K_1}{K} \Big|_{\beta \rightarrow 1} \rightarrow 2\pi. \quad (5.218)$$

Условие (5.218) выполняется тем точнее, чем ближе β к единице.

Легко видеть, что условию (5.218) удовлетворяют не любые пары чисел, а строго определенные. Например, если $K = 7$, то только при $K_1 = 44$ наилучшим образом удовлетворяется условие (5.218). Простой подстановкой легко убедиться в том, что значения K от 1 до 6 включительно вообще не дают решения (5.205), так как для них нельзя подобрать такие целочисленные значения K_1 , при которых выполнялось бы условие (5.217). В то же время значения величин K и K_1 , кратные, например, соответственно 7 и 44, т. е. 14 и 88; 21 и 132 и т. д., дают решения. Однако по мере возрастания абсолютной величины K при некотором максимальном ее значении решения опять нет. Последнее значение K , которое в этом ряду чисел, кратных семи, даст решение системы в действительной области, равно $K_{\max} = 7 \cdot 112 = 784$.

Таким образом, значения $K = 7$ и $K_1 = 44$ и кратные им составляют некоторый ряд возможных решений системы уравнений.

Из (5.215) и (5.216) также легко видеть, что при постоянном $K_1/2\pi K$ большим значениям K должно соответствовать большее значение x , но меньшее значение y . Если же отношение $K_1/2\pi K$ меняется, то для получения большего значения, чем ранее найденное, надо, чтобы K_1/K в последующем случае было ближе к 2π , чем в предыдущем.

Отсюда, с учетом доказанной ранее однозначности решения и явной монотонности зависимости x и y от K , прямо следует, что последующий ряд чисел K и K_1 , которые могут дать решение системы, должен образовываться другой парой целых чисел, которые удовлетворяют условию

$$\left[\left(\frac{K_1}{K} \right)_I - 2\pi \right] > \left[\left(\frac{K_1}{K} \right)_{II} - 2\pi \right]. \quad (5.219)$$

Этому условию после 44/7 удовлетворяет только пара чисел 710/113 и кратные им числа. Действительно,

$$1 - \frac{2\pi \cdot 7}{44} = 4,02 \dots 10^{-4}, \text{ а } 1 - \frac{2\pi \cdot 113}{710} = 8,49 \dots 10^{-8}.$$

Между $K = 7$ ($K_1 = 44$) и $K = 113$ ($K_1 = 710$) нет пар чисел, которые удовлетворяли бы (5.219) лучше, чем 113 и 710. Эти же числа составляют опять конечный ряд кратных значений, дающий решения системы (5.213).

Таким образом, нахождение чисел, дающих решения системы уравнений, сводится к отысканию целых чисел, отношения которых наилучшим образом удовлетворяют соотношениям (5.218) и (5.219). Причем эти условия должны удовлетворяться при наименьшем значении K . Это правило позволило с помощью несложных приемов отыскать значения пар целых чисел, которые могут быть использованы в качестве параметров, соответствующих решению системы уравнений. Первые значения параметров K и K_1 для девяти рядов частиц, которые могут принципиально существовать в основных и виртуальных состояниях, представлены в табл. 5.1.

Мы получили, таким образом, весьма примечательный результат, согласно которому фазовым и частотным условиям неизлучения удов-

Таблица 5.1

Ряд	K_p	K_{1p}	$A = 1 - \frac{2\pi K}{K_1}$
1	7	44	$4,023 \cdot 10^{-5}$
2	113	710	$8,491 \cdot 10^{-8}$
3	33 215	208 696	$1,056 \cdot 10^{-10}$
4	99 532	625 378	$9,277 \cdot 10^{-12}$
5	364 913	2 292 816	$5,127 \cdot 10^{-13}$
6	1 725 033	10 838 702	$7,049 \cdot 10^{-15}$
7	131 002 976	823 115 974	$6,164 \cdot 10^{-18}$
8	811 528 438	5 098 983 558	$1,755 \cdot 10^{-19}$
9	136 876 735 467 187 340	860 021 893 182 138 486	$2,756 \cdot 10^{-36}$

летворяет только дискретный ряд состояний, характеризуемый определенными парами скоростей вращения зарядов по окружности.

Существенно отметить, что дискретными являются не только скорости вращения, но и соответствующие им номера гармоник и отношения радиусов, так как из (5.131) и (5.134) следует, что

$$\frac{R_2}{R_1} = 1 - \frac{2\pi K}{\beta_1 n_1} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi K}{n_2 \beta_2}}, \quad (5.220)$$

а n_1 и n_2 однозначно определяются из β_1 и β_2 по уравнению (5.141).

Легко убедиться в том, что число членов в каждом ряду не может превышать значения, численно равного первому значению K в последующем ряду. На самом деле, если, например, допустить, что в первом ряду возможных значений K есть член с № 113, то его K равен $113 \cdot 7 = 791$, но точно таким же будет K в седьмой по порядку точке второго ряда.

Как было показано, уравнения электродинамической устойчивости имеют только одно решение, и в первом ряду должно быть 112 членов, а член 113 может характеризовать лишь некоторое метастабильное состояние, соответствующее переходу из первого ряда возможных состояний ко второму.

Поэтому номер последнего члена в каждом ряду констант, определяющих все возможные состояния ЭЧ, определяется таким простым равенством:

$$N_{\max}(NS) = K_p(NS + 1), \quad (5.221)$$

где NS – номер ряда.

5.7.

Шестой шаг. Кварковые структуры в ТФП^{х)}

Физический вакуум, как уже отмечалось, имеет большую концентрацию. При наличии в 1 см^3 свободного ФВ порядка 10^{39} элементарных частиц протон-антипротонного вакуума элементарные частицы в "голом" виде существовать не могут. Они будут образовывать с элементарными частицами вакуума (ЭЧВ) системы, которые в ТФП названы кварковыми структурами (КС), ибо, как будет ясно из дальнейшего, они содержат в себе практически все свойства обычных кварков, имеют преимущества и не имеют известных недостатков и трудностей, присущих "обычным" кваркам.

Элементами кварковых структур ТФП являются ЭЧ-кварки и ЭЧВ-кварки (ЭЧ-к, ЭЧВ-к), получающиеся из ГЭЧ и ЭЧВ в результате объединения их в кварковую структуру. Анализ всех возможных КС

^{х)} Подразд. 5.7 подготовлен к печати совместно с И. Д. Двас.

показал, что устойчивыми являются только структуры, приведенные в табл. 5.2.

Процесс образования КС целиком определяется структурными особенностями ГЭЧ и ЭЧВ, которые в структуре становятся кварками.

В табл. 5.3 даны схематически структурные особенности ГЭЧ. Расшифруем их. Структура ГЭЧ в ПП (2 → 1) изображена в виде точечных

Таблица 5.2

Номер схемы	Объекты, подлежащие объединению в КС	Схема КС	Состав КС, образовавшей ЭЧ
1	1ГЭЧ + 2ЭЧВ		1ЭЧ-к + 2ЭЧВ-к
2	2ГЭЧ + 1ЭЧВ		2ЭЧ-к + 1ЭЧВ-к
3	1ГЭЧ + 1ЭЧВ + окружающий ФВ		1ЭЧ-к + 1ЭЧВ-к

Условные обозначения в схемах: $\uparrow^{(-)}$ – ЭЧ-кварк; \downarrow – дубль-ЭЧ-кварк
 \parallel , $|$, $|$ – ЭЧВ-кварк (во втором случае ЭЧВ сильно возбуждена и ГЭЧ входит внутрь структуры ЭЧВ); \bigcirc – окружающий ФВ как элемент КС. (Знак у конца стрелки указывает знак электрического заряда КС).

Таблица 5.3

Δ	NS		
	1	2	3
	Адроны		Лептоны
1			
2			
3			
4			

зарядов фундаментального поля, расположенных в плоскости, перпендикулярной плоскости схемы, таким образом, каждой паре расположенных на одном диаметре зарядов на рисунке соответствует n расположенных на окружности субчастиц (см. разд. 17 ч. IV). Для нас в этом случае число субчастиц значения не имеет, и мы будем говорить об одном суммарном заряде.

Знак наружного q_1 и внутреннего q_2 зарядов обозначен слева от них. В ПП ($2 \rightarrow 1$) нарушается симметрия зарядов ФП, существующая в 2ПП, при которой $q_1 = q_2$, и появляется разность зарядов ФП – электрический заряд. Точки, условно изображающие заряды, зачернены там, где находится больший заряд. Доминирующий заряд может быть расположен как на наружной, так и на внутренней окружностях структуры. Этим и определяются понятия частица и дубль-частица, используемые в ТФП. Здесь под термином "частица" понимается ГЭЧ, у которой в ПП ($2 \rightarrow 1$) превалирует наружный по отношению к центру заряд ФП, а под "дубль-частицей" понимается ГЭЧ, у которой превалирует внутренний заряд ФП.

Дипольные плечи всегда намного меньше радиусов, а радиусы во втором ряду примерно в 60, а в третьем – в 1800 раз больше, чем в первом ряду. В табл. 5.3 они условно показаны одинаковыми.

Кроме того, заряды ФП от ряда к ряду существенно отличаются еще и скоростями движения по окружности и абсолютными значениями q_1 и q_2 , но несмотря на то, что q_1 и q_2 меняются на много порядков, разность между ними – электрический заряд – практически имеет одно и то же значение – факт, ранее не имевший объяснения (см. ч. IV моногр.).

Принадлежность ГЭЧ к разным структурным рядам определяет глубокое различие во взаимодействии образованных из них ЭЧ. Эту не наблюдаемую в нашем лабораторном пространстве особенность, но крайне существенную для 2ПП – арены всех взаимодействий, – и угадали при формировании современной теории кварков и назвали, как мы уже говорили, "цвет". Для конкретности условимся называть кварки, образованные из ГЭЧ первого ряда, "красными", второго – "зелеными" и третьего – "синими" и обозначать соответственно цифрами 1, 2, 3. Надо отметить, что цвет и p -четность только ЭЧ-кварков однозначно определяются внутренней структурой ГЭЧ, у ЭЧВ-кварков внутренняя структура не определяется однозначно этими квантовыми числами.

Хотя лептоны имеют признак цвета, ГЭЧ из 3-го ряда при сохранении свойств, присущих этому ряду, кварковых структур с ЭЧВ не образуют. Однако рожденные со свойствами третьего ряда частицы могут изменить свою структуру (метонный эффект [7]) так, что их свойства позволят им участвовать в образовании кварковых структур. Ниже мы вернемся к этому вопросу.

Из табл. 5.3 видно, что структура ГЭЧ определяется только двумя

параметрами – номером ряда NS и состоянием частицы Δ . Номер ряда определяет "цвет", а состояние частицы, принадлежащей тому или иному ряду, определяет "аромат". Основных ароматов 4: $\Delta = 1$ (соответствует аромату u); $\Delta = 2$ (соответствует аромату d); $\Delta = 3$ (соответствует аромату s); $\Delta = 4$ (соответствует аромату c). Такое деление справедливо для всех трех рядов. Эта симметрия свойств может нарушаться, и появляется уже зависимость от ряда и принадлежности кварка к ЭЧ-к или ЭЧВ-к.

В табл. 5.4 указаны все возможные кварки. Кварки с нарушением симметрии, принадлежащие первому и второму рядам при $\Delta = 1$ или 2, есть кварки, получившие сейчас обозначение t -кварк, а кварки, принадлежащие первому и второму рядам при $\Delta = 3$ или 4, обозначаются b -кварки. Легко видеть, что симметрия, о которой мы здесь говорим, есть $SU(3)$ -симметрия.

Из $SU(3)$ -симметрии следует, что ЭЧ-кварков должно быть 8, а ЭЧВ-кварков – 10. Так как признаков цвета три, то другой признак, названный ароматом, должен иметь шесть вариантов, чтобы общее число кварков было равно 18. Наименование "аромат" тоже неудачно, однако для преемственности мы сохраним его, сохраним также обозначение и наименование ароматов и введем понятие "квантовое число аромата":

u – верхний кварк (квантовое число аромата равно нулю); d – нижний кварк (квантовое число аромата равно 0); s – странный кварк

Таблица 5.4

Δ	NS						sign Λ	Λ	$q_{\text{кв}}$
	1		2		3				
	ЭЧ-к	ЭЧВ-к	ЭЧ-к	ЭЧВ-к	ЭЧ-к	ЭЧВ-к			
1	u^1 (A)	t^1 (M)	u^2 (B)	t^2 (M)	(t^3) (J)	$u^3(1)$	0	$u^{1,2,3}, t^{1,2}$	$+2/3$
2	$d^3(1)$ (A)	d^1 (A)	$t^3(2)$ (M)	d^2 (A)		(d^3)	0	$d^{1,2,3}, t^3$	$-1/3$
3	c^1 (A)	b^1 (M)	c^2 (B)	b^2 (M)	(b^3) (J)	$c^3(1)$	+1	$c^{1,2,3}$	$+2/3$
4	$s^3(1)$ (A)	s^1 (A)	$b^3(2)$ (M)	s^2 (A)		(s^3)	-1	$s^{1,2,3}, b^3$	$-1/3$

(квантовое число аромата равно -1); c — очарованный кварк (квантовое число аромата равно $+1$); t — высокий кварк (квантовое число аромата равно 0); b — красивый кварк (квантовое число аромата равно $+1$). Важно отметить, что в ТФП признак аромата, как и цвет, тоже определяется внутренними параметрами ГЭЧ в соответствии с табл. 5.3.

В теории кварков, сформулированной без учета ТФП, считается, что кварки u, d, s, c, b, t существенно отличаются по массе. Утверждение о существовании четко различающихся "легких" и "тяжелых" кварков является почти общепринятым. Между тем, оно прямо противоречит опыту. Действительно, эксперимент показывает, что "легкие" кварки могут образовывать тяжелые ядра, а "тяжелые" — относительно легкие (рис. 5.3).

В ТФП этот феномен имеет естественное объяснение. Вид кварка определяется только номером ряда NS и состоянием Δ кварков, образующих КС. В то же время масса частиц существенно зависит от номера точки NT при тех же NS и Δ (подробнее об этом см. ч. IV монографии). То же относится и к величине спина частиц. Спин определяется как NS

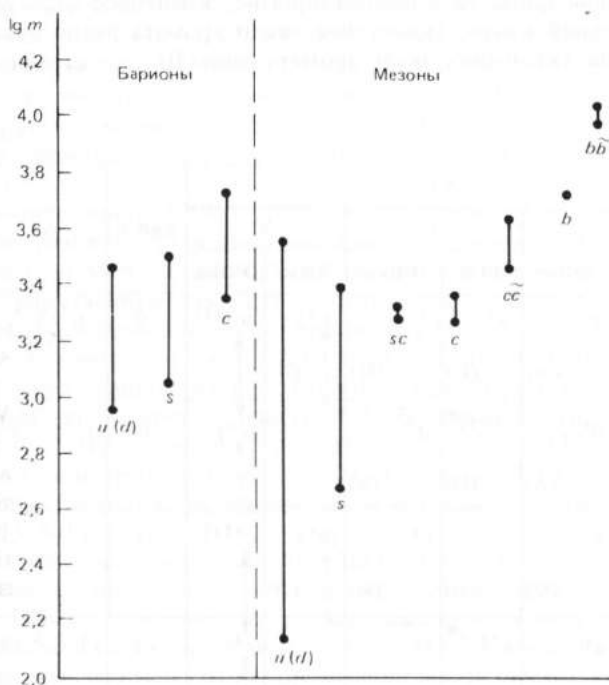


Рис. 5.3. Диапазон масс у ЭЧ с разным ароматом

и Δ , так и NT . Поэтому вид кварка не может в принципе полностью определить массу и спин частицы.

Процесс образования кварковых структур сопровождается определенным механизмом деления электрического заряда "затравочной" ГЭЧ между всеми элементами кварковой структуры – ГЭЧ, ЭЧВ, ФВ. Рассмотрим этот механизм (табл. 5.5, колонка 5).





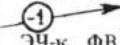

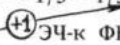

Вступая во взаимодействие с ЭЧВ, ГЭЧ делит свой первоначальный заряд $+1$ или -1 на три равные части (так как три элемента в кварковой структуре). ГЭЧ может отдавать часть своего заряда либо двум ЭЧВ (в структуре $1ГЭЧ + 2ЭЧВ$), либо ГЭЧ и ЭЧВ (в структуре $2ГЭЧ + 1ЭЧВ$), либо ЭЧВ и ФВ. Заряд, отданный ФВ как среде, а не постоянному элементу кварковой структуры, не может там сохраниться, он должен перейти либо к ЭЧВ-к, либо к ЭЧ-к, которые непосредственно образуют кварковую структуру, причем в кварковой структуре с положительно заряженной ГЭЧ заряд ФВ переходит к ЭЧ-кварку, а в структуре с отрицательно заряженной ГЭЧ заряд ФВ переходит к ЭЧВ-кварку. Сравнивая барионные и мезонные структурные схемы, видим: они отличаются тем, что в одной структурной схеме одна ГЭЧ заменена на ФВ, а в другой – одна ЭЧВ заменена на ФВ.

Этот принципиальный по своей физической сущности процесс органически связан с рассмотренными в разделах 1–4 и 7–16 фундаментальными свойствами основных структур вещества. Здесь речь идет об электрическом (а не фундаментальном!) заряде. Электрический заряд (согласно ТФП) есть релятивистский эффект, определяемый особенностями движения субчастиц и законами отображения из одного подпространства в другое. Понятно, что физический вакуум не может быть объектом, на котором возникает или хранится электрический заряд, так как ФВ в целом не участвует в релятивистских процессах. ФВ может только отражать заряд из одного несущего заряд объекта к другому.





Мы уже говорили о том, что понятия "частица" и "античастица" носят в ТФП абсолютный, а не относительный характер. Частицы с положительным зарядом образуются только из положительно заряженных ГЭЧ, имеющих $MS = 1, 2$ и $\Delta = 1, 3$, а частицы с отрицательным зарядом образуются только из отрицательно заряженных ГЭЧ, имеющих $MS = 1, 2$ и $\Delta = 2, 4$ (см. табл. 5.3), античастицы образуются из соответствующих антиГЭЧ по тем же структурным схемам. ФВ, участвующий в описываемых процессах, есть p^+p^- и e^+e^- -вакуумы. Легко видеть, что у этих видов вакуума положительный электрический заряд может отразиться от ФВ только на ЭЧ-кварк, а отрицательный – только на ЭЧВ-кварк (подробнее об этом см. разд. 7 и 16). Эта асимметрия – одна из причин нарушения закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях, органически связанных с процессами, при которых частицы обмениваются электрическим зарядом. Эта же асимметрия ответственна за то, что есть структура $2ЭЧВ-к+$ отрицательно заряженный ЭЧ-к и нет структуры $2ЭЧВ-к +$ положительно заряженный ЭЧ-к.

Барionsы							
№ п/п	Схема №	Структурн. схема	Заряд ГЭЧ	Распределение зарядов в кварковой структуре	Заряд ЭЧ	Кварковый состав	
1	2	3	4	5	6	7	
1	1	$\begin{matrix} + \\ \uparrow \uparrow \uparrow \\ + \end{matrix}$	$\left\{ \begin{array}{l} +1 \\ +1 \\ +1 \end{array} \right.$	$\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +1/3 + 1/3 + 1/3 \\ \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +2/3 + 2/3 + 2/3 \end{cases} \rightarrow +2$ $\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +1/3 + 1/3 + 1/3 \\ \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +2/3 + 2/3 - 1/3 \end{cases} \rightarrow +1$ Запретов нет	$\left. \begin{array}{l} +2 \\ +1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} c^1 c^2 u^3 (1) \\ c^1 c^2 d^2 (d^3) \end{array} \right.$	
2	1	$\begin{matrix} + \\ \uparrow \downarrow \uparrow \\ + \end{matrix}$	$\left\{ \begin{array}{l} +1 \\ +1 \end{array} \right.$	$\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +1/3 + 1/3 + 1/3 \\ \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +2/3 + 2/3 + 2/3 \end{cases} \rightarrow +2$ Деление с отображением запрещено	+2	$c^1 c^2 c^3 (1)$	
3	1	$\begin{matrix} + \\ \uparrow \downarrow \uparrow \\ + \end{matrix}$	$\left\{ \begin{array}{l} +1 \\ +1 \\ +1 \end{array} \right.$	$\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +1/3 + 1/3 + 1/3 \\ \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +2/3 + 2/3 + 2/3 \neq \end{cases} \rightarrow$ $\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +1/3 + 1/3 + 1/3 \\ \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +2/3 + 2/3 - 1/3 \end{cases} \rightarrow +1$ Деление без отображения запрещено	+1	$c^1 u^2 d^2 (d^3)$	
4	2	$\begin{matrix} - \\ \uparrow \uparrow \uparrow \\ - \end{matrix}$	-1 -1	$\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 - 1/3 \end{cases} \rightarrow -1$ $\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 + 2/3 - 1/3 \end{cases} \rightarrow 0$ Запретов нет	-1 0	$\left\{ \begin{array}{l} s^2 s^1 d (d^3) \\ s^3 (1) s^1 u^3 (1) \end{array} \right.$	
5	2	$\begin{matrix} - \\ \uparrow \uparrow \uparrow \\ - \end{matrix}$	-1	$\begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/2 - 1/3 \end{cases} \rightarrow$ Деление с отображением запрещено	-1	$s^3 (1) s^1 s^2$	

Таблица 5.5

Мезоны						
Схема №	Структурн. схема	Заряд ГЭЧ	Распределение зарядов	Заряд ЭЧ	Кварковый состав	КС N
8	9	10	11	12	13	14
3		+1	$\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 + 1/3 = +2/3 + 1/3 \rightarrow \end{array}$  $\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 - 2/3 = +2/3 - 2/3 \rightarrow \end{array}$ <p>Запретов нет</p>	+1 } 0 }	$c^2 \tilde{d}^2$ $c^1 \tilde{u}^3 (1)$	1 2
3		+1	$\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 + 1/3 = +2/3 + 1/3 \rightarrow \end{array}$ <p>Деление с отображением запрещено</p>	+1	$c^2 \tilde{s}^2$	3
3		+1	$\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 + 1/3 \neq \end{array}$  $\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 - 2/3 = +2/3 - 2/3 \rightarrow \end{array}$ <p>Деление без отображения запрещено</p>	0	$u^1 \tilde{u}^3 (1)$ или $u^1 \tilde{t}^1$	4
4		-1	$\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 - 1/3 = -1/3 - 2/3 \rightarrow \end{array}$  $\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 + 2/3 = -1/3 + 1/3 \rightarrow \end{array}$ <p>Запретов нет</p>	-1 } 0 }	$s^3 (1) \tilde{u}^3 (1)$ $s^2 \tilde{d}^2$	5 6
4		-1	$\begin{array}{l} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 - 1/3 = -1/3 - 2/3 \rightarrow \end{array}$ <p>Деление с отображением запрещено</p>	-1	$s^3 (1) \tilde{c}^3 (1)$ или $b^3 (2) \tilde{b}^2$	7

1	2	3	4	5	6	7
6	2		-1 $= -1/3 - 1/3 - 1/3 \neq$ \oplus \rightarrow -1 $= -1/3 + 2/3 - 1/3 \longrightarrow$ Деление без отображения запрещено		0	$s^2 d^1 u^3 (1)$
5a			$\left\{ \begin{array}{l} +1 \\ +1 \end{array} \right.$ $= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +1/3 - 1/3 + 1/3 \\ \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +2/3 + 2/3 + 2/3 \end{cases}$ $\rightarrow +2$ $+1$ $= +1/3 + 1/3 + 1/3$ $\rightarrow +1$ \ominus $+1$ $= +2/3 + 2/3 - 1/3 \rightarrow +1$			$\left. \begin{array}{l} u^1 u^2 u^3 (1) \\ u^1 u^2 d^2 (d^3) \end{array} \right\}$
7	5		Запретов нет			
56			-1 $= -1/3 - 1/3 - 1/3 \longrightarrow$ \oplus \rightarrow -1 $= -1/3 + 2/3 - 1/3 \longrightarrow$ Запретов нет		1	$d^3 (1) d^1 d^2$
					0	$d^2 d^1 u^3 (1)$
5a			$\left\{ \begin{array}{l} +1 \\ +1 \end{array} \right.$ $= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +1/3 + 1/3 + 1/3 \\ \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ +2/3 + 2/3 + 2/3 \end{cases}$ $\rightarrow +2$ $+1$ $= +1/3 + 1/3 + 1/3$ $\rightarrow +1$ \ominus $+1$ $= +2/3 + 2/3 - 1/3 \rightarrow +1$			$\left. \begin{array}{l} c^2 u^1 u^3 (1) \\ c^1 u^2 d^2 (d^3) \end{array} \right\}$
8	5		Запретов нет			
56			-1 $= -1/3 - 1/3 - 1/3 \neq$ \oplus \rightarrow -1 $= -1/3 + 2/3 - 1/3 \longrightarrow$ Деление без отображения запрещено		0	$d^3 (1) d^2 c^3 (1)$

8	9	10	11	12	13	14
4		-1	$\begin{matrix} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 - 1/3 \neq \\ \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 + 2/3 = -1/3 + 1/3 \rightarrow \end{matrix}$	0	$d^3(1) \tilde{d}^1$ или $t^3(2) \tilde{u}^2$	
6a		+1	$\begin{matrix} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 + 1/3 = +2/3 + 1/3 \rightarrow \\ \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 - 2/3 = +2/3 - 2/3 \rightarrow \end{matrix}$	+1		$u^2 \tilde{d}^2$ $u^1 \tilde{u}^3(1)$
6	+	Запретов нет		0		
6б		-1	$\begin{matrix} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 - 1/3 = -1/3 - 2/3 \rightarrow \\ \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 + 2/3 = -1/3 + 1/3 \rightarrow \end{matrix}$	-1	$d^3(1) \tilde{u}^3(1)$	
		-1	Запретов нет	0	$d^3(1) \tilde{d}^1$	
6a		+1	$\begin{matrix} \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 + 1/3 = +2/3 + 1/3 \rightarrow \\ \text{ЭЧ-к ФВ ЭЧВ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 2/3 + 1/3 = -1/3 + 1/3 \rightarrow \end{matrix}$	+1	$u^2 \tilde{s}^2$ $d^2 \tilde{s}^2$	
6		Наведение заряда на ЭЧВ запрещено		0		
6б		Мезонного аналога барионам нет				

1	2	3	4	5	6	7
9	5a		$\left\{ \begin{aligned} +1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 + 1/3 \end{cases} \\ +1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +2/3 + 2/3 + 2/3 \neq \end{cases} \\ &= +1/3 + 1/3 + 1/3 \end{aligned} \right.$	$\begin{aligned} &\text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ &= +2/3 + 2/3 - 1/3 \end{aligned}$	$\left. \begin{aligned} +1 & \left\{ \begin{aligned} &u^1 u^2 s^2 (s^3) \\ &s^3(1) d^1 d^2 \\ &0 \left\{ \begin{aligned} &s^2 d^1 d^2 (d^3) \end{aligned} \right. \end{aligned} \right. \end{aligned}$	
	5		$+1$	$\text{Деление без отображения запрещено}$		
	5b		$\begin{aligned} -1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 - 1/3 \end{cases} \\ -1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 + 2/3 - 1/3 \end{cases} \end{aligned}$	$\begin{aligned} &\text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ &= +2/3 + 2/3 - 1/3 \end{aligned}$		
10	5a		$\left\{ \begin{aligned} +1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +1/3 + 1/3 + 1/3 \end{cases} \\ +1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ = +2/3 + 2/3 + 2/3 \neq \end{cases} \\ &= +1/3 + 1/3 + 1/3 \end{aligned} \right.$	$\begin{aligned} &\text{ЭЧ-к ЭЧ-к ЭЧВ-к} \\ &= +2/3 + 2/3 - 1/3 \end{aligned}$	$\left. \begin{aligned} +1 & \left\{ \begin{aligned} &u^1 u^2 d^2 (d^3) \\ &d^3(1) d^2 u^3(1) \end{aligned} \right. \end{aligned}$	
	5		$+1$	$\text{Деление без отображения запрещено}$		
	5b		$\begin{aligned} -1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 - 1/3 - 1/3 \neq \end{cases} \\ -1 &= \begin{cases} \text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ = -1/3 + 2/3 - 1/3 \end{cases} \end{aligned}$	$\begin{aligned} &\text{ЭЧ-к ЭЧВ-к ЭЧВ-к} \\ &= +2/3 + 2/3 - 1/3 \end{aligned}$		

При определенных условиях на механизм деления заряда накладывается еще и процесс отображения заряда, когда ГЭЧ, а если их две в кварковой структуре, то одна из них отображает на ЭЧВ заряд, равный 1, по знаку – противоположный своему первоначальному заряду. В этом случае заряд ЭЧВ-кварка будет равен сумме зарядов, полученных им в результате деления и отображения, т. е., если при делении

8	9	10	11	12	13	14
6а			Мезонного аналога барионам нет			
6						
6б						
6а			Мезонного аналога барионам нет			
6б						
6						
6в						

ЭЧВ-кварк получил заряд $+1/3$ и, кроме того, ГЭЧ навела на него заряд -1 , то суммарный заряд ЭЧВ-кварка будет равен $(-1/3-1) = -2/3$.

Таким образом, из одной кварковой структурной схемы можно получить два состояния – две ЭЧ – одну, образование которой сопровождалось только делением заряда, а другую, возникновение которой сопровождалось двумя одновременно идущими процессами – деле-

нием и отображением заряда от ГЭЧ. Это и создает зарядовое различие однородных частиц, составляющих изомультиплет.

Две частицы, полученные из одной кварковой структурной схемы, образуют изомультиплет из двух частиц. Однако каждая отдельно взятая частица может образовать и самостоятельный изомультиплет, состоящий из одной частицы. Кроме изомультиплетов, составленных из частиц, полученных по одной структурной схеме, можно получить изомультиплеты из частиц, полученных из разных структурных схем, например из двух частиц, полученных по структурной схеме $2\text{ГЭЧ} + 1\text{ЭЧВ}$, и одной

Изо-мультиплеты	Структурная схема	Бари					
		Кварковая структура		Электрические заряды $q, \sqrt{\alpha\hbar c}$			
		Общепринятое обозначение	Обозначение в ТФП (NS, Δ)		ЭЧ-к	ЭЧВ-к	КС (ЭЧ)
ЭЧ-к	ЭЧВ-к						
1	2	3	4	5	6	7	8
1		$c^1 c^2 u^3 (1)$ $c^1 c^2 d^2 (d^3)$	1.3; 2.3	3.1	$+2/3 + 2/3$ $+2/3 + 2/3$	$+2/3$ $-1/3$	$+2$ $+1$
			1.3; 2,3	2.2 [32]			
2		$c^1 c^2 c^3 (1)$	1.3; 2.3	3.3	$+2/3 + 2/3$	$+2/3$	$+2$
		Дел. с отобр. запрещено					
3		$c^1 c^2 d^2 (d^3)$	1.3; 2.1	2.2 [32]	$+2/3 + 2/3$	$-1/3$	$+1$
		Дел. без отобр. запрещено					
4		$s^2 s^1 (d^3)$ $s^3 (1) s^2 u^3 (1)$	2.4	2.4; 1.2	$-1/3$ $-1/3$	$-1/3 - 1/3$ $-1/3 + 2/3$	-1 0
			1.4	2.4; 3.1			
5		$s^3 (1) s^1 s^2$	1.4	1.4; 2.4	$-1/3$	$-1/3 - 1/3$	-1
		Дел. с отобр. запрещ.					

частицы, процесс образования которой сопровождался делением с отбражением. По кварковой структурной схеме $1\Gamma_3 + 23\text{ЧВ}$ можно составить изомультиплет из трех частиц.

В табл. 5.6 приведены все возможные кварковые структуры барионов, а в табл. 5.7 — мезонов. В таблицах указан кварковый состав, электрический заряд и величины $I, I_3, Y, Y - B$. Ниже будет показано, как определяются эти квантовые числа для описываемых кварковых структур в ТФП.

Из определения изомультиплета следует, что частицы, входящие

Таблица 5.6

оны						КС N
I	I_3	Y	Y - B	Экспериментально обнаруженные частицы		
				Стабильные частицы	Резонансы	
9	10	11	12	13	14	15
1/2	+1/2	3	+2	Ξ_c		1
1/2	-1/2	3	+2			2
0	0	4	+3	Ω_c	-	3
0	0	2	+1	Λ_c^+	-	4
1/2	-1/2	-1	-2	Ξ_c^0	Ξ_c^- — резонансы	5
1/2	+1/2	-1	-2			6
0	0	-2	-3	Ω_c^-	-	7

1	2	3	4	5	6	7	8
6		$s^2 d^1 u^3(1)$	2.4	2.2; 3.1	-1/3	-1/3 + 2/3	0
6 ^a		$b^3(2) d^1 u^3(1)$	2.4	1.2; 3.1	-1/3	-1/3 + 2/3	0
7		$u^1 u^2 u^3(1)$ $u^1 u^2 d^2(d^3)$ $d^2 d^1 u^3(1)$ $d^3(1) d^2 d^1$	1.1; 2.1 1.1 2.1 2.2 1.2	3.1 2.2; [3.2] 2.2; 3.1 2.2 1.2	+2/3 + 2/3 +2/3 + 2/3 -1/3 -1/3	+2/3 -1/3 -1/3 + 2/3 -1/3 - 1/3	+2 +1 0 -1
8		$c^2 u^1 u^3(1)$ $c^1 u^2 d^2 \times$ $\times [(d^3)]$ $d^3(1) d^2 c^3(1)$	1.3 2.1 1.3; 2.1 1.2	3.1 2.2; [(3.2)] 2.2; 3.3	+2/3 + 2/3 +2/3 + 2/3 -1/3	+2/3 -1/3 -1/3 + 2/3	+2 +1 0
					Дел. без отобр. запрещ.		
9		$u^1 u^2 s^2(s^3)$ $s^3(1) d^2 u^3(1)$ $s^2 d^1 d^2(d^3)$	1.1; 2.1 1.4 2.4	2.4; [(3.4)] 2.2; 3.1 2.2; 1.2	+2/3 + 2/3 -1/3 -1/3	-1/3 -1/3 + 2/3 -1/3 - 1/3	+1 0 -1
					Дел. без отобр. запрещ.		
10		$u^1 u^2 d^2(d^3)$ $d^3(1) d^2 u^3(1)$	1.1; 2.1 1.2	2.2; [(3.2)] 2.2; 3.1	+2/3 + 2/3 -1/3	-1/3 -1/3 + 2/3	+1 0
					Дел. без отобр. запрещ.		

9	10	11	12	13	14	15
0	0	0	-1	Λ^0	Λ - резонансы	8
0	0	0	-1	Λ_b	-	9
3/2	+3/2	1	0	-	Δ - резонансы	10
3/2	+1/2	1	0			11
3/2	-1/2	1	0			12
3/2	-3/2	1	0			13
1	1	2	+1	Σ_c	-	14
1	0	2	+1			15
1	-1	2	+1			16
1	1	0	-1	$\Sigma^{\pm 0}$	Σ - резонансы	17
1	0	0	-1			18
1	-1	0	-1			19
1/2	+1/2	1	0	P	N - резонансы	20
1/2	-1/2	1	0			n












Изо- мульти- плеты	Мезо						
	Струк- турная схема	Кварковая структура			Электрические заряды ($q\sqrt{\frac{\alpha}{hc}}$)		
		Общепринятое обозначение	Обозначение в ТФП ($NS \cdot \Delta$)		ЭЧ-к	ЭЧВ-к	КС (ЭЧ)
			ЭЧ-к	ЭЧВ-к			
1	2	3	4	5	6	7	8
1		$c^2 \tilde{d}^2$ $c^1 u^3 (1)$	2.3 1.3	2.2 3.1	+2/3 +2/3	+1/3 -2/3	+1 0
Нет запретов							
2		$c^2 s^2$	2.3	2.4	+2/3	+1/3	+1 Дел. с отобр.
3		$c^1 \tilde{c}^3 (1)$	1.3	3.3	+2/3	-2/3	0 Дел. без отобр.
3а		$u^1 u^3 (1)$	1.1	3.1	+2/3	-2/3	0 Дел. без отобр.
4		$d^3 (1) \tilde{d}^1$	1.2	1.2	-1/3	+1/3	0 Дел. без отобр.
4а		$s^3 (1) \tilde{s}^1$	1.4	1.4	-1/3	+1/3	0 Дел. без отобр.

Таблица 5.7

ны						КС N
I	I ₃	Y	Y-B	Экспериментально обнаруженные частицы		
				Стабильные частицы	Резонансы	
9	10	11	12	13	14	15
1/2 1/2	+1/2 -1/2	1 1	+1 +1	D ₀ ⁺	D _j [*] (2010); D _j (2420)	22
0 запрещено	0	2	+2	D _s [*]	D _s [*]	24
0 запрещено	0	0	0		η _c ; J/ψ; χ _{co} ; χ _{c1} χ _{c2} ; ψ	25
0 запрещено	0	0	0	η	ω(783); η(958); f ₀ (975); φ(1620); h ₁ (1170); f ₂ (1270); η(1280); f ₁ (1285); f ₀ (1400); f ₁ (1420); η(1430); f ₂ (1525); f ₁ (1530); f ₀ (1590); ω ₃ (1670); φ(1680); f ₂ (1720); f ₂ (2010); f ₄ (2050); f ₂ (2300);	26
0 запрещено	0	0	0			27
0 запрещено	0	0	0			28

1	2	3	4	5	6	7	8
5		$s^3(1)\tilde{u}^3(1)$ $s^2\tilde{d}^2$	1.4 2.4	3.1 2.2	$\begin{cases} -1/3 \\ -1/3 \end{cases}$	$\begin{matrix} -2/3 \\ +1/3 \end{matrix}$ Нет запретов	-1 0
5a		$b^3(2)\tilde{u}^3(1)$ $b^3(2)\tilde{d}^2$	2.4 2.4	3.1 2.2	$\begin{cases} -1/3 \\ -1/3 \end{cases}$	$\begin{matrix} -2/3 \\ +1/3 \end{matrix}$ Нет запретов	-1 0
6		$s^3(1)\tilde{c}^3(1)$	1.4	3.3	-1/3	-2/3 Дел. с отобр.	-1
6a		$b^3(2)\tilde{b}^2$	2.4	2.3	-1/3	-1/3 Дел. с отобр.	-1
7	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Diagram 1} \\ + \\ \text{Diagram 2} \end{array} \right.$	$u^1\tilde{d}^1$	1.1	1.2	+2/3	+1/3	+1
		$u^1u^3(1)$	1.1	3.1	+2/3	-2/3	0
		$\left\{ \begin{array}{l} d^3(1)\tilde{d}^1 \\ d^3(1)\tilde{u}^3(1) \end{array} \right.$	1.2 1.2	1.2 3.1	-1/3 -1/3	$\begin{matrix} +1/3 \\ -2/3 \end{matrix}$ Нет запретов	0 -1
8		$u^2\tilde{s}^2$	2.1	2.4	+2/3	+1/3	+1
		$d^2\tilde{s}^2\tilde{s}^1$	2.2	2.4	-1/3	+1/3 Наведение заряда	0

в один изомультиплет, должны удовлетворять таким условиям:

1. Гиперзаряд всех частиц одного изомультиплета одинаков.
2. Частицы одного изомультиплета должны иметь один аромат.
3. p -четность всех частиц одного изомультиплета должна быть одинакова.
4. Спин \mathcal{J} должен быть также одинаков у всех элементов изомультиплета. Из табл. 5.6 и 5.7 видно, что эти условия выполняются.

К частицам, входящим в один изомультиплет, сейчас предъявляется еще и требование точного равенства масс. Согласно ТФП (см. разд. 7 и 16), масса частиц может отклоняться от среднего стационарного состояния на величину $2\alpha/\pi$ от средней массы. Поэтому у частиц, объединенных в один изомультиплет, масса может отличаться на величину $2\alpha m_{cp}/\pi$, где m_{cp} — средняя масса частиц, входящих в изомультиплет.

9	10	11	12	13	14	15
1/2	-1/2	-1	-1	k^-		29
1/2	+1/2	-1	-1	k_s^0		30
1/2	-1/2	-1	-1	$B\bar{0}$		31
1/2	+1/2	-1	-1			32
0 запрещено	0	-2	-2	D_s^-		33
0 запрещено	0	-2	-2		$T; \chi_{b0};$ $\chi_{b1}; \chi_{b2};$ T_0	34
1	1	0	0	π^3	$a_0(980);$ $b_1(1235);$ $\pi(1300);$ $a_2(1320);$ $\rho_3(1690);$ $\rho(1700)$	35
1	0	0	0	↻		36
1	0	0	0		π^0	37
1	-1	0	0		π^-	38
1/2	+1/2	1	+1	k^+		39
1/2	-1/2	1	+1	k_L^0		40
на ЭЧВ запрещено						

Для полученных в ТФП кварковых изомультиплетов непосредственно из их структуры и состава можно определить такие квантовые числа: $B(L)$ – барионное (лептонное) число, I – изотопический спин, I_3 – проекцию изотопического спина, Y – гиперзаряд, аромат и цвет. Барионное число получаем прямо из структурной схемы, если в кварковой структуре два кварка и участвует ФВ как временный элемент структуры, то $B = 0$, а если нечетное число кварков, то $B = 1$. Изотопический спин определяется по известной формуле $I = \frac{N-1}{2}$, где N – количество частиц в изомультиплете. Проекция изотопспина определяется так: значение $I_3 = I$ присваивается частице с наибольшим электрическим зарядом, следующей по величине электрического заряда частице присваивается значение I_3 , на единицу меньшее предыдущего значения I_3 и т. д. Гиперзаряд Y определяется по известной формуле $Y =$

$= 2(q - I_3)$ для каждой частицы изомультиплета.

Изложение особенностей кварковой структуры в ТФП не будет полным, если не указать, почему мезонные структуры состоят из двух кварков, но при этом так же, как и кварковые структуры, состоящие из трех кварков, делят один исходный заряд ГЭЧ на три, а не на две части. Это происходит потому, что у мезонных структур фактически тоже три элемента, но третьим элементом служит не отдельная ЭЧВ, а прилегающий к ГЭЧ физический вакуум. В этом случае весь процесс преобразования целочисленного заряда у ГЭЧ в дробные заряды у кварков аналогичен тому, что происходит в десяти разрешенных барионных структурах, однако, поскольку собственно кварковую структуру образуют только два кварка, то один из них должен взять на себя ту часть заряда, которую в процессе возникновения кварковой структуры временно получил ФВ.

Это оказывается возможным, только если ЭЧВ-к в мезонной структуре будет антикварком и, следовательно, иметь заряд $-2/3$ или $+1/3$. Необходимо отметить, что указанное отличие мезонных кварковых структур от барионных ответственно за принцип Паули и связь спина со статистикой. На самом деле, мезонные кварковые структуры, образованные из кварков и антикварков, не имеют цветового поля — оно у них равно нулю, так как они образуются из кварка и антикварка. Кварковые структуры у барионов, наоборот, имеют цвет. Цветовое поле препятствует тому, чтобы в одной физической системе могли сосуществовать два тождественных кварка с одинаковыми квантовыми числами. Это связано с тем, что ФП расположено в 2ПП в тонкой струне, сканирующей по поверхности конуса (см. разд. 1–4 и ч. IV моногр.). Достаточно нарисовать структуру таких двух частиц, чтобы с очевидностью понять невозможность нахождения этих двух тождественных частиц в одном локальном пространстве. Конуса анизотропии со сканирующими по их поверхности струнами ФП не позволят двум тождественным частицам сосуществовать. Бесцветные мезонные структуры, наоборот, могут свободно размещаться в одной системе, имея одинаковые квантовые числа.

Действительно, в этом случае струны ФП взаимно гасятся и нет причин, которые бы мешали этим тождественным частицам мирно сосуществовать. Однако, согласно ТФП, концентрация мезонов не может быть бесконечно большой, так как не может быть выше концентрации ЭЧВ в окружающем частицы ФВ. Возникает вопрос, почему только две положительные ГЭЧ из разных рядов могут образовать КС с ЭЧВ по структурной схеме ($2ГЭЧ + 1ЭЧВ$). Разъясним это.

Внутренняя структура ГЭЧ и динамика распределения зарядов фундаментального поля внутри этой структуры показаны в табл. 5.3. Из табл. видно, что положительные ГЭЧ 1 и 2-го рядов ($\Delta = 1$ и 3) отличаются друг от друга — у положительных ГЭЧ 1-го ряда доминирует положительный заряд, ФП и У находятся на наружной орбите, а у по-

ложительной ГЭЧ 2-го ряда — на внутренней орбите. Поэтому эти две положительно заряженные ГЭЧ из разных рядов могут объединиться и создать устойчивую систему, составные части которой не будут аннигилировать. Это обеспечивается тем, что несмотря на одинаковость электрических зарядов, эти две ГЭЧ не будут стремиться оттолкнуться друг от друга, так как их будут притягивать друг к другу разноименные заряды ФП на орбитах: ГЭЧ 1-го ряда имеет на наружной орбите положительный заряд ФП, а ГЭЧ 2-го ряда — отрицательный, а на внутренней орбите — наоборот.

У всех отрицательно заряженных ГЭЧ ($NS = 1$ и 2 , $\Delta = 2$ и 4) отрицательный доминирующий заряд ФП находится на внутренней орбите, все они одинаковы в этом смысле и поэтому не могут создать устойчивую структуру из двух отрицательно заряженных ГЭЧ. Не могут создать кварковую структуру положительно и отрицательно заряженные ГЭЧ вместе, так как они при этом должны аннигилировать. Это и определяет зарядовые особенности ГЭЧ, образующих кварковую структуру.

Выше при описании механизма образования частиц мы говорили, что где-то реализуется только деление, а где-то — деление с отображением заряда ГЭЧ. От чего это зависит? У барионов это происходит потому, что деление заряда без отображения возможно только в том случае, когда в кварковой структуре есть кварки трех цветов. Если же в кварковой структуре кварки имеют только две цветовые разновидности, например $1, 2, 2$ или $2, 1, 1$ и др. сочетания, то механизм деления обязательно дополняется отображением, которое как бы компенсирует отсутствие одного цвета (симметрия, ответственная за этот процесс, может нарушаться).

У мезонов другая особенность. Если ЭЧ-к и ЭЧВ-к одного цвета, то возможно только деление заряда, так как в этом случае достигается бесцветность, если же в кварковой структуре ЭЧ-к и ЭЧВ-к разных цветов, то на ЭЧВ-к наводится "антицвет" от затравочной ГЭЧ, а этот процесс всегда должен сопровождаться отображением электрического заряда.

Мы отмечали также, что у частиц 3-го ряда — лептонов — нет кварковой структуры. Лептоны в этом смысле являются "голыми" частицами. Эти утверждения требуют разъяснения, которое мы здесь и даем. Основой физического вакуума является протон-антипротонный (p^+p^-) вакуум. Концентрация ЭЧВ в этом виде вакуума равна $n_w(p^+p^-) = 1,54541 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$, в то время как концентрация ЭЧВ у ближайшего к нему электрон-позитронного (e^+e^-) вакуума равна $n_w(e^+e^-) = 1,73009 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$, т. е. на 10 порядков меньше. Поэтому основные свойства физического вакуума, в частности диэлектрические проницаемости вакуума, определяются параметрами протона (антипротона). Из сказанного с неизбежностью следует, что ГЭЧ у частиц 3-го ряда

хотя и могут, в принципе, образовать аналог КС — устойчивую структуру с элементарными частицами своего вакуума, — но эта структура имеет очень малую вероятность существования в течение времени τ , которое бы удовлетворяло соотношению неопределенности $m c^2 \tau \geq \hbar$.

Исключения из этого правила столь редки, что несмотря на то, что в 3-м ряду разрешенных ГЭЧ может быть около миллиона, из них только 10 состояний, согласно расчету на ЭВМ, имеют разумную вероятность быть наблюдаемыми в нашем мире (подробнее об этом см. ч. IV моногр.). Три из этих состояний уже открыты — это электрон, мюон, тау-лептон и их античастицы. Четвертое состояние с массой и зарядом позитрона, но временем жизни $1,02 \cdot 10^{-9}$ с практически тоже обнаружено в твердых телах. Однако эту частицу принято именовать "дыркой", хотя полвека, прошедшего после введения Дираком этого понятия, никем до сих пор не установлено, что такое "дырка Дирака" кроме того, что это — нечто, имеющее положительный заряд и массу позитрона. Согласно ТФП, это лептон со временем жизни $1,02 \cdot 10^{-9}$ с. Частицы 4-го ряда и последующих — вообще в нашем мире не наблюдаемы непосредственно в свободном состоянии.

Предсказанные, согласно ТФП, еще не открытые состояния лептонов, в принципе могущие быть наблюдаемыми в нашем мире, имеют параметры:

1. Масса $4655,82 m_e$, время жизни $1,08 \cdot 10^{-13}$ с.
2. Масса $2793,52 m_e$, время жизни $2,68 \cdot 10^{-13}$ с.
3. Масса $2327,95 m_e$, время жизни $3,45 \cdot 10^{-13}$ с.

Параметры тау-лептона, предсказанного в публикациях по ТФП в начале 1975 г. [7], блестяще подтвердились уже в 1982 г. (см. подробнее в ч. IV).

Таким образом, частицы 3-го ряда наблюдаемы в очень редких случаях. Кроме того, у этих частиц радиус структуры на 3 порядка больше, чем радиус у частиц 1-го ряда. Поэтому частицы 3-го ряда в сильных взаимодействиях участвовать не могут. Однако у лептонов, особенно у самой стабильной из известных частиц — электрона, существует аналог кварковой структуры в виде объединения "голового" электрона с возбужденными ЭЧВ электрон-позитронного вакуума. Но этот аналог не есть кварковая структура в том виде, в каком она описана нами здесь. Эта структурная схема требует особого разбора, и мы здесь на ней останавливаться не будем. Таковы вкратце структурные особенности лептонов.

Описываемая здесь физическая модель КС позволяет решить поставленную экспериментом загадку K_L^0 и K_S^0 мезонов. Как видно из табл. 5.7, в мультиплетях 5 (КС № 30) и 8 (КС № 40) есть две кварковые структуры ($d^2 s^2$) и ($s^2 d^2$), которые отличаются только тем, что в одном случае d -кварк — ЭЧ-кварк, а s — ЭЧВ-кварк, а в другом — наоборот, причем обе КС, входящие в данный изомультиплет, имеют нулевой заряд. Хотя обе структуры имеют заряд нуль, они будут обладать раз-

ными свойствами и в первую очередь — разными временами жизни. В остальном обе КС почти неразличимы. В существующих представлениях о КС они вообще неразличимы, ибо разница между ЭЧ-кварками и ЭЧВ-кварками раньше не была известна.

Кроме того, в этом изомультиплете, состоящем из двух пар частиц, нарушается одна из важнейших симметрий, что приводит к тому, что у составляющих изомультиплет пар — разный гиперзаряд. Такого нарушения нет ни в одном из 19 изомультиплетов как у барионов, так и у мезонов.

Это первое, сколько нам известно, объяснение природы нарушения CP симметрии у K_L^0 - и K_S^0 -мезонов, с которыми этот изомультиплет отождествляется.

Мы уже говорили о том, что особенности кварковой структуры барионов и мезонов определяют их статистику и ответственны за принцип Паули. Здесь мы хотим это утверждение дополнить. Основное отличие кварковой структуры барионов от структуры мезонов состоит в том, что в последнем случае элементом структуры служит физический вакуум. Легко видеть, что при участии ФВ в формировании структуры число аналогичных частиц в некотором конечном объеме может быть большим и лимитируется только концентрацией ЭЧВ, которая очень велика. Поэтому мезоны с одинаковым набором квантовых чисел могут сосуществовать в малом объеме в очень больших количествах. В то же время два тождественных бариона сосуществовать в одной физической системе не могут. Все свойства бариона однозначно определяются свойствами составляющих его кварков, а струнная структура этих кварков одна, и только одна.

Таким образом, основное отличие бозонов от фермионов определяется тем, что у бозонов элементом кварковой структуры является физический вакуум и поэтому эта структура может иметь очень большое, хотя и не бесконечно большое количество структурных аналогов с тождественными свойствами. У фермионов, наоборот, структура однозначно определяется тремя кварками, и тождественного аналога эти три кварка образовать не могут. Легко видеть, что это определяет физическое существо принципа Паули, который не разрешает фермионам иметь тождественного аналога с тем же набором квантовых чисел в одной системе. Таким образом, у фермионов и бозонов разная кварковая структура, разная внутренняя симметрия, а следовательно, и разная статистика. Изложенное здесь обоснование принципа Паули и связи статистики ЭЧ, рассматриваемых как кварковые структуры, со спином приводит к некоторому уточнению этих фундаментальных принципов современной микрофизики.

Первое уточнение состоит в том, что единой системой, где не могут, согласно принципу Паули, сосуществовать два фермиона, должна считаться любая физическая система, состоящая из фермионов, между которыми, в границах данной системы, сохраняется взаимодействие

струн фундаментального поля. Вне этой системы принцип Паули не работает, так, например, нельзя утверждать, что на Земле и на Солнце нет двух тождественных протонов с одинаковыми квантовыми числами только потому, что оба эти протона принадлежат одной солнечной системе.

Второе уточнение состоит в том, что максимальное число бозонов в единице объема не может превышать концентрацию ЭЧВ-вакуума, с которым эти бозоны взаимодействуют, и, следовательно, не может быть бесконечно большим. Современные представления позволяют допустить существование систем с бесконечно большим количеством бозонов в конечном объеме.

В заключение упомянем такие особенности кварковых структур ТФП, которые показывают, что они, в отличие от обычных кварков, имеют свойства, полностью соответствующие эксперименту.

1. Кварки в ТФП — есть элементы структуры и возникают при ее образовании, при разрушении структуры ЭЧ-кварки превращаются в ГЭЧ, а ЭЧВ-кварки — в ЭЧВ. Устойчивых состояний свободных кварков с дробным зарядом нет, что, в принципе, и соответствует эксперименту.

2. При разрушении КС их элементы могут при особых внешних условиях под влиянием внешних сил находиться некоторое время в "кварковом" состоянии. Однако это состояние, как и всякое метастабильное состояние, очень неустойчиво и недолговечно. Это полностью соответствует непроверяемым экспериментам Фербанка, которые до сих пор никто не смог объяснить [125].

3. Описанное здесь представление об ЭЧ как кварковых структурах, рассмотренных в рамках ТФП, позволяет, как мы увидим в ч. IV, не только точнее рассчитать параметры элементарных частиц, но и определить такие квантовые числа, как барионное число B , изотопический спин I и его проекцию I_3 , гиперзаряд, цвет и аромат. Кроме того, знание основных особенностей КС облегчает правильный расчет масс, зарядов, спинов и магнитных моментов ЭЧ.

6 ВЫВОДЫ

1. обстоятельно проанализировано состояние проблемы и обоснованы исходные принципы, основные понятия.

2. Осознание необходимости создания единой теории, которая охватывала бы все взаимодействия в веществе, произошло сравнительно недавно. Многие годы подавляющее большинство физиков не соглашалось с Эйнштейном, который последние десятилетия своей жизни отстаивал необходимость создания единой теории всех взаимодействий материи, именно материи, полагая, что единая теория будет

охватывать все сущее. На самом деле, как будет ясно из всего содержания данной книги, речь идет не о всей материи, а о единой теории вещества, т. е. такой материальной субстанции, которая обладает массой как мерой инерции. Современная теория вещества опирается на квантовые теории и теории относительности — ОТО и СТО. В основе представления о структуре материи лежит понятие о квантовой лестнице. Ступени квантовой лестницы таковы: 1-я — молекулярно-кристаллическая ступень, 2-я — атомная, 3-я — ядерная и 4-я — субъядерная. Предполагалось, что этим исчерпывается все вещество. В работе показано, что это неправомечно. Замкнутая единая теория может быть построена только в том случае, если будут учтены и другие более глубокие ступени в структуре вещества, а именно: виртуальное состояние, которое постулировано, используется, но не объясняется; физический вакуум, который введен в физику, но сущность которого не раскрыта; основной кирпичик Мироздания, названный фундаментом, и единство этого кирпичика Мироздания со всей Вселенной.

3. Рассмотрена новая парадигма, названная Парадигмой для жизнеспособных и развивающихся систем (ПЖиРС). Эта парадигма рассматривается как методологическая и математическая основа построения Единой теории поля — ТФП. Указывается, что ПЖиРС является или, точнее, может являться основой более общих теорий, которые охватывают не только вещество, но и другие формы материи. В данной книге эта парадигма используется как основа ТФП.

4. Показано, что современная математика не может рассматриваться только как средство анализа уже найденных, сформулированных и обоснованных физических принципов теории и закономерностей. Оказывается, что современная математика обладает и эвристической ценностью. Она может быть не только средством анализа, но и основой развития самих принципов и законов физической теории. Эти огромные эвристические возможности математики не только серьезно не использовались ранее, но, более того, не признавались.

Математика как эвристическое средство новейших исследований в естествознании в рамках этой работы, конечно, подробно не рассматривается. Сравнительно малый объем работы не позволяет даже обстоятельно раскрыть всю структуру тех разделов современной математики, которые могут рассматриваться как фундамент эвристической возможности формирования основ теории, поэтому здесь даются основные выводы современной математики, которые входят в стержень эвристического подхода математического обоснования основ теории. Эти перспективные формулировки называются определениями-резуэме (ОР). Перечисляются основные ОР, дается их расшифровка со ссылкой на соответствующую литературу, чтобы читатель мог подробно ознакомиться с теми разделами современной математики, которые рассматриваются как основа эвристики построения теории.

5. В биологии существует очень важное по нашему мнению, даже

фундаментальное понятие, которое именуется метаморфоз. Фактически это частный случай метаморфоза — временной метаморфоз. Например, бабочка до превращения в эту живую сущность проходит эволюционный период жизни в виде куколки, а до этого — в виде гусеницы. Все три живых объекта являются законченным, самостоятельно существующим живым объектом. Оказывается, что природа не ограничивается использованием временного метаморфоза, т. е. превращения самостоятельно живущего объекта в разные виды во времени. В природе реализуется не только временной, но и пространственный метаморфоз. Пространственный метаморфоз — это существование одного и того же объекта объективно в одно и то же время, но в разных пространствах, т. е. один и тот же объект может быть в одном пространстве одним, а в другом пространстве — совершенно другим объектом по своим структурным и жизненным характеристикам, обычное евклидово пространство не может реализовать пространственный метаморфоз. В трехмерном евклидовом пространстве, при непрерывно текущем в одну сторону времени, пространственный метаморфоз невозможен. Природа для реализации пространственного метаморфоза использует расслоенные и многомерные пространства. Расслоенные и многомерные пространства рассматриваются в книге не как абстрактные математические объекты, удобные для формализации тех или иных законов и представлений, а как реально существующие в природе сущности. Расслоенные и многомерные пространства не абстракция, а реальность. Без учета этого фундаментального принципа, реализованного окружающей нас природой, построение завершенной замкнутой единой теории вещества невозможно, так как основные объекты вещества существуют в расслоенных пространствах и, естественно, не могут описываться в простейших пространствах, которые мы считали и считаем неправомерно как единственные реальности природы.

6. Парадигма для жизнеспособных и развивающихся систем требует, чтобы единая замкнутая структура всех структурных особенностей кирпичиков вещества описывалась соответствующей диаграммой пространства-времени, которая бы удовлетворяла требованиям замкнутости и коммутативности. Если основные структурные виды того или иного самостоятельного объекта вещества не могут образовать в разных подпространствах замкнутой системы, удовлетворяющей условиям коммутативности, то такие системы не могут самостоятельно существовать и тем более претендовать на жизнеспособность.

7. Показано, что в основе построения вещества лежит скалярное поле, имеющее свои истоки-заряды. Это скалярное поле образует основные натяжения — силы в мире вещества, — объединяя всю Вселенную с ее основными элементами — центрами Вселенной, зарядами фундаментального поля. Поскольку каждый элемент, являющийся основополагающим в веществе, является центром этой Вселенной, то Вселенная является замкнутым геометрическим объектом, каждая точка которого

является центром этого объекта. Таким объектом является замкнутая трехмерная сфера S^3 .

Найдено основное уравнение скалярной составляющей фундаментального поля. Оказалось, что из этого уравнения следуют такие исключительные свойства скалярного поля, которые не были присущи ни одному полю, ранее рассматриваемому в физике.

Скалярная составляющая ФП создается во всей Вселенной не нулевой и не бесконечной, а конечной заряд. Особенно интересно и показательно то, что если проинтегрировать плотность заряда, созданного фундаментальным во всей Вселенной, то оказывается, что интеграл, суммирующий этот заряд, не только конечен, а точно равен постоянной (именуемой зарядом), которая входит в уравнение скалярной составляющей поля. Кроме того, плотность заряда скалярной составляющей фундаментального поля является конечной во всем пространстве от центра заряда до любой точки пространства.

8. Показано, что в ТФП пространство-время-вещество объединены в Закон триединства (ЗТ). Уравнение общей теории относительности, которое связывает пространство-время с веществом (у Эйнштейна — с материей), на самом деле является не локальным законом, определяющим гравитационное взаимодействие, а единым законом триединства для всех пространств, в которых одновременно существует данный объект. То есть, существует ковариантная связь пространства-времени и вещества во всех подпространствах, в которых в соответствии с пространственным метаморфозом одновременно существует объект микромира как в базе, так и в слое, так и во всем объемлющем слое и базу пространстве.

9. В ТФП показано, что физический вакуум является материальной субстанцией, которая состоит из элементарных частиц вакуума — ЭЧВ. ЭЧВ представляет собой объединение частицы и античастицы, сосуществующее в слое объемлющего пространства, базой которого является лабораторное пространство. В этом пространстве мы наблюдаем микромир. В нашем пространстве элементарные частицы не имеют структуры, они точечные. В то же время, согласно пространственному метаморфозу, элементарная частица одновременно существует в слое, где имеет явную структуру. Мы эту структуру не можем наблюдать, но можем наблюдать результаты взаимодействия частиц со структурой, в другом подпространстве (слое). Поэтому, и только поэтому, мы в одних экспериментах не наблюдаем структуру частиц, они точечные, а в других экспериментах, наблюдая результат взаимодействия между частицами, убеждаемся в том, что они имеют структуру, ибо они взаимодействуют на самом деле в пространстве, в котором таковая есть. Концентрация ЭЧВ очень велика: у электрон-позитронного вакуума она имеет порядок 10^{29} частиц в 1см^3 , у протон-антипротонного — на 10 порядков больше. Понятно, что элементарные частицы в физическом вакууме существовать без взаимодействия с ним не могут. Поэтому

изолированных — "голых" элементарных частиц (ГЭЧ) — быть не может, ГЭЧ обязательно должны присоединить к себе какие-то ЭЧВ. Чисто голыми элементарными частицами являются только сами ЭЧВ, поэтому они и не наблюдаются в нашем лабораторном пространстве, в котором их нет. В то же время, когда ГЭЧ объединены с ЭЧВ, возникает структура ГЭЧ + ЭЧВ, которая и является тем, что сейчас называют кварковой структурой элементарных частиц. То есть, согласно ТФП, кварковая структура — это есть объединение определенным образом возбужденных ГЭЧ и ЭЧВ. Вот эти элементы возбужденных ГЭЧ и ЭЧВ, которые образовали кварковую структуру (КС), и являются кварками. Построенная на этом принципе теория кварков не только совпадает с экспериментом и с основными идеями существующей теории кварков, но объясняет природу этих элементов у элементарных частиц — кварков. Выясняется, почему у кварков дробный заряд и почему они имеют некое силовое поле, которое произвольно и, по существу, неправильно назвали "цвет". Выясняется, чем отличается один вид кварков от других, т. е. природа того свойства кварков, которое тоже неправомерно назвали "аромат". Теория кварков и следствие из нее излагается в последнем подразделе I-й части книги.

II ЧАСТЬ

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕОРИИ И ИХ РЕШЕНИЯ

7 ЗАКОН ТРИЕДИНСТВА ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ И ВЕЩЕСТВА

Перепишем основное уравнение триединства (см. уравнение 5.53)

$$R_{\mu\nu}^{(\mathcal{F})} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}^{(\mathcal{F})} (R_{(\mathcal{F})} - 2\Lambda_{(\mathcal{F})}) = \frac{8\pi\gamma_{(\mathcal{F})}}{c^4} T_{\mu\nu}^{(\mathcal{F})}. \quad (7.1)$$

Известно, что существует много решений уравнений такого типа даже в рамках ОТО. Выше мы уже рассматривали часть этих решений и здесь будем существенно опираться как на рассмотренную там структуру решений уравнений типа (7.1), так и, особенно, на кардинально новую интерпретацию математической сущности этих решений. Этот новый подход связан с использованием пространственного метаморфоза, являющегося краеугольным камнем нашей методологической основы ПЖиРС. В рамках этого подхода все решения (7.1) следует рассматривать как реализующиеся только в расслоенных пространствах, ибо, согласно нашей интерпретации "псевдогеометрии" (в том числе и псевдоевклидова геометрия Минковского и псевдориманова геометрия), потому, и только потому, имеют разнозначную сигнатуру, что положительные члены квадрата, например, простейшего интервала

$$ds^2 = g_{00}c^2 dt^2 - g_{11}dr^2 - g_{22}d\theta^2 - g_{33}d\varphi^2 \quad (7.2)$$

относятся к действительной базе расслоения, отрицательные — к слою, находящемуся в мнимой области, а весь интервал геометрически расположен в объемлющем пространстве, которое является комплексным.

Более того, объекты ТФП, в соответствии с принципом пространственного метаморфоза, существуют в нулевом подпространстве, где проявляется скалярная составляющая ФП, и во втором и третьем подпространствах, где заряды, распределенные в нулевом подпространстве во всем пространстве, концентрируются в точках, которые обязательно движутся с определенными скоростями. Поэтому, и только поэтому, мы вправе говорить о скорости движения даже в статических условиях нулевого подпространства. Поэтому, и только поэтому, точечные бес-

структурные заряды, наблюдаемые непосредственно в первом (лабораторном) подпространстве, проявляют в нем, тем не менее, такие, связанные с пространственной структурой свойства, как спин, магнитный момент, масса и т. п. Эти характеристики проявляются в лабораторном подпространстве, но образуются и рассчитываются в других структурных элементах расслоенного пространства.

Мы напомним все это читателю, для того чтобы проводимый ниже расчет основных параметров всех видов взаимодействия, в которых может участвовать ЭЧ, был понятен читателю, который при ознакомлении с этими расчетами восстановит в памяти ранее изложенные в монографии сведения.

Решаем уравнения ЗТ для условия

$$\frac{dE}{dg_{00}} = 0, \quad (7.3)$$

кроме того, считаем, что

$$g_{00} = 1 - \frac{2r_\gamma}{r}, \quad g_{33} = r^2; \quad (7.4)$$

$$r_\gamma = \frac{2\gamma m_\gamma}{c^2} (m_\gamma - \text{масса, создающая поле}).$$

Из уравнений Шредингера и Гамильтона-Якоби непосредственно следует:

$$E^2 = \left[\frac{M^2}{r_\gamma^2} (1 - g_{00})^2 + m^2 c^2 + g_{00} \left(\frac{\partial s_2}{\partial r} \right)^2 \right] g_{00} c^2. \quad (7.5)$$

Налагая на (7.5) условие (7.3), имеем

$$\begin{aligned} & \frac{M^2}{r_\gamma^2} (g_{00} - 1) (3g_{00} - 1) + m^2 c^2 + \frac{dA m(g_{00})}{dg_{00}} (1 + g_{00})^2 g_{00} + \\ & + 2As(g_{00})g_{00} + \frac{dAs(g_{00})}{dg_{00}} g_{00} = 0. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Если

$$\frac{M^2}{r_\gamma^2} = \text{const} \quad (7.7)$$

и орбита устойчива, т. е.

$$dr = 0, \quad (7.8)$$

то в (7.6) последние 3 члена равны нулю и остается только

$$\frac{M^2}{r^2 \gamma} (g_{00} - 1) (3g_{00} - 1) + m^2 c^2 = 0. \quad (7.9)$$

Так как $(g_{00} - 1) (3g_{00} - 1) = (1 - g_{00}) (1 - 3g_{00})$, то

$$\frac{M^2}{r^2 \gamma} (1 - g_{00}) (1 - 3g_{00}) + m^2 c^2 = 0, \quad (7.10)$$

откуда

$$M^2 = - \frac{m^2 c^2 r^2 \gamma}{(1 - g_{00}) (1 - 3g_{00})}, \quad (7.11)$$

с учетом (7.4)

$$M^2 = - \frac{m^2 \cdot 4 \gamma^2 m_\gamma^2}{c^2 (1 - g_{00}) (1 - 3g_{00})} \quad (7.12)$$

или

$$M = \frac{i m_\gamma m \cdot 2 \gamma}{c (1 - g_{00})^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2}}, \quad (7.13)$$

считая, что $m_\gamma = (m_+) + (m_-)$ и что это соответствует продольной части наблюдаемой массы m , т. е. что

$$m_\gamma = \frac{m_0}{(1 - \beta^2)^{3/2}} f(\beta) = \frac{m}{(1 - \beta^2)} f(\beta), \quad (7.14)$$

где

$$f(\beta) = \frac{a_g (1 - g_{00}) (1 - 3g_{00})}{R_\Phi^3 \varepsilon_\Phi^{3/2}}. \quad (7.15)$$

Здесь и далее все обозначения – согласно принятым в ч. IV, специально посвященной расчету параметров ЭЧ. По физическому смыслу должно выполняться равенство

$$\frac{\gamma m_p^2}{r^2} = \frac{\alpha \hbar c}{r^2}, \quad (7.16)$$

где γ и α – константы эквивалентных "гравитационных" и полевых взаимодействий ФП. Из (7.16)

$$\alpha = \frac{\gamma m_p^2}{\hbar c}, \quad (7.17)$$

тогда, например для протона имеем

$$\alpha_p = \frac{\pi(1 - \beta_1^2)_p K \Phi^{1/2} \epsilon \Phi^{3/2}}{a_{gp}(1 - g_{00})^{1/2} p^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2}} = 7,29\ 735\ 256\ 0 \cdot 10^{-3}; \quad (7.18)$$

$$\begin{aligned} \gamma(\text{эл}) = \gamma_p &= \frac{\pi \hbar c (1 - \beta_1^2)_p k \Phi^{1/2} \epsilon \Phi^{3/2}}{m_p^2 a_{gp} (1 - g_{00})^{1/2} p^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2}} = \\ &= 8,24\ 643\ 757\ 4 \cdot 10^{+28} \end{aligned} \quad (7.19)$$

Это константа "сильной гравитации" для электромагнитных взаимодействий протона.

Для любой i -й частицы "сильная гравитация", эквивалентная электромагнитным взаимодействиям, определяется так:

$$\gamma_{\text{эл}} = \frac{s_p^2 (1 - \beta_2^2)_i \pi \hbar c k \Phi^{1/2} \epsilon \Phi^{3/2} (1 - \beta_1^2)_i}{s_i^2 (1 - \beta_1^2)_i K_N m_i^2 a_{gi} (1 - g_{00})^{1/2} p_i^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2}} = \text{const}, \quad (7.20)$$

где K_N - некий нормализующий множитель порядка единицы. Численное значение $\gamma_{\text{эл}}$ поддается определению для всех ЭЧ!

Например, $\gamma_{\text{эл}}$ для электрона, у которого $(1 - \beta_1^2)_e = 6,33\ 346\ 557\ 0 \cdot 10^{-10}$, $m_e^2 = 8,29\ 809\ 999\ 6 \cdot 10^{-55}$ (см. ч. IV), $\gamma_{\text{эл}} =$

$$= \frac{\pi\ 3,16\ 153\ 0263 \cdot 10^{-17} \times 6,33\ 346\ 5571\ 0 \cdot 10^{-10} \times 1,00\ 000\ 054\ 9}{8,29\ 809\ 999\ 6 \cdot 10^{-55} K_N} =$$

$$= \frac{6,29\ 056\ 716\ 2 \cdot 10^{-29}}{K_N} = \frac{7,58\ 073\ 193\ 3 \cdot 10^{28}}{K_N}, \quad \text{что меньше}$$

$8,24\ 643\ 757\ 4 \cdot 10^{28}$ у протона в $1,08\ 781\ 548\ 3$ раз, если считать K_N равным единице.

Но для электрона

$$K_N = \frac{8s_p^2(1 - \beta_2^2)_p}{9s_e^2(1 - \beta_1^2)_p} = (1,08\ 767\ 838\ 4)^{-1}, \quad (7.21)$$

и тогда у электрона и протона

$$\gamma_{\text{эл}}/e = \gamma_{\text{эл}}/p = 8,24\ 643\ 7\ 57 \cdot 10^{28}.$$

Итак, для любой ЭЧ

$$\alpha = \frac{\pi(1 - \beta_1^2) K \Phi^{1/2} \epsilon \Phi^{3/2}}{a_g(1 - g_{00})^{1/2} p^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2}}, \quad (7.22)$$

$$\gamma = \frac{\pi(1 - \beta_1^2) K \Phi^{1/2} \epsilon \Phi^{3/2} \hbar c}{a_g(1 - g_{00})^{1/2} p^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2} m^2} = \frac{\alpha \hbar c}{m^2} \quad (7.23)$$

Мы намеренно не написали у α и γ индекс "эл", так как (7.22) и (7.23) носят универсальный характер для всех видов взаимодействия в веществе.

Итак, в 2ПП фундаментальное поле создает электромагнитное взаимодействие, характеризуемое (7.22) и (7.23).

В 3ПП (7.22) с учетом того, что

$$g_{00}^{(3)} = (|\beta_1^{(3)}|^2 + |\beta_2^{(3)}|^2 - 1). \quad (7.24)$$

$$\beta_1^{(3)} = n_{1p}\beta_{1p}; \quad \beta_2^{(3)} = n_{2p}\beta_{2p},$$

получаем для $\alpha^{(3)}$

$$\alpha^{(3)} = \frac{\pi \left(1 - \frac{1}{n_1^2 \beta_1^2}\right)_p k_{\Phi}^{1/2} \varepsilon_{\Phi}^{3/2}}{\left(3^{1/2} \left(1 + \frac{n_2^2 \beta_2^2}{n_1^2 \beta_1^2}\right)\right)_p \left(1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{n_2^2 \beta_2^2}{n_1^2 \beta_1^2}\right) n_1^2 \beta_1^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{n_2^2 \beta_2^2}{n_1^2 \beta_1^2}\right) 3 n_L^2 \beta_L^2}\right)^{1/2}} a_g. \quad (7.25)$$

По физическому смыслу для третьего подпространства

$$a_g^{(3)} = \left| \frac{R_2^{(3)} (1 - \beta_2^2)^{3/2}}{R_1^{(3)} (1 - \beta_1^2)^{3/2}} \frac{a_{gp}^{1/2}}{\varepsilon_{2p}^{3/2}} \right|^2 \frac{(1 - \beta_1^2)^{3/2} \varepsilon_{2p}^{1/2}}{(1 - \beta_2^2)^{3/2} \varepsilon_{1p}}, \quad (7.26)$$

где a) первый член – полный аналог $a_{gp}^{1/2} = \frac{R_2 (1 - \beta_2^2)^{3/2}}{R_1 (1 - \beta_1^2)^{3/2}} =$

$$= \frac{\beta_2 n_2 (1 - \beta_2^2)^{3/2}}{\beta_1 n_1 (1 - \beta_1^2)^{3/2}} = \frac{\beta_2 K_g}{\beta_1 K_x} = \frac{\beta_2 K_y}{\beta_1 K_x};$$

б) второй член $\frac{a_{gp}^{1/2}}{\varepsilon_{2p}^{3/2}}$ – есть множитель перехода из 3ПП в расчетное

подпространство ($3 \rightarrow 1$);

в) $\frac{(1 - \beta_1^2)^{3/2}}{(1 - \beta_2^2)^{3/2}}$ – дополнительный множитель при отображении;

г) $\frac{\varepsilon_{2p}^{1/2}}{\varepsilon_{1p}}$ – множитель, учитывающий диэлектрическую проницаемость

физического вакуума.

С учетом (7.24) уравнению (7.25) удобно придать и такой вид:

$$\alpha^{(3)} = \frac{\pi (|\beta_1^{(3)}|^2 - 1) k_{\Phi} \varepsilon_{\Phi}^2}{a_g^{(3)} (|\beta_1^{(3)}|^2 + |\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{1/2} (3|\beta_1^{(3)}| + 3|\beta_1^{(3)}|^2 - 1)^{1/2}}, \quad (7.27)$$

где

$$a_g^{(3)} = \left| \frac{R_2^{(3)} (1 - \beta_2^2)^{3/2}}{R_1^{(3)} (1 - \beta_1^2)^{3/2}} \right|^2 \cdot \frac{(1 - \beta_1^2)^{3/2} \varepsilon_{2p}^{1/2}}{(1 + \beta_2^2)^{3/2} \varepsilon_{1p} k_{\Phi p} \varepsilon_{\Phi}^{1/2}}; \quad (7.28)$$

$$\frac{R_2^{(3)}}{R_1^{(3)}} = \frac{m_1^{(3)} \varepsilon_{gp}^{1/2}}{m_2^{(3)} \varepsilon_{2p}^{3/2}} = \sqrt{\frac{8}{9}} \frac{a_{gp}^{1/2}}{\varepsilon_{2p}^{3/2}}, \quad (7.29)$$

и тогда, подставляя соответствующие численные значения, получим

$$\alpha^{(3)} = 1,00\,000\,000\,3,$$

т. е. $\alpha^{(3)}$ равно единице с точностью нашего расчета, и поскольку

$$\gamma^{(3)} = \alpha^{(3)} \frac{\hbar c}{|m^{(3)}|^2}, \quad (7.30)$$

то

$$\gamma^{(3)} = \frac{\hbar c}{|m^{(3)}|^2}. \quad (7.31)$$

Таким образом, константы сильного и сверхсильного взаимодействий нами найдены.

Для нахождения соответствующих констант слабого взаимодействия учтем, что между константами полевого взаимодействия в ЗПП и в расчетном ПП (в этом ПП и происходит слабое взаимодействие) существует такая связь:

$$\alpha_{\text{сл}} = \alpha^{(3)} \frac{(1 - \beta_1^2)_p}{(|\beta_1^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}}, \quad (7.32)$$

а так как $\alpha^{(3)} = 1$, то

$$\alpha_{\text{сл}} = \frac{(1 - \beta_1^2)_p}{(|\beta_1^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}}. \quad (7.32a)$$

Учитывая, что сильное (сверхсильное) и слабое взаимодействия обеспечиваются струной ФП, вдоль струны величина поля, следовательно, и взаимодействия меняются линейно, то с учетом того, что в третьем ПП масштаб длины отличается в $\pi(1 - \beta_2^2)^{3/2}_p$ раз, получим, что радиус слабого взаимодействия

$$R_{\text{сл}} = \frac{\alpha^{(3)} \pi (1 - \beta_2^2)^{3/2}_p}{\alpha_{\text{сл}}} R^{(3)}, \quad (7.33)$$

и так как $R^{(3)} = 1,29\,437 \cdot 10^{-33}$ см., то $R_{\text{сл}} = 1,96\,740 \cdot 10^{-16}$ см. Это очень хорошо соответствует известным из эксперимента представлениям о радиусе действия сил слабого взаимодействия.

Поскольку и для слабого взаимодействия справедлива формула

$$\gamma_{\text{сл}} = \alpha_{\text{сл}} \frac{\hbar c}{m_p^2}, \quad (7.34)$$

то мы легко находим и для него значение $\gamma_{\text{сл}} \equiv \gamma^{(2 \rightarrow 1)}$.

Таким образом, существуют три константы полевого взаимодействия:

- 1) сильного (сверхсильного) — $\alpha^{(3)} = 1$;
- 2) электромагнитного — $\alpha^{(2)} = 7,29\,732\,066 \cdot 10^{-3}$;

3) слабого — $\alpha^{(2 \rightarrow 1)} = 1,62\,165\,447 \cdot 10^{-14}$, — и соответствующие им константы "сильной гравитации":

- 1) сильного (сверхсильного) взаимодействия — $\gamma^{(3)} = 6,67\,167\,175 \cdot 10^{-8}$ см³/г · с;
- 2) электромагнитного — $\gamma^{(2)} = 8,24\,643\,757 \cdot 10^{28}$ см³/г · с; (7.36)
- 3) слабого взаимодействия — $\gamma^{(2 \rightarrow 1)} = 1,83\,256\,493 \cdot 10^{17}$ см³/г · с;
- 4) макроскопического гравитационного взаимодействия — $\gamma^{(1)} = 6,67\,244\,446 \cdot 10^{-8}$ см³/г · с. (7.37)

В ТФП впервые получен результат, согласно которому константы гравитационного взаимодействия в самых глубинных областях микромира и в макромире очень близки, почти равны, но равны не точно. Чрезвычайно важным является результат расчета этих констант, который приводит к тому, что

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma^{(3)}} = 1,00\,011\,582, \quad (7.38)$$

и в то же время

$$\left(\frac{\epsilon_{1p}}{\epsilon_{2p}} \right)^{1/2} = 1,00\,011\,583. \quad (7.39)$$

Таким образом, константы гравитационного взаимодействия в третьем и первом подпространствах различаются на отношение корней квадратных из диэлектрических проницаемостей физического вакуума для наружного (ϵ_{1p}) и внутреннего (ϵ_{2p}) круговых токов структуры протона в ПП ($2 \rightarrow 1$).

8 ВОЗНИКНОВЕНИЕ СПИНОРНЫХ И ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ В ТФП

Известно [144], что Дирак получил спинорное уравнение поля из уравнения скалярного поля Клейна-Гордона путем факторизации оператора $(\square - m^2)^x$.

$$(8.1)$$

Таким образом [3],

$$(\square - m^2) \equiv \left(i\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} + m \right) \left(i\gamma^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m \right). \quad (8.2)$$

Для получения из скалярного уравнения ТФП спинорного уравнения поступаем следующим образом. Для спектра разрешенных значений постоянной R в (5.34) правая его часть равна нулю на поверхностях сфер S_i^2 , на которых R принимает спектр дискретных значений $R = |R|_1; |R|_2; \dots |R|_n$.

$$(8.3)$$

Эти сферы являются границами многообразий, для которых верно (5.34), следовательно, у этого спектра значений R на соответствующих S^2 выполняется условие

$$\Delta\varphi + R^{-2}\varphi = 0 \quad (R = \hbar/mc \rightarrow 1/m, \text{ если } \hbar = c = 1). \quad (8.4)$$

Однако для оператора $\Delta + R^{-2}$ применить способ Дирака (8.2) нельзя, так как оператор, не зависящий от времени, не допускает факторизации типа (8.2). Вводим время и заменяем (5.34) на

$$\square\varphi + \varphi R^{-2} = q \frac{\varphi}{r^2} \left(\frac{R^2}{r^2} - 2 \frac{R}{r} + \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (8.5)$$

(правая часть, как не зависящая от времени, сохраняется). Легко убедиться в том, что в этом случае для спектра на этих поверхностях факторизация Дирака (8.2) допустима, однако далеко не для всех возможных решений (8.5), а только для тех, которые удовлетворяют условию

$$\frac{\partial}{\partial x_0} \psi = -i(\gamma_0)^{-1} [m\varphi_{\text{ФП}} + m\psi - i\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} \psi], \quad (8.6)$$

где $\psi = \varphi - \varphi_{\text{ФП}}$ — потенциал, являющийся решением (8.5);

^{x)} Здесь обозначения — согласно [3].

$$\varphi_{\text{ФП}4} = \begin{pmatrix} \varphi_0 \text{ ФП} \\ \varphi_1 \text{ ФП} \\ \varphi_2 \text{ ФП} \\ \varphi_3 \text{ ФП} \end{pmatrix} - \text{четырёхкомпонентная функция потенциала ФП. (8.7)}$$

И, следовательно, из (8.5) и (8.2) имеем два спинорных уравнения:

$$\left(i\gamma^n \frac{\partial}{\partial x^n} - R^{-1} \right) \psi(x) = 0; \quad (8.8)$$

$$\left(i\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} + R^{-1} \right) \psi(x) = 0, \quad (8.9)$$

которые справедливы только для указанных поверхностей S^2 .

При соответствующем выборе матриц γ^n (8.8) становится обычным уравнением Дирака [3], а (8.9) при переопределении ψ -функции становится сопряженным первому спинорным дираковским уравнением. Если же ψ -функцию не переопределять, то (8.9) становится уравнением Дирака для частиц с отрицательной массой. Эти оба результата и соответствуют структуре ГЭЧ в ТФП. Более того, уравнениям (8.5)–(8.9) удовлетворяет только структура частиц, описанная в этой работе.

Таким образом, спинорные уравнения, впервые открытые Дираком, являются уравнениями структуры и динамики этой структуры для истоков – зарядов соответствующего поля. Первая работа, свидетельствующая о том, что уравнение Дирака характеризует какую-то структуру, принадлежит Э. Шредингеру, который открыл, что у частиц Дирака есть какое-то внутреннее движение, которое он назвал *Zitterbewegung*.

Самое любопытное состоит в том, что если у частицы в целом импульс равен нулю, то собственные значения операторов частоты и амплитуды внутреннего движения соответственно равны

$$\nu = \frac{2mc^2}{h} \quad \text{и} \quad A = \frac{h}{2mc}, \quad (8.10)$$

а линейная скорость этого движения точно равна скорости света c .

Это "дрожательное" движение каких-то внутренних элементов у частиц Дирака принципиально нельзя устранить в рамках самой дираковской теории, что в 1973 г. доказано в [141] и в диссертации, защищенной тем же автором. Однако предубеждение оказалось сильнее, а [141] и аналогичные работы некоторых других авторов были просто напросто проигнорированы. Следует отметить, что сам Дирак всегда считал внутреннее движение обязательным свойством частиц, описываемых его уравнением, и относил физическую природу спина частиц к этому движению [144]. Но и с его мнением не посчитались.

В ТФП этой затянувшейся на многие годы дискуссии о внутреннем движении у частиц, описываемых спинорными уравнениями типа уравнения Дирака, положен конец. Трудности, возникшие при рассмотрении внутреннего "дрожательного" движения у элементов структурных спи-

норных частиц, преодолеваются в ТФП тем, что это движение происходит в слоях объемлющего пространства микромира, которые расположены в мнимых областях этого пространства, если базу расслоения — лабораторное пространство — считать находящимся в действительной области (подробнее об этом смотрите в предыдущих разделах).

Процедура перехода от свободных спинорных к векторным уравнениям сейчас хорошо отработана, так же обстоятельно отработан математический аппарат для перехода к взаимодействующим полям (см. [13, 27]). Обратим только внимание читателя на большие дополнительные возможности метода отображений. Проиллюстрируем это примером.

Скалярная составляющая ФП характеризуется нелинейным потенциалом

$$\varphi = \frac{q}{r} e^{-R/r} [1 - (1 - e^{-R/r})]. \quad (8.11)$$

При определенных условиях этот потенциал при отображении может потерять нелинейность и превратиться в обычный линейный кулонов потенциал. Приведем пример такого способа отображения скалярного потенциала ФП на кулонов потенциал. Наиболее наглядный вид имеет такая цепочка отображений:

$$\frac{q}{r} e^{-R/r} \rightarrow q \frac{e^{-R/ir}}{ir} \rightarrow q \frac{e^{+iR/r}}{ir} \rightarrow \left(\frac{q}{ir} e^{iR/r} \right) e^{-iR/r} \equiv \frac{q}{ir}. \quad (8.12)$$

Здесь применено отображение, при котором используется калибровочный сдвиг на величину $e^{(\mp)} iR/r$. Можно получить и такое отображение:

$$\frac{q}{r} \rightarrow \frac{q}{ir} \rightarrow \frac{q}{ir} e^{-iR/r} \equiv \frac{q}{ir} e^{+R/ir}. \quad (8.13)$$

Здесь уместно отметить, что скалярная составляющая фундаментального поля ФП (5.34) и (8.11) имеет две важные особенности. Во-первых, ЗТ (4.36) приводит для квадрата интервала

$$dS^2 = e^{-R/r} c^2 dt^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2) - e^{R/r} dr^2, \quad (8.14)$$

причем

$$g_{00} = e^{-R/r} \simeq \left(1 - \frac{R}{r} \right). \quad (8.15)$$

В этом случае уравнение триединства решается точно, и для смешанных составляющих T_k^i имеем

$$T_0^0 = T_1^1 = - \frac{c^4}{8\pi\gamma r^2} \left[e^{-R/r} \left(1 + \frac{R}{r} \right) + 1 \right]; \quad (8.16)$$

$$T_2^2 = T_3^3 = - \frac{c^4 R^2}{16\pi\gamma r^4} e^{-R/r}. \quad (8.17)$$

Во-вторых, при положительном знаке в правой части (8.5) имеем

$$\square \varphi = \frac{\varphi}{r^2} \left[\left(1 - \frac{R}{r} \right)^2 - 1 \right]. \quad (8.18)$$

Это уравнение для потенциала (4.50) можно представить в виде $\square \varphi - u'(\varphi) = 0$, (8.19)

где u — функция φ , удовлетворяющая условию

$$u'(\varphi) = \frac{\varphi}{r^2} \left[\left(1 - \frac{R}{r} \right)^2 - 1 \right]. \quad (8.20)$$

В этом случае без каких-либо дополнительных предположений и допущений для нелинейной функции потенциала $u(\varphi)$ имеем все важные особенности уравнений Хиггса, включая знаменитый "эффект Хиггса".

Действительно, из (5.20) для $u(\varphi)$ получаем такую зависимость u от φ , при которой обеспечиваются два минимума, а следовательно и эффект Хиггса. В ТФП для этой цели не надо искусственно вводить подгоночный потенциал. Эффект Хиггса имеет место для основного потенциала ФП.

Таким образом, в ТФП появление массы в ИПП, в то время как она равна нулю в 2ПП, есть, так же как и в других современных калибровочных теориях, следствие эффекта Хиггса.

В заключение необходимо отметить следующее.

1. Скалярное статическое во времени поле, существующее в ОПП, отображается на другие подпространства только при включении времени, образуя там обязательно движущиеся структуры, связанные с векторными полями.

2. Все возникающие в других подпространствах структуры являются спинорными объектами и имеют в нормальном состоянии спин 1/2. Особых спинорных полей нет. Есть спинорные структуры, возникающие при факторизации уравнений статических скалярных полей.

3. Центры симметрий структур являются геометрическим местом отображения поля — зарядом этого поля. Место расположения заряда у статической составляющей и векторной составляющей ФП не совпадает — происходит комплексный сдвиг. Так, заряды скалярной составляющей расположены в центре клеток ОПП, а заряды возникших при отображении и включении времени векторных полей — на границе окрестности особой точки, где находится заряд скалярной составляющей, движущейся по траектории, расположенной на этих границах.

4. В отличие от скалярных полей, обладающих сферической симметрией, векторные поля имеют осевую симметрию.

9 КВАНТОВЫЕ И РЕЛЯТИВИСТСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР ВЕЩЕСТВА

Рассмотрим вначале, как возникают солитонные структуры в ТФП. Можно показать, что структура субчастиц на окружностях вводится в ТФП естественным образом, если использовать групповой подход в описании подпространств и понятие группы Ли с памятью. Однако

этот подход не позволяет эффективно описывать динамику таких объектов. Для описания динамики необходимо привлекать редуцированные на окружность динамические уравнения поля, которые в этом случае оказываются нелинейными. Недавно [40] появились методы точного решения некоторого класса нелинейных задач, которые показывают, что в достаточно широком классе таких уравнений возникают солитонно-подобные решения. В связи с этим мы также исследуем солитонную структуру решений на окружностях, образующих субструктуру частиц в ТФП. При этом мы покажем, что движущиеся по окружностям субчастицы можно рассматривать как солитоноподобные сгустки плотности заряда, регулярно расположенные на окружности и движущиеся с постоянной угловой скоростью. Большинство изученных в [40] солитонов есть одномерные солитоны, заданные на \mathbb{R}' . Введем способ перехода от многообразия R к многообразию $U(1)$, изоморфному окружности. Для этого мы воспользуемся следующим отображением, являющимся гомеоморфизмом групп:

$$f: \mathbb{R} \rightarrow U(1);$$

$$f(x) = e^{2\pi i x} \in U(1). \quad (9.1)$$

С помощью отображения (9.1) можно любой функции, заданной на $U(1)$, поставить в соответствие функцию, заданную на \mathbb{R} . Обратное неверно: для того чтобы функцию $f: \mathbb{R} \rightarrow x$ с помощью (9.1) можно было распространить на $U(1)$, необходимо (и достаточно), чтобы f была периодической функцией с периодом, равным единице: $f(x) = f(x+1)$ для всех $x \in \mathbb{R}$.

Дифференциальные уравнения, заданные на \mathbb{R} , могут быть перенесены на $U(1)$, если зависимость этих уравнений от $x \in \mathbb{R}$ (если таковая существует) также имеет периодический характер.

Наиболее изученным уравнением, имеющим солитонное решение, является уравнение Кортевега де Вриза (КдВ):

$$\dot{y} + V_0 \left(y + \frac{3}{4h} y^2 + \frac{h^2}{6} y'' \right)' = 0. \quad (9.2)$$

Как мы видим, в это уравнение не входят члены, зависящие от x . Поэтому с помощью гомеоморфизма (9.1) его можно распространить на $U(1)$. В дальнейшем мы для изучения модели будем считать, что плотность заряда на окружности подчиняется этому уравнению. Такое допущение, как мы сейчас увидим, не снижает точности дальнейших расчетов.

Как известно, уравнение (9.2) на \mathbb{R} имеет точное солитонное решение вида

$$y(t, x) = y_0 / ch^2 \left(\frac{x - vt}{e} \right), \quad (9.3)$$

где $v = v_0 \left[1 + \frac{y_0}{2h} \right]$; $e = \sqrt{\frac{4h^3}{3y_0}}$.

Для того, чтобы решение (9.2) можно было распространить на окрестность, необходимо, чтобы оно было периодическим. Решение (9.3), очевидно, не является периодическим. Тем не менее, можно применить такой приближенный подход. Введем в рассмотрение следующую функцию:

$$y_{\infty}^N(t, x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} y\left(t, x - \frac{n}{N}\right), \quad N \in \mathbb{N}, \quad (9.4)$$

где N — положительное целое число; y определяется по формуле (9.4). Нетрудно убедиться, что этот ряд сходится для всех t, x . Далее, если ширина солитона (9.3) много меньше $1/N$, то (9.4) является приближенным решением (9.2). При этом график функции (9.4) при фиксированном t имеет вид бесконечной последовательности пиков, расположенных на расстоянии $1/N$ друг от друга.

Условие, при котором (9.4) можно считать приближенным решением (9.2), выглядит следующим образом:

$$e = \sqrt{\frac{4h^3}{3y_0}} \ll \frac{1}{N}. \quad (9.5)$$

В этом нетрудно убедиться путем непосредственной оценки погрешности. Ясно также, что решение (9.4) является периодическим по x с периодом, равным $1/N$, т. е. 1 также является периодом.

Действительно,

$$\begin{aligned} y_{\infty}^N(t, x + 1/N) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} y\left(t, x - \frac{n}{N} + \frac{1}{N}\right) = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} y\left(t, x - \frac{n'}{N}\right) = \\ &= y_{\infty}^N(t, x). \end{aligned} \quad (9.6)$$

Выполнение этого условия означает, что решение (9.4) можно корректно перенести на окружность $\hat{U}(1)$ с помощью отображения (9.1). Если теперь для удобства сделать замену $\theta = 2\pi x$, то функция (9.4) на окружности переписывается в виде

$$y_{\infty}(t, \theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} y\left(t, \frac{\theta}{2\pi} - \frac{n}{N}\right). \quad (9.7)$$

Ясно, что на участке $0 \leq \theta \leq 2\pi$ имеется ровно N "пиков" функции (9.7). Причем из условия (9.5) следует, что это острые, узкие пики, они двигаются по окружности с постоянной угловой скоростью

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi\nu_0 \left(1 + \frac{y_0}{2h}\right). \quad (9.8)$$

Эффективная ширина одного "пика" вычисляется по формуле

$$\theta_{\text{ш}} = e \cdot 2\pi = \sqrt{\frac{4h^3}{3y_0}} \cdot 2\pi, \quad (9.10)$$

учитывая условие (9.5), имеем

$$\theta_{\text{ш}} \ll \frac{2\pi}{N}. \quad (9.11)$$

Если, как это указывалось ранее, интерпретировать функцию на окружности как плотность заряда, то мы получим N регулярно расположенных по окружности "сгустков" зарядов, которые можно в силу условия (9.11) рассматривать как точечные частицы, движущиеся по окружности с постоянной угловой скоростью, определяемой (9.8).

Таким образом, на основе солитонного подхода может быть описана динамика субчастиц в ТФП. Отметим также, что здесь применен приближенный способ получения периодических (по x) солитоноподобных решений уравнения (9.2).

Еще в [19] мы отмечали, что уравнение де Бройля обязательно имеет связь с некоторым волновым процессом

$$v \kappa = u - \lambda \frac{du}{d\lambda}, \quad (9.12)$$

в котором между фазовой u и групповой v скоростями имеется связь

$$v u \kappa = c^2 \quad (9.13)$$

Из этих уравнений следует, что

$$\frac{\lambda}{(c^2/\kappa v^2 - 1)^{1/2}} = \text{const.} \quad (9.14)$$

Если групповая скорость v совпадает со скоростью частицы, масса которой m , то, полагая постоянную в (9.14) равной $\hbar/m_0 c$, имеем уравнение де Бройля

$$\lambda = \frac{\hbar}{mv}. \quad (9.15)$$

В [33] показано, что движение относительно стоячей волны вызывает своеобразный волновой процесс, формально адекватный дисперсии. Оказалось, что эта "псевдодисперсия" приводит к уравнению де Бройля в пределе, когда она очень мала. При необходимости учесть эту дисперсию в правой части (9.15) появляется некий коэффициент. В ТФП явление псевдодисперсии трактуется как результат движения частиц в ФВ относительно стоячих волн, образовавшихся при взаимном гашении излучения зарядами ФП, движущимися на "внутренней" и "внешней" окружностях структуры ГЭЧ в 2ПП/7, 14, 33, 34/.

Важно подчеркнуть, что квантовые процессы, наблюдаемые в 1ПП, возникают потому, и только потому, что их существование обеспечивается процессами, проходящими в других подпространствах (слоях), где, как это ни парадоксально звучит, движение может быть квазиклассическим — с малым квантом действия или даже классическим (см. рис. 19.1).

Оказывается, что физическая природа всех основных уравнений квантовой механики связана так или иначе с процессами взаимодействия тел с физическим вакуумом или через посредство ФВ. Это особенно ясно видно при выводе уравнения Шредингера.

Уравнение Шредингера можно выводить по-разному. Мы приведем наиболее простой вывод этого уравнения.

Уравнение Шредингера является уравнением устойчивости частиц, описываемых в 1ПП. Напишем уравнение устойчивости (для действия s) в таком виде:

$$\Delta s = 0. \quad (9.16)$$

Для мгновенного значения энергии E этой устойчивой системы в нерелятивистском приближении из уравнения Гамильтона-Якоби имеем

$$E = T + U = \frac{p^2}{2m} + U(x, y, z) \equiv \frac{1}{2m} \left[\left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial z} \right)^2 \right] + U, \quad (9.17)$$

где T и U — соответственно кинетическая и потенциальная энергии, а составляющие вектора \vec{p} рассматриваются как частные производные от s по координатам.

Поскольку свойства ЭЧ в 1ПП определяются в 2ПП, где и находится скрытая от нас структура частицы, то мы должны искать решение уравнения в виде, в котором есть некоторая функция состояния ψ , определяемая в мнимом по отношению к 1ПП втором подпространстве, т. е. ищем решение в виде

$$s = iA \ln \psi(x, y, z). \quad (9.18)$$

Здесь константа A связывает импульс частицы $|\vec{p}|$ с длиной свободного пробега частиц в ФВ и определяется ниже.

Образуя частные производные по координатам

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} &= iA \left[\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{A^2} \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)^2 \right]; \\ \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} &= iA \left[\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{1}{A^2} \left(\frac{\partial s}{\partial y} \right)^2 \right]; \\ \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} &= iA \left[\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{1}{A^2} \left(\frac{\partial s}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (9.19)$$

и подставляя их в (9.16), имеем

$$\frac{1}{\psi} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{A} \left[\left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial z} \right)^2 \right] = 0, \quad (9.20)$$

а так как согласно (9.17)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial z} \right)^2 = 2m(E - U), \quad (9.21)$$

то из (9.20) и (9.21) имеем окончательно

$$\Delta \psi + \frac{2m}{A} (E - U) \psi = 0,$$

это и есть уравнение Шредингера, если $A = \hbar$. Докажем это.

Константа $A_1 = 2\pi A$ в ТФП по определению есть произведение импульса внутреннего движения элементов структуры у частицы на длину свободного пробега ее субчастиц в ФВ, т. е.

$$\lambda_{\text{св}} p = A_1, \quad (9.22)$$

если $n_W = (n_{2p} n_{1p})^{1/2}$ — концентрация частиц основного протон-антипротонного вакуума, то легко видеть, что должно иметь место равенство

$$\lambda_{\text{св}} = \left(\frac{\pi}{n_W} \right)^{1/3}. \quad (9.23)$$

В ТФП

$$n_W = \frac{1}{8\pi^2 R_p^3}, \quad (9.24)$$

и тогда для длины свободного пробега имеем

$$\lambda_{\text{св}} = 2\pi R_p, \quad (9.25)$$

где R_p — эффективный наружный радиус движения субчастиц у ЭЧВ протон-антипротонного вакуума, определяемый равенством

$$R_p = \frac{\hbar}{p} \left(\frac{\beta_L \beta_2}{\epsilon_{2p}} \frac{\beta_L \beta_1}{\epsilon_{1p}} \right)^{1/2}, \quad (9.26)$$

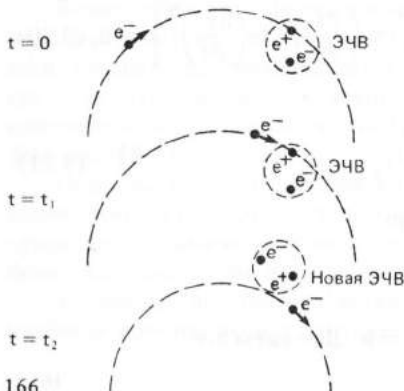
где $\beta_L, \beta_1, \beta_2$ — линейные скорости центра инерции субчастиц и самих субчастиц в единицах c ; ϵ_{1p} и ϵ_{2p} — диэлектрические проницаемости ФВ для протона, а \hbar — постоянная Планка.

Из (9.22), (9.25) и (9.26) имеем

$$A_1 = 2\pi\hbar \left(\frac{\beta_L \beta_2}{\epsilon_{2p}} \frac{\beta_L \beta_1}{\epsilon_{1p}} \right)^{1/2}. \quad (9.27)$$

Так как для протона имеет место точная зависимость

$$\left(\frac{\beta_L \beta_1}{\epsilon_{1p}} \frac{\beta_L \beta_2}{\epsilon_{2p}} \right) = 1, \quad (9.28)$$



то для константы A_1 получаем окончательно

$$A_1 = 2\pi\hbar \quad \text{и} \quad A = \hbar.$$

Таким образом, постоянная A есть постоянная Планка, как и должно быть. И, следовательно, мы доказали здесь, что эта мировая константа

Рис. 9.1. Условная схема процесса рождения и уничтожения электрона в атоме во втором подпространстве (этот процесс ответствен за квантовые свойства электронных оболочек)

имеет смысл произведения длины свободного пробега субчастиц у протона в физическом вакууме на их импульс.

В ТФП квантовые и релятивистские свойства вещества проявляются чрезвычайно широко, мы говорили о них и ранее; здесь мы ограничились только разбором тех квантовых свойств частиц, которые вышли за рамки других разделов этой работы (рис. 9.1).

10 ТЕОРЕМА НЕТ/ЕР В ТФП

Для действия в любой теории мы можем записать

$$s = \int L(\varphi^a(x); \varphi^a_{,l}(x); x^k) dx_0, \quad (10.1)$$

где φ^k , $\varphi^a_{,l}$ — соответственно значения полей и их производных по координате. Интеграл в (10.1) обычно берется по некоторой области нерасслоенного пространства. В ТФП (10.1) — это частный случай для $RcD_{\mathfrak{z}}$, где $D_{\mathfrak{z}}$ — некоторая область объемлющего пространства, следовательно, вместо (10.1), надо написать

$$s_{\mathfrak{z}} = \int_{D_{\mathfrak{z}}} L(\varphi(x_{(\mathfrak{z})}); \varphi^a_{,l}(x_{(\mathfrak{z})})) dx_{(\mathfrak{z})}, \quad (10.2)$$

где \mathfrak{z} — индекс подпространства; $x^k_{(\mathfrak{z})}$ — координата в этом подпространстве; φ_a — поле подпространства; $\varphi^a_{,l}$ — производная по $x^l_{(\mathfrak{z})}$.

Рассмотрим теорему Нет/ер в этом случае. А именно, каждому непрерывно зависящему от одного параметра преобразованию, оставляющему инвариантным действие $s_{\mathfrak{z}}$ в подпространстве с индексом \mathfrak{z} , соответствует закон сохранения.

Теорема Нет/ер в нынешнем ее виде является частным случаем вышеизложенной теоремы для одного подпространства, которое нами непосредственно наблюдаемо. Именно поэтому некоторые законы сохранения в современных теориях носят приближенный характер, они лишь являются отображением законов сохранения в других подпространствах на наше лабораторное пространство, поэтому, допускаются их нарушения.

Сделаем обычные преобразования координат и функций поля

$$\begin{aligned} x^k_{(\mathfrak{z})} &\rightarrow x^{1k} = x^k_{(\mathfrak{z})} + \delta x^k_{(\mathfrak{z})}; \\ \varphi^a &\rightarrow \varphi^{1a}(x_{(\mathfrak{z})}) = \varphi^a(x_{(\mathfrak{z})}) + \delta \varphi^a(x_{(\mathfrak{z})}). \end{aligned} \quad (10.3)$$

В достаточно малой окрестности любой точки пространства эти преобразования можно сделать линейными

$$\delta x^k_{(\mathfrak{z})} = \Lambda^k_{\alpha} G^{\alpha}_{(\mathfrak{z})}; \quad (10.4)$$

$$\delta \varphi^a = \mathfrak{D}^{ab}_{\alpha} \varphi^b(x_{(\mathfrak{z})}) G^{\alpha}_{(\mathfrak{z})},$$

где Λ_{α}^i — матрица Лоренцева преобразования с постоянными коэффициентами. $G_{(\mathfrak{z})}^{\alpha}$ — параметры групп преобразований в данном ПП. Вариация от s примет вид

$$\delta s_{\mathfrak{z}} = \int \frac{d}{dx^k(\mathfrak{z})} (N_{\alpha}^k(x) G_{(\mathfrak{z})}^{\alpha}) dx(\mathfrak{z}), \quad (10.5)$$

где

$$N_{\alpha}^k = L_{(x)} \Lambda_{\alpha}^k - \frac{\partial L}{\partial x^a_k} \varphi_{ij}^a \Lambda_a^j + \frac{\partial L}{\partial \varphi_k^a} D_{\alpha}^{ab} \varphi^b. \quad (10.6)$$

Легко видеть, что

$$\frac{dN_{\alpha}^k}{dx^k(\mathfrak{z})} = 0, \quad (10.7)$$

и, следовательно, теорема Неттер в дифференциальной форме выполняется и в нашем случае, так как в (10.5) не входят $G_{(\mathfrak{z})}^{\alpha}$ — различные \mathfrak{z} для разных подпространств. Кроме того, следует иметь в виду, что (10.5) и (10.6) не допускают перехода из одного ПП в другое, ибо это процесс дискретного отображения, который не может быть представлен в дифференциальной форме.

Возникает вопрос, имеет ли это место и для того, что происходит в базе нашего расслоения? Легко видеть, что это будет зависеть от структуры расслоения, поэтому дифференциальные законы сохранения должны выполняться в каждом ПП, но могут быть нарушенными при рассмотрении этих же процессов в базе нашего расслоения.

Рассмотрим ситуацию с интегральными законами сохранения:

$$N_{\alpha}(\delta) = \int N_{\alpha}^k(x) dx_k, \quad (10.8)$$

где δ — для любого подпространства, в частности, для временной координаты

$$N_{\alpha}(t) = \int N_{\alpha}^0(x) dx, \quad (10.9)$$

$t = x_0$

и

$$\frac{dN_{\alpha}(t)}{dx} = 0, \quad (10.10)$$

т. е. интегральные законы сохранения, связанные с симметрией времени, в частности закон сохранения энергии, выполняются в каждом ПП и при переходе из одного ПП в другое, однако в тех случаях, когда

симметрия не сводится к симметриям, определяемым временной координатой, и в N_α входят величины $G_{(j)}^\alpha$, которые меняются при переходе из одного ПП в другие, имеет место

$$N_\alpha^{(j)}(x) = \int_{\delta} N_\alpha(x_{(j)}) dx_{(j)}, \quad (10.11)$$

и, следовательно, если процесс протекает в одном подпространстве, то по-прежнему

$$\frac{dN_\alpha^{(j)}(x)}{dx_{(j)}} = 0$$

и теорема Неттер для интегральных законов сохранения выполняется.

При отображении явлений на базу, которая "склеена" со слоями только единичными элементами групп $G_{(j)}$, теряется большая часть информации об особенностях симметрии данной группы — законы сохранения, верные для слоев и требуемые теоремой Неттер, как правило, не выполняются в базе.

Таким образом, в расслоенном пространстве ТФП интегральные законы сохранения, связанные с симметриями временных координат, могут соблюдаться одновременно во всех ПП. Что касается базы расслоения, т. е. 1ПП, то законы сохранения, выполняющиеся в нем, как правило, не распространяются на другие ПП, и наоборот, законы других ПП не распространяются на 1ПП — базу.

Следует также иметь в виду, что ЗТ допускает замену матрицы Λ_α^i на более общую $\Lambda_{\alpha(j)}^i$, которая только в 1ПП совпадает с Λ_α^i . В этом случае появляются дополнительные особенности теоремы Неттер в ТФП.

Из изложенных здесь особенностей теоремы Неттер в ТФП видно, что теория требует соблюдения всех законов сохранения в каждом данном ПП и допускает нарушения законов, справедливых в одном ПП при наблюдении процесса в другом. В этом, согласно ТФП, основная причина существования нарушения законов сохранения Р-четности при слабом взаимодействии нарушения некоторых законов сохранения у виртуальных состояний и т. п.

РЕЗЮМЕ

1. В разд. 7 даются все основные уравнения закона триединства и впервые показывается, что решение этих уравнений, как верно предсказывал еще в свое время А. Салам, характеризует то, что он назвал "сильной гравитацией", т. е. речь идет о том, что все виды взаимодействия — сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное — имеют своим аналогом, по крайней мере формально, гравитационное взаимодействие со своей константой этого взаимодействия. В разделе получены

константы полевого взаимодействия и константы универсальной гравитации. Мы употребляем слово "универсальной", так как считаем, что оно полнее и точнее определяет сущность гравитации, в отличие от термина "сильная гравитация". Универсальная гравитация — это, по сути дела, универсальное взаимодействие всех форм вещества, определяемое через массу. Этому универсальному взаимодействию соответствует в каждом частном проявлении этого взаимодействия своя константа гравитации. В разделе рассчитаны и приведены все константы полевых взаимодействий и универсальной гравитации.

2. В разд. 8 показывается, как из скалярного поля возникают спинорные и векторные поля. Возникают они из естественных математических, при этом становится ясным физический и математический смысл спинорного уравнения Дирака. Показывается, что эффект Хиггса — естественное следствие уравнений теории.

3. В разд. 9 показывается возникновение квантовых и релятивистских свойств вещества и связь этих свойств с солитонными структурами, которые создает фундаментон во втором подпространстве.

4. В разд. 10 излагается содержание теоремы Нетцера в ТФП. В ТФП теорема Нетцера должна рассматриваться иначе, нежели в других теориях в связи с тем, что в ТФП показана необходимость применения расслоенных пространств ко всем жизнеспособным и способным к развитию системам. Современная теорема Нетцера написана для одного пространства, в расслоенном пространстве она должна быть уточнена. Уточнение сводится к тому, что в обычном виде теорема полностью применима к каждому подпространству в отдельности, а в процессе передачи информации из данного пространства в другое могут нарушаться некоторые симметрии и, следовательно, законы сохранения. Поэтому природа, нарушение некоторых симметрий и нарушение определенных законов сохранения, порождены тем, что реальное пространство является расслоенным.

III ЧАСТЬ

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ И ИХ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

11 ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

1. Закон всемирного тяготения, открытый еще Ньютоном, хорошо соответствует экспериментальным данным для слабых гравитационных полей. Общая теория относительности (ОТО) А. Эйнштейна раздвинула возможности теории тяготения в область сильных полей и определила существование связи между гравитационным взаимодействием и свойствами пространственно-временного континуума, однако указанная связь в рамках ОТО оказалась далеко не до конца выясненной, о чем свидетельствовал, в частности, тот факт, что в ОТО константа гравитации вводится постулативно и принципиально не может быть вычислена теоретически.

Новый шаг в направлении познания природы гравитации сделан в рамках новой единой релятивистской теории фундаментального поля (ТФП). В [48–52] показано, что новая теория гравитации, будем для краткости именовать ее "вакуумной теорией гравитации" (ВТГ), позволила впервые вычислить теоретически численное значение постоянной гравитации и связать ее с другими мировыми константами. В данной работе излагаются основные идеи новой ВТГ и рассматриваются некоторые следствия из нее.

2. Гравитация в ТФП, в отличие от ОТО, рассматривается не как проявление индивидуального взаимодействия между телами, связанного с тем, что их масса изменяет метрику пространства, а представляет собой результат изменения характера взаимодействия данной частицы с вакуумом вследствие влияния на это взаимодействие другого тела.

Выясним, как действует на частицы окружающий их вакуум и как отражается на этот процесс появление третьего или третьих тел.

Физические основы вакуумной теории гравитации таковы. Поскольку вакуум является однородным пространством и плотность материи в нем постоянна, для него уравнение (7.1) приобретает вид

$$R_{ik}^{(W)} = A_{Wg} g_{ik}^{(W)}, \quad (11.1)$$

где A_W — постоянная величина, имеющая размерность обратного квадрата длины. Таким образом, в вакууме тензор энергии-импульса T_{ik} только постоянным множителем отличается от метрического тензора, т. е.

$$A_W g_{ik}^{(W)} = \frac{8\pi\gamma_W}{c^4} T_{ik}^{(W)}. \quad (11.2)$$

Легко показать, что

$$T_{00}^{(W)} = \frac{m_W c^2 e^{-R_n/r}}{8\pi^2 R_n^2}, \quad (11.3)$$

где m_W — масса двух античастиц, входящих в ЭЧВ; R_n — радиус сферы Шварцшильда для ЭЧВ n -го вакуума; $r = |r^-|$ — абсолютное значение радиуса-вектора, проведенного от базиса до рассматриваемой точки пространства.

Понятно, что константа A_W , входящая в уравнения (11.1) и (11.2), может быть только $(\pi R_n^2)^{-1}$, т. е. $A_W = (\pi R_n^2)^{-1}$, а так как

$$R_n = \frac{m_W \gamma_W}{c^2}, \quad (11.4)$$

то из (11.2) и (11.3) имеем

$$g_{00}^{(W)} = e^{-R_n/r}. \quad (11.5)$$

Вакуум оказывает всестороннее давление на любую ЭЧ и ЭЧВ. Это давление при наличии только свободного вакуума вокруг частицы действует на каждую частицу с инвариантной для всех частиц силой.

$$F_W = \frac{e_W^2}{r_{ед}^2}, \quad (11.6)$$

где $e_W \equiv \sqrt{\frac{\alpha \hbar c}{\epsilon_W}}$ — элементарный заряд; ϵ_W — диэлектрическая постоянная вакуума ($\epsilon_W = 0,997445$); $r_{ед}$ — единичный радиус. Сила F_W не является результатом электромагнитных взаимодействий и поэтому проявляется как между заряженными, так и между нейтральными частицами, численное равенство $e_W^2 = \frac{e_{ед}^2}{\epsilon_W}$ ответственно за инвариантность наблюдаемого электрического заряда $e_{сд}$. Зависимость в ТФП

$e_W^2 \equiv \frac{\alpha \hbar c}{\epsilon_W}$ трактуется как физический инвариант вакуума, который

является не только квадратом разности фундаментальных зарядов, но представляет собой сохраняющуюся величину, которую правильнее называть "моментом элементарной энергии", т. е.

$$e_W^2 = E_0 r_{\text{ед}}, \quad (11.7)$$

что, в свою очередь, следует рассматривать так:

$$E_0 = F_W r_{\text{ед}} \text{ и } e_W^2 = F_W r_{\text{ед}}^2, \quad (11.8)$$

иначе: F_W — элементарная сила, которая на единице длины $r_{\text{ед}}$ совершает работу, равную E . Если на расстоянии r от частицы окажется другая частица, то она будет экранировать собой ту часть вакуума, которая находится "за ней" и расположена в телесном угле θ . Поскольку сила F_W действует в телесном угле, равном 2π , за вычетом заэкранированного конуса, то понятно, что между двумя частицами возникает сила притяжения, равная

$$F_g = F_W \frac{\theta}{2\pi}. \quad (11.9)$$

Эти силы — и есть силы гравитации. Следовательно, должно выполняться условие

$$F_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \equiv F_W \frac{\theta}{2\pi}. \quad (11.10)$$

Угловой размер "экрана" при взаимодействии двух частиц зависит как от расстояния и параметров ЭЧВ, так и от масс обеих взаимодействующих частиц. Телесный угол, под которым две частицы с массами m_1 и m_2 экранируют взаимно часть силы F_W , зависит от масс взаимодействующих частиц и параметров вакуума следующим образом:

$$\theta = \frac{(R_1^{(2)} - R_2^{(2)})^2}{r^2} \frac{1}{v} a_g \frac{m_1 m_2}{m_W^2}, \quad (11.11)$$

где $(R_1^{(2)} - R_2^{(2)})$ — разность радиусов, на которых осциллируют субчастицы у ЭЧВ протон-антипротонного вакуума: m_W — суммарная масса двух античастиц, составляющих протон-антипротонный вакуум, т. е. равная двум массам протона (антипротона); a_g — метрический коэффициент протон-антипротонного вакуума, $a_g = 1,000888$ (см. разд. 16). В (11.11) учтены только параметры протон-антипротонного вакуума по следующей причине. Концентрация ЭЧВ любого вида вакуума определяется простой зависимостью

$$n_W = \frac{1}{8\pi^2 R^3}, \quad (11.12)$$

для протон-антипротонного вакуума она равна $1,5454 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$, а у ближайшего к нему электрон-позитронного вакуума концентрация на десять порядков меньше. Так же резко убывает концентрация у других видов вакуума, поэтому основной вклад в общее свойство вакуума вносит протон-антипротонный (первый вакуум в табл. 5.1, С. 21), что и учтено в (11.11). Влияние других видов вакуума существенно только при резонансных явлениях в нем. Гравитация является усредненным эффектом и не связана с резонансными явлениями в вакууме. Из (11.10), учитывая (11.11), имеем

$$G = a_g \frac{F_W (R_1^{(2)} - R_2^{(2)})_p^2}{2\pi m_W^2} \quad (11.13)$$

Элементарная сила F_W определяется через параметры вакуума так:

$$F_W = \frac{9}{8\pi^2} \frac{\alpha \hbar c}{(R_1^{(2)} - R_2^{(2)})_p^2} (\lambda_p R_\infty)^4, \quad (11.14)$$

где $\lambda_p = \frac{2\hbar}{2\pi m_W c}$ — комптоновская длина волны протона; R_∞ — универсальная константа Ридберга для бесконечно большой массы.

$$G = a_g \frac{9}{8} \left(\frac{\lambda_p^2 R_\infty^2 e}{\pi m_W} \right)^2 \quad (11.15)$$

Эта формула для константы гравитации была приведена нами без вывода ее и доказательства того, что она носит универсальный характер и применима к любой элементарной частице. Учитывая новые экспериментальные значения мировых констант [8], мы получим из (11.15) такое численное значение для постоянной гравитации:

$$G = 6,67139(20) \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2,$$

что по-прежнему хорошо соответствует экспериментально определенному значению [5]

$$G = 6,6720(41) = 6,6761 - 6,6679 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2$$

и более чем на порядок превышает его по точности.

Полученный результат характеризуется следующим:

1. Теоретическое значение G можно рассматривать как прогноз при получении ее новых экспериментальных значений.

2. Установлена точно выраженная связь между константой гравитации и другими мировыми константами, чего не дает ни одна из "устоявшихся" физических теорий.

Неоднократно отмечалось, что численные значения и взаимная согласованность мировых констант имеют не только фундаментальное

значение для современной науки, но и могут привести при неожиданном обнаружении их новых взаимных связей к пересмотру принципов, на которых основываются наши представления о физической картине закономерностей в явлениях природы. Поэтому есть основания считать, что найденный впервые способ теоретического расчета G свидетельствует о серьезных возможностях как излагаемой здесь новой теории гравитации, так и ТФП, на которой она базируется.

3. Необходимо обратить внимание на такую особенность ВТГ: гравитационные силы возникают только в результате экранировки натяжений вакуума, которые всегда действуют на любую частицу, однако при скоплении в малом объеме очень большого числа частиц может возникнуть "вытеснение" некоторой части ЭЧВ и в связи с этим ослабление сил натяжения вакуума.

Отсюда следует такой вывод: если концентрация частиц в данном конечном объеме близка к концентрации ЭЧВ, то силы гравитационного взаимодействия между ними могут очень сильно снизиться. Так, при концентрации частиц в центре звезд до величин, близких к 10^{39} см^{-3} , соответствующих концентрации самого плотного протон-антипротонного вакуума, силы гравитационного взаимодействия существенным образом снизятся. Снижение гравитационных сил приведет к дефекту массы и выделению энергии. Это один из основных источников внутренней энергии звезд и планет.

Концентрация частиц порядка 10^{39} см^{-3} соответствует нейтронным звездам. Отсюда следует вывод, что дальнейшее сжатие этих звезд, по-видимому, либо невозможно, либо потребует для своего обоснования привлечения новых представлений о структуре частиц, выходящих за рамки ТФП. Таким образом, мы приходим к выводу о невозможности образования в макромире "черных дыр". Этот процесс – ведущее явление в микро-, а не в макромире.

Указанное обстоятельство должно учитываться и при построении различных вариантов космологических гипотез об образовании всей наблюдаемой Вселенной из некоего очень малого, много меньше, чем 10^{-33} см, объема, в котором скопился материя невероятно большой плотности. Подобные явления происходить не могут.

4. Широко известно, что с помощью ОТО, рассматриваемой как теория гравитации, при определенных предположениях можно прийти к гипотезе о расширяющейся Вселенной, которая, по крайней мере качественно, объясняла метагалактическое красное смещение и послужила стимулом для построения ряда интересных космологических гипотез, поэтому представляется важным выяснить, какими возможностями обладает ВТГ применительно к упомянутым космологическим проблемам.

В этой связи следует отметить, во-первых, что уравнение для вакуума (11.1) допускает, практически при тех же предположениях, что и в ОТО, нестационарные решения, свидетельствующие о расширении

(или сжатии) Вселенной, наполненной физическим вакуумом. Однако ВТГ допускает расширение (или сжатие) Вселенной, но не требует его, поэтому представляет интерес выяснить, не следуют ли из новой теории гравитации и дополнительные возможности.

5. Оказалось, что ВТГ предсказывает существование нового явления, которое должно проявляться в вакууме. Это явление, вероятно, уместно назвать "гравитационным трением", которое должно сопровождать процесс распространения фотонов в вакууме. Для того, чтобы понять сущность этого явления, надо напомнить читателю представление об образовании фотонов, которое сформулировано в ТФП [7].

Согласно ТФП, распространение света рассматривается как перемещение в вакууме процесса возбуждения элементарных частиц вакуума (ЭЧВ), а рождение каждого фотона — как элементарный акт возбуждения ЭЧВ. В ТФП, как уже упоминалось, невозбужденные ЭЧВ в макромире не наблюдаемы — они находятся в "черной дыре". Когда ЭЧВ возбудилась, то появляется пара виртуальных античастиц, которая и воспринимается как фотон, если эта пара не находится под постоянно поддерживающим ее возбуждение полем, а подвергается воздействию знакопеременного или импульсного поля. В этих последних случаях процесс возбуждения будет распространяться от одной ЭЧВ к другой, что будет восприниматься как распространение света. Таким образом, распространение света сопровождается процессом последовательного возбуждения частиц вакуума — образованием и уничтожением фотонов при сохранении их числа в свободном вакууме. Этот процесс приводит к невозможной потере при каждом акте возбуждения ЭЧВ очень малой, но конечной энергии на преодоление гравитационных сил.

Такое гравитационное трение, сопровождающее процесс распространения света в вакууме, поддается в ТФП расчету. Если начальная энергия фотона $h\nu_0$, а потеря энергии на гравитационное трение за одну секунду E , то по истечении времени t энергия фотона ослабнет и станет равной

$$h\nu = h\nu_0 - \int_0^t E dt, \quad (11.16)$$

откуда

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + \frac{\int_0^t E dt}{h\nu}. \quad (11.17)$$

Если обозначить $E_1 = \frac{E}{\nu}$, где E_1 — энергия, потерянная фотоном за один период, то получим окончательно

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + \frac{\int_0^s E_1 ds}{hc}. \quad (11.18)$$

Если считать, как это обычно делается, что метагалактическое красное смещение обязано своим существованием только эффекту Допплера, то для изменения длины волны от λ_0 до λ получим

$$v = H_0 s; \quad \frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + \frac{H_0}{c} s, \quad (11.19)$$

где v – скорость движения источника света; s – расстояние до него; H_0 – константа Хаббла; c – скорость света.

Легко видеть, что выражения (11.18) и (11.19) совпадают. Для того, чтобы определить, какую часть наблюдаемого красного смещения следует адресовать доплеровскому эффекту, а какая часть определяется гравитационным трением, надо определить из (11.18) значение постоянной H_0

$$H_0 = \frac{\int_0^s E_1 ds}{sh}. \quad (11.20)$$

Для определения этой константы вспомним, что в ТФП частица и античастица, раздвигаясь при возбуждении до некоторой величины x_0 , затрачивают энергию, равную некоторой величине E_1 , на преодоление сил гравитационного трения f_u

$$f_u = -m \text{grad} \frac{Gm}{2\pi r e^{R/r} (1 - \beta^2)}, \quad (11.21)$$

где m – масса виртуальных античастиц, составляющих ЭЧВ; R – радиус структуры ЭЧВ, почти совпадающий с радиусом сферы Шварцшильда R_n ; $\beta = \frac{v}{c}$ – скорость осцилляции элементов структуры ЭЧВ, наблюдаемой только в собственной системе координат ЭЧВ и только под сферой Шварцшильда. Энергию, которую затратит безвозвратно фотон на преодоление гравитационных сил, надо определять только при "раздвижении" виртуальных античастиц от R до x_0 , так как от процессов, протекающих под сферой Шварцшильда, непосредственная информация в макромир не поступает.

Итак, для искомой потери энергии получим

$$E_1 = \frac{Gm}{2\pi(1 - \beta^2)} \int_R^{x_0} \text{grad} \frac{m}{r e^{R/r}} dr, \quad (11.22)$$

или

$$E_1 = \frac{Gm^2}{2\pi eR(1-\beta^2)} \left(1 - \frac{R}{x_0 e^{R/x_0 - 1}} \right) \quad (11.23)$$

В ТФП физический смысл того факта, что отношение энергии фотона к его частоте во всех случаях распространения энергии в макром мире равно постоянной Планка, состоит в том, что для каждого фотона имеет место простое равенство

$$x_0 = \lambda, \quad (11.24)$$

тогда (11.23) примет вид

$$E_1 = \frac{Gm^2}{2\pi eR(1-\beta^2)} \left(1 - \frac{R}{\lambda e^{R/\lambda - 1}} \right) \quad (11.25)$$

Константы R и $(1-\beta)$ в ТФП выражаются через "внешние" экспериментально наблюдаемые параметры частиц с точностью до множителя порядка 1,02. Это позволяет из (11.20) и (11.25) получить для константы Хаббла, характеризующей красное смещение от гравитационного трения, значение

$$H_0 \approx \frac{3\sqrt{2}Gm_e^3 c}{eh^2 \alpha^4 s} \int_0^s \left(1 - \frac{R}{\lambda e^{R/\lambda - 1}} \right) ds_r, \quad (11.26)$$

где m_e — масса электрона; $\alpha = 7,297 \cdot 10^{-3}$ — постоянная тонкой структуры. Подставляя известные численные значения, получим из (11.26)

$$H_0 \approx \frac{5 \cdot 10^{-18}}{s} \int_0^s \left(1 - \frac{R}{\lambda_0 e^{R/\lambda}} \right) ds. \quad (11.27)$$

Зависимость H_0 от λ , изменяющаяся с s , несущественна, если $\lambda \gg R$. Пренебрегая этой зависимостью, получим значение

$$H_0 \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}^{-1} \cdot 5 \cdot 10^{-12} s^{-1}. \quad (11.28)$$

Найденное теоретическое значение H_0 не полностью соответствует принятым сейчас экспериментальным значениям константы Хаббла, характеризующей доплеровское красное смещение. Ранее принятое значение больше этой величины, а принятые в последние годы [6] — наоборот, меньше. Учитывая хорошо известную неопределенность в оценке масштаба метагалактических расстояний, мы можем констатировать, что найденное из расчета значение постоянной Хаббла достаточно близко к наблюдаемому.

Увеличение точности экспериментальной оценки H_0 покажет, какой вклад вносит в наблюдаемое красное смещение гравитационное трение

фотонов в вакууме. Если в будущем окажется, что H_0 меньше теоретически найденного значения, то это, в частности, может означать, что Вселенная не расширяется в настоящее время, а сжимается. Во всяком случае, гравитационное трение вносит в наблюдаемое красное смещение столь существенный вклад, что пренебрегать им, как это делалось до сих пор, нельзя.

Нам представляется уместным обратить внимание читателя и на такой факт. До настоящего времени при трактовке красного смещения только в соответствии с гипотезой о расширяющейся Вселенной в рамках ОТО величина H_0 не определялась теоретически. В то же время вклад гравитационного трения в метагалактическое красное смещение оказалось возможным оценить теоретически не только качественно, но и количественно при удовлетворительном соответствии наблюдениям не только по порядку величины, но с точностью, сопоставимой с точностью измерения метагалактических расстояний.

Мы полагаем, что и этот факт можно трактовать как подтверждение ВТГ и ТФП.

12 ОСОБЕННОСТИ ПОЛЕВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ *)

12.1. В ТФП вопрос взаимодействия частиц в связи с тем, что они рассматриваются в расслоенном пространстве, приобретает свои особенности, и главная состоит в том, что размерности, которые мы приписываем тем или иным параметрам — характеристикам частиц, — не могут быть общими во всех слоях объемлющего пространства. В настоящее время мы наделяем элементарные частицы универсальными размерностями, которые считаем действующими в любом пространстве. Так, скажем, если мы измеряем массу в граммах, то мы считаем, что эта размерность будет справедлива независимо от того, каким является пространство, в котором мы наблюдаем взаимодействие частиц: трехмерное — евклидово, двухмерное, одномерное, четырехмерное — псевдоевклидово и т. д., во всех случаях мы считаем, что масса должна измеряться в граммах.

На самом деле, это совершенно неправомерно. У нас нет никаких оснований считать, что элементарные частицы имеют одну и ту же размерность для тех или иных характеристик в любом слое расслоенного пространства, независимо от его размерности, независимо от свойств этого пространства. Используемый в настоящее время в физике постулат

*) В математической проработке раздела участвовали Р. Р. Запатрин и Т. И. Чукина.

об универсальности физических размерностей и применимости этих представлений в любом пространстве приводит, как известно, к сложностям и внутренним противоречиям. Так, например, если мы будем понятие масса, измеряемой в граммах, распространять на точечные пространства, объем которых равен нулю, то мы приходим к расходимостям и вынуждены приписать объектам, которые находятся в точечном пространстве, бесконечно большую плотность, если объект имеет конечную массу. Возникают и другие внутренние противоречия, однако они не побудили физиков пересмотреть этот постулат. В предисловии мы говорили о том, что система единиц $\hbar = c = 1$ в монографии не используется. Было указано, что это делается для того, чтобы сохранить физический смысл. Сейчас наступило время разъяснить это утверждение.

В системе единиц $\hbar = c = 1$ все физические величины имеют размерность разной степени длины. Так, например, масса имеет размерность не грамм, а сантиметр в минус 1-й степени (конечно, это может быть не сантиметр, а метр, но всегда размерность длины). Кроме этой системы единиц, в физике используется система, предложенная Планком, в которой третья величина — постоянная гравитации — имеет значение, тоже равное единице, т. е. три величины принимаются равными единице. В этой системе единиц все физические величины имеют нулевую размерность, им нельзя приписать никаких понятий, используемых нами в лабораторном трехмерном евклидовом пространстве: ни понятий силы в обычных единицах, ни понятий массы в обычных единицах, длины и т. д. Смысл этих физических величин сохраняется, но они все безразмерны.

Обычно обе указанные системы единиц используются для расчета только как прием экономии места, сокращения числа обозначений и уравнений и упрощения расчетов, т. е. сперва мы переводим уравнение в одну из указанных систем единиц, которую считаем условной, а затем, после получения результата, переводим условные единицы в привычные и получаем конечный результат. Если мы это делаем в одном пространстве, то такой прием совершенно правомерен, однако в расслоенных пространствах такая вольность недопустима.

Обе указанные системы появились в физике не случайно, и они имеют большой математический и физический реальный, а не формальный смысл. Он сводится к следующему: системы единиц, с которыми мы обычно работаем, например система единиц, в которой записывались все уравнения в данной книге, — физическая система единиц (см, г, с) — полностью применима только в трехмерном евклидовом пространстве. Важно отметить, что эта система единиц полностью взаимосогласованна, и основные величины не требуют вспомогательных коэффициентов. Если мы переходим к пространству другой размерности (напомним, что в ТФП неевклидово пространство является реальностью, а не формальностью), то в реальных — не евклидовых пространствах — должна применяться другая размерность.

Теория размерности в физике многомерных расслоенных пространств требует еще своего создания и развития. В ТФП используются только первые шаги в этом направлении и состоят они в следующем: если пространство, в котором происходят процессы с тем или иным микрообъектом, является на самом деле двухмерным, или линейным, или точечным, то мы должны пересмотреть и наше представление о размерности. В книге уже упоминалось, что фундаментальное поле расположено в линейном пространстве — струне, а следовательно, здесь может применяться только система единиц, в которой постоянная Планка и скорость света приравниваются единице и все физические величины имеют размерность длины той или иной степени и имеют такую размерность на самом деле, а не формально, как способ расчета с последующим переводом "в правильную размерность".

В том случае, если рассматриваемое пространство является точечным, то в нем можно рассматривать физические величины только тогда, когда они имеют нулевую размерность.

12.2. Докажем, что для $d = 0$ размерность всех физических величин равна единице. Главной особенностью точечного дискретного пространства является то, что оно допускает любые интегрирования: там нет несобственных интегралов. Если обычно [170] несобственный интеграл по мере определяется как предел интегралов по сужающимся окрестностям данной точки, то в дискретном случае эта процедура становится ненужной — там точка сама является своей окрестностью.

Итак, отличие случая $d = 0$ от остальных заключается в том, что там существуют одноточечные окрестности, состоящие из одной точки. Следовательно, интегрирование по такой окрестности — это просто определение значения интегрируемой функции в данной точке

$$\int_{0_{x_0}} F(x) dx = F(x_0). \quad (12.1)$$

Уравнение (12.1) — не постулат, а следствие дискретности топологии, которое выражается в виде $O_{x_0} = \{x_0\}$, откуда вытекает также следствие: при отображении некоторой величины из непрерывного пространства в дискретное все функции — как интегрируемые, так и неинтегрируемые — переходят в суммируемые, поэтому при рассмотрении прообразов даже у корректно определенных выражений необходимо снова проверять их интегрируемость.

Далее: поскольку при $d = 0$ любое подмножество является измеримым, мы можем брать интегралы по любым подмножествам фазового пространства. В обычном случае квантовая механика запрещает делать это в силу принципа неопределенности, например, нельзя писать выражение

$$A = x + p, \quad (12.2)$$

где x — координата; p — импульс одного и того же объекта, потому что они не существуют одновременно. Это согласуется и со структурой измеримости (борелевыми множествами) в пространствах \mathbb{R}^d при $d > 0$, а у нас $d = 0$ и никаких ограничений на суммирование нет, и если две любые величины можно складывать, значит размерности всех величин одинаковы.

Итак, если $d = 0$, то отсюда следует с необходимостью, что все величины должны иметь одинаковую размерность, однако еще не доказано, что эта размерность — есть 1, т. е. что система единиц обязана быть типа планковской.

Для доказательства рассмотрим детерминированное движение любого объекта. Детерминированность означает, что все его характеристики связаны функциональной (а не статистической) зависимостью. Выберем какую-нибудь характеристику, например координату x . Пусть ее размерность будет $|x|$, тогда, поскольку все зависимости функциональные, мы можем записать для любой величины A

$$A = f_A(x), \quad (12.3)$$

однако, поскольку размерности всех величин одинаковы, мы имеем $[A] = [x]$.

Разложим (12.3) в ряд по степеням x

$$A = c_0 + c_1x + c_2x^2 + \dots + c_nx^n + \dots, \quad (12.5)$$

где c_0, \dots, c_n — некоторые постоянные коэффициенты. Заметим, что они имеют ту же самую размерность $[x]$.

Перейдем в (12.5) от равенства величины к равенству размерностей

$$[x] = [x] + [x]^2 + [x]^3 + \dots + [x]^{n+1} + \dots \quad (12.6)$$

З а м е ч а н и е: степени в (12.6) на 1 больше, чем в (12.5), из-за учета размерности коэффициентов.

Из (12.6) имеем

$$[x] = [x]^2 = \dots [x]^n = \dots, \quad (12.7)$$

следовательно, $|x| = 1$ — безразмерная величина, что и требовалось доказать.

12.3. Рассмотрим линейное пространство ($d = 1$).

При $d = 1$ ситуация кардинально меняется по сравнению с $d = 0$, так, появляется понятие измеримости — т. е. не по любому подмножеству можно брать интеграл, а только лишь по измеримому. Структуру измеримости — борелевские множества — [171] описываем с помощью стандартной схемы Каратеодори [171]. Кратко эта схема состоит в следующем: измеримые множества получаются как всевозможные объединения, пересечения и дополнения полуинтервалов вида $[a, b)$, где

$$[a, b) = \{x \in \mathbb{R}^1 \mid a \leq x < b\}, \quad (12.8)$$

поэтому, говоря об интервалах в одномерном пространстве, достаточно доказывать соответствующие утверждения для интегралов вида

$$\int_a^b f(x) dx.$$

Теорема Гаусса в одномерном случае превращается в формулу Ньютона-Лейбница

$$\int_a^b f(x) dx = F(b) - F(a), \quad (12.9)$$

которая является "мостом", связывающим случай $d = 0$ с $d = 1$. В случае $d = 0$ интегрирования не было вообще — было суммирование, отсюда вытекало, что у всех величин должна быть одна и та же размерность. При $d = 1$ ситуация иная — имеется интегрирование, значит, должно быть, по крайней мере, две размерности, так как при интегрировании происходит умножение размерности на x . Следовательно, имеются две размерности: первая — это исходная, дискретная, она обязательно $[L]^0 = 1$, однако должна существовать еще одна размерность, а именно та, по которой можно интегрировать, а это размерность $|x| = L$. Формально второй размерностью (кроме единицы) может быть не только длина, но в линейном пространстве естественно принять ее равной длине.

Переход от системы единиц $\hbar = c = 1$ или $\hbar = c = G = 1$ следует рассматривать как способ отображения размерностей, существующих в точечных и линейных пространствах на евклидово (или псевдоевклидово, или псевдориманово) пространство и наоборот. Иначе говоря, процедура отображения физических процессов из пространства с $d = 3$, $d = 3,1$ в линейное или точечное, и наоборот, всегда сопровождается изменением размерности физических величин, причем не формальное изменение размерности, а действительное изменение, на самом деле.

Совершенно понятно, что изложенный в этом разделе подход к размерностям, к системе размерностей кардинальным образом скажется на методике расчета взаимодействия частиц в разных подпространствах и описании результатов отображения этого взаимодействия на другие подпространства. В связи с тем, что изложение новой теории размерностей, необходимой для описания всех особенностей расчетов ТФП, выходит за рамки данной книги, то и вопросы, связанные с обстоятельным описанием взаимодействия частиц, здесь мы вынуждены излагать лаконично.

13 ВЫЧИСЛЕНИЕ ПРЕЦЕССИИ ЧАСТИЦ В РАСЧЕТНОМ ПОДПРОСТРАНСТВЕ

13.1.

**Основные формулы для расчета
и схема расчета**

Угловая скорость прецессии определяется формулой

$$\Omega = \frac{1}{r^3} \left[-\bar{s} + \frac{3(\bar{s} \bar{x}) \bar{x}}{r^2} \right], \quad (13.1)$$

где $\bar{x} = (x_1, x_2, x_3) = (x, y, z)$ – декартовы координаты в ПВ. $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$; \bar{s} определяется из (13.2).

Форма записи метрики, используемая для выявления вектора \bar{s} , следующая:

$$ds^2 = - \left[1 - \frac{2M}{r} + 0 \left(\frac{1}{r^3} \right) \right] dt^2 - \left[4\varepsilon_{jkl} s^k \frac{x^j}{r^3} + \right. \\ \left. + 0 \left(\frac{1}{r^3} \right) dt dx^i \right] + \left[\left(1 + \frac{2M}{r} \right) \delta_{jk} + 0 \left(\frac{1}{r} \right) \right] dx^j dx^k \quad (13.2)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$; M – собственная масса источника; \bar{s} – собственный момент импульса источника; ε_{jkl} – совершенно антисимметричный тензор.

Вычислим \bar{s} для мультиротатора-источника.

1). Введем следующие обозначения: n_s – число частиц мультиротатора-источника; m_s – масса его частицы; ω_s – угловая скорость вращения частицы.

2). Выберем систему координат (x, y, z) так, чтобы вращение мультиротатора было в плоскости (x, y) , а ось вращения была направлена вдоль оси z .

3). Момент импульса s равен

$$s = \mathcal{J} \omega, \quad (13.3)$$

где ω – угловая скорость, т. е. $\omega = \omega_s$; \mathcal{J} – суммарный момент инерции мультиротатора.

4). Суммарный момент \mathcal{J} равен сумме моментов компонент $\mathcal{J} = \sum \mathcal{J}_k$, однако мультиротатор состоит из n_s одинаковых частиц, поэтому

$$\mathcal{J} = n_s \mathcal{J}_s, \quad (13.4)$$

где \mathcal{J}_s – момент инерции точки,

$$\mathcal{J}_s = m_s R_s^2, \quad (13.5)$$

а R_s — радиус орбиты мультиротатора-источника.

5). Подставим (13.5) в (13.4)

$$\mathcal{J} = n_s \mathcal{J}_s = n_s m_s R_s^2 \quad (13.6)$$

и (13.3) — в (13.6)

$$s = J\omega = n_s m_s R_s^2 \omega_s. \quad (13.7)$$

6). Вектор s направлен вдоль вектора угловой скорости, поэтому он будет иметь следующие компоненты:

$$\left. \begin{aligned} s^x &= s^1 = 0, \\ s^y &= s^2 = 0, \\ s^z &= s^3 = n_s m_s R_s^2 \omega_s \end{aligned} \right\}. \quad (13.8)$$

Это и есть набор величин s^k , используемый в формуле (13.2) во 2-м члене суммы.

Произведем расчет Ω в общем виде: общая формула для Ω в векторной форме имеет вид (13.1)

$$\Omega = \frac{1}{r^3} \left[-\bar{s} + \frac{3(\bar{s} \bar{x}) \bar{x}}{r^2} \right],$$

распишем ее покомпонентно:

$$\Omega_x = \frac{1}{r^3} \left[-s^x + \frac{3(\bar{s} \bar{x})}{r^2} x \right]; \quad (13.9)$$

$$\Omega_y = \frac{1}{r^3} \left[-s^y + \frac{3(\bar{s} \bar{x})}{r^2} y \right]; \quad (13.10)$$

$$\Omega_z = \frac{1}{r^3} \left[-s^z + \frac{3(\bar{s} \bar{x})}{r^2} z \right], \quad (13.11)$$

где x, y, z — координаты мультиротатора-зонда, на который действует мультиротатор-источник, величинам его приписан индекс s .

Вычислим скалярное произведение

$$(\bar{s} \bar{x}) = x s^x + y s^y + z s^z = n_s m_s R_s^2 \omega_s z \quad (13.12)$$

(так как, согласно (13.8),

$$s^x = s^y = 0),$$

теперь подставим (13.8) и (13.12) в (13.9–13.11):

$$\Omega_x = \frac{3z x}{r^5} s^z; \quad (13.13)$$

$$\Omega_y = \frac{3zy}{r^5} s^z; \quad (13.14)$$

$$\Omega_z = \frac{s^z}{r^5} \left[2z^2 - x^2 - y^2 \right] \quad (13.15)$$

Вернемся к полярным координатам:

$$\begin{cases} x = r \cos \theta \cos \varphi; \\ y = r \cos \theta \sin \varphi; \\ z = r \sin \theta. \end{cases} \quad (13.16)$$

$$\Omega_x = \frac{3 \sin \theta \cos \theta \cos \varphi}{r^3} s; \quad (13.17)$$

$$\Omega_y = \frac{3 \sin \theta \cos \theta \sin \varphi}{r^3} s; \quad (13.18)$$

$$\Omega_z = \frac{s}{r^3} [3 \sin^2 \theta - 1]; \quad (13.19)$$

Таковы значения составляющих угла $\Omega = f(s, r, \theta)$. (13.20)

Преобразовав (13.17–13.19), получаем

$$\Omega_x = \frac{3 \sin 2\theta}{2r^3} s \cos \varphi; \quad (13.21)$$

$$\Omega_y = \frac{3 \sin 2\theta}{2r^3} s \sin \varphi; \quad (13.22)$$

$$\Omega_z = -\frac{3s}{2r^3} \left(\frac{1}{2} + \cos 2\theta \right). \quad (13.23)$$

Величины $\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z$ являются компонентами вектора Ω в декартовой системе координат. Вычислим абсолютную величину $|\Omega|$:

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= |\vec{\Omega}|^2 = \Omega_x^2 + \Omega_y^2 + \Omega_z^2 = \\ &= \left(\frac{3s}{2r^3} \right)^2 \left[\sin^2 2\theta \cos^2 \varphi + \sin^2 2\theta \sin^2 \varphi + \left(\frac{1}{2} + \cos 2\theta \right)^2 \right] = \\ &= \left(\frac{3s}{2r^3} \right)^2 \left[\sin^2 2\theta + \frac{1}{4} + \cos 2\theta + \cos^2 2\theta \right] = \left(\frac{3s}{2r^3} \right)^2 \left[\frac{5}{4} + \cos 2\theta \right] \end{aligned} \quad (13.24)$$

Поскольку ось прецессии будет в плоскости (xy) , ее величина — это просто сам угол θ отклонения вектора Ω от плоскости (xy) , значит

$$\Omega = \frac{d\theta}{dt}, \quad (13.25)$$

$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \frac{d\theta}{\sqrt{5/4 + \cos 2\theta}} = kdt$ без учета эллиптической функции Якоби 1-го рода по модулю; $k = \frac{2\sqrt{2}}{3}$ и $k = \text{const}$ (в нашем конкретном случае).

Рассмотрим интеграл $\int \frac{d\theta}{\sqrt{5/4 + \cos 2\theta}} = \frac{2}{3} \int \frac{d\theta}{\sqrt{1 - 8/9 \sin^2 \theta}}$

$\int \frac{dx}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 x}}$ — это эллиптический интеграл 1-го рода в форме

Лежандра, он обозначается через $F = (k, x)$. Итак:

$$\int \frac{d\theta}{\sqrt{5/4 + \cos 2\theta}} = \frac{2}{3} F\left(\frac{2\sqrt{2}}{3}, \theta\right), \quad (13.26)$$

а уравнение (13.25) примет вид

$$F\left(\frac{2\sqrt{2}}{3}, \theta\right) = \frac{3}{2} kt = \left(\frac{3}{2}\right)^2 \frac{s}{r^3} t, \quad (13.27)$$

т. е. существует зависимость времени от угла прецессии

$$t = \left(\frac{2}{3}\right)^2 \frac{r^3}{s} F\left(\frac{2\sqrt{2}}{3}, \theta\right). \quad (13.28)$$

Для нахождения зависимости $\theta(t)$ надо обратить функцию F .

Это будет эллиптическая функция Якоби.

Введем обозначения:

$$u = F\left(\frac{2\sqrt{2}}{3}, \theta\right),$$

тогда функция Якоби $\text{sn} u = \sin \theta$, значит

$$\theta = \arcsin(\text{sn} u), \quad (13.29)$$

и

$$F\left(\frac{2\sqrt{2}}{3}, \theta\right) = \left(\frac{3}{2}\right)^2 \frac{s}{r^3} t = u,$$

иначе:

$$\theta = \arcsin \left[\operatorname{sn} \left(\left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{s}{r^3} t \right) \right], \quad (13.30)$$

где sn — эллиптическая функция Якоби 1-го рода по модулю $k = \frac{2\sqrt{2}}{3}$. Это и есть точное уравнение прецессии в общем виде.

Теперь получим выражение для угловой скорости прецессии из формулы (13.24):

$$\sin\theta = \operatorname{sn} \left[\left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{s}{r^3} t \right] \quad \text{и} \quad \cos 2\theta = 1 - 2\operatorname{sn}^2 \left[\frac{9}{4} \frac{s}{r^3} t \right],$$

т. е.

$$\Omega = \frac{3s}{2r^3} \sqrt{\frac{9}{4} - 2\operatorname{sn}^2 \left(\frac{9}{4} \frac{s}{r^3} t \right)}, \quad (13.31)$$

где s — метрика $ds^2 = g_{in} dx^i dx^n$; r — радиус-вектор точки; t — время.

13.2.

Явные формулы.

Внутренний ротатор в поле внешнего

Константа s в этом случае будет

$$s_1 = n_1 m_1 R_1^2 \omega_1, \quad (13.32)$$

где n_1 — число частиц на внешнем кольце; m_1 — масса; ω_1 — угловая скорость; R_1 — радиус внешнего кольца.

Подставляя (13.32) в (13.31), получим

$$\Omega_1 = \frac{3n_1 m_1 R_1^2 \omega_1}{2R_1^3} \sqrt{\frac{9}{4} - 2\operatorname{sn}^2 \left[\frac{9}{4} \frac{n_1 m_1 R_1^2 \omega_1}{R_1^3} t \right]}. \quad (13.33)$$

ВНЕШНИЙ РОТАТОР В ПОЛЕ ВНУТРЕННЕГО

Здесь формула для Ω получается заменой нижних индексов $1 \leftrightarrow 2$

$$\Omega_2 = \frac{3n_2 m_2 R_2^2 \omega_2}{2R_1^3} \sqrt{\frac{9}{4} - 2\operatorname{sn}^2 \left[\frac{9n_2 m_2 R_2^2 \omega_2}{4R_1^3} t \right]}.$$

О МАКСИМАЛЬНОМ УГЛЕ ПРЕЦЕССИИ

Этот угол меняется в пределах от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$ для любых значений s и r потому, что

$$t \in (-\infty, +\infty) \Rightarrow \frac{9}{4} \frac{s}{r^3} t \in (-\infty, +\infty) \Rightarrow \operatorname{sn} \left(\frac{9}{4} \frac{s}{r^3} t \right) \in [-1, +1]$$

$$\theta = \arcsin \left(\operatorname{sn} \left(\frac{9}{4} \frac{s}{r^3} t \right) \right) \in \left[-\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2} \right].$$

13.3.

Приведение

к обычной размерности

Мы использовали систему единиц $G = c = 1$. В обычных единицах отношение m/r не безразмерно, и надо сделать замену

$$m \rightarrow \frac{Gm}{c^2}, \quad (13.34)$$

и тогда

$$\Omega_1 = \frac{3Gn_1 m_1 R_1^2}{2R_2^3 c^2} \omega_1 \sqrt{\frac{9}{4} - 2\operatorname{sn}^2 \left(\frac{9Gn_1 m_1 R_1^2 \omega_1}{4R_2^3 c^2} t \right)}, \quad (13.35)$$

$$\Omega_2 = \frac{3Gn_2 m_2 R_2^2}{2R_1^3 c^2} \omega_2 \sqrt{\frac{9}{4} - 2\operatorname{sn}^2 \left(\frac{9Gn_2 m_2 R_2^2 \omega_2}{4R_1^3 c^2} t \right)}, \quad (13.36)$$

G – гравитационная постоянная; c – скорость света.

УТОЧНЕНИЕ ПОНЯТИЯ ВРЕМЕНИ

Дело в том, что время входит в формулу для интервала наравне с другими координатами, поэтому, когда считается, что внешний ротатор задает метрику, то он задает не только пространственные ее компоненты, но и время, значит, **ниоткуда не следует, что время в формуле для Ω_1 – это то же самое время, что используется в формуле для Ω_2** . Эти два времени можно **положить** равными друг другу, но надо помнить, что это предположение, если его не вводить, то вместо t в формулах (13.35) и (13.36) надо записать t_1 и t_2 соответственно.

Выясним теперь следствия предположения о том, что временной множитель равен периоду. Сначала вычислим значение этого периода.

Для первого случая – (13.35) – имеем следующее выражение для периода T_1 :

$$\frac{9Gn_1 m_1 R_1^2 \omega_1}{4R_2^3 c^2} T_1 = 2\pi \Rightarrow T_1 = \frac{8\pi R_2^3 c^2}{9Gn_1 m_1 R_1^2 \omega_1}, \quad (13.37)$$

аналогичным образом для T_2 получаем

$$\frac{9Gn_2m_2R_2^2\omega_2}{4R_1^3c^2} T_2 = 2\pi \Rightarrow$$

$$T_2 = \frac{8\pi R_1^3c^2}{9Gn_2m_2R_2^2\omega_2}, \quad (13.38)$$

теперь положим $t = T_1$ в формуле (13.35). В этом случае эллиптический синус обратится в 0, и тогда

$$\Omega_1|_{t_1=T_1} = \frac{3Gn_1m_1R_1^2}{2R_2^3c^2} \omega_1$$

аналогичным образом получаем

$$\Omega_2|_{t_2=T_2} = \frac{3Gn_2m_2R_2^2}{2R_1^3c^2} \omega_2. \quad (13.39)$$

Рассмотрим теперь отношение **периодов прецессии**, обозначим его через k_T

$$\begin{aligned} k_T &= \frac{T_1}{T_2} = \frac{R_2^3}{n_1m_1R_1^2\omega} \frac{n_2m_2R_2^2\omega_2}{R_1^3} = \frac{n_2m_2\omega_2R_2^5}{n_1m_1\omega_1R_1^5} = \\ &= \frac{n_2}{m_1} \frac{m_2}{m_1} \frac{\omega_2}{\omega_1} \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^5, \end{aligned} \quad (13.40)$$

если ввести обозначения

$$\left. \begin{aligned} k_n &= n_1/n_2; \quad k_m = m_1/m_2 \\ k_\omega &= \omega_1/\omega_2; \quad k_R = R_1/R_2 \end{aligned} \right\}, \quad (13.41)$$

то (13.40) примет простой вид

$$k_T = \frac{1}{k_n k_m k_\omega k_R^5}$$

или

$$\boxed{k_n k_m k_\omega k_R^5 k_T = 1.} \quad (13.42)$$

Это общая формула, верная для любого набора параметров. Иначе, (13.42) означает такую зависимость:

$$\frac{n_1}{n_2} \frac{m_1}{m_2} \frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{R_1^5}{R_2^5} \frac{T_1}{T_2} = 1.$$

СЛЕДСТВИЯ РАВЕНСТВА $\Omega_1 = \Omega_2$

Если требовать буквального равенства мгновенных скоростей, то получается громоздкое выражение

$$\Omega_1 = \Omega_2 \implies \frac{\Omega_1}{\Omega_2} = 1 \implies$$

$$\frac{3Gn_1 m_1 R_1^2 \omega_1 2R_1^3 c^2}{2R_2^3 c^2 3Gn_2 m_2 R_2^2 \omega_2} \frac{\sqrt{\frac{9}{4} - 2\text{sn}^2 \left(\frac{9Gn_1 m_1 R_1^2 \omega_1}{4R_2^3 c^2} t_1 \right)}}{\sqrt{\frac{9}{4} - 2\text{sn}^2 \left(\frac{9Gn_2 m_2 R_2^2 \omega_2}{4R_2^3 c^2} t_2 \right)}} = 1. \quad (13.43)$$

Выражение (13.43) является произведением двух дробей: первая дробь не зависит от t , вторая – зависит от t , однако произведение этих двух дробей не зависит от t . Вывод: вторая дробь также не должна зависеть от времени, следовательно, допущение $\Omega_1 = \Omega_2$ кроме алгебраических следствий (13.44) влечет еще и наложение некоторой связи на t_1 и t_2 . Во всяком случае, если $T_1 \neq T_2$, то и $t_1 \neq t_2$.

Рассмотрим сначала алгебраические следствия (13.43):

$$\frac{n_1 m_1 R_1^2 \omega_1 R_1^3}{R_2^3 n_2 m_2 R_2^2 \omega_2} = 1 \implies \frac{n_1}{n_2} \frac{m_1}{m_2} \frac{\omega_1}{\omega_2} \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^5 = 1 \implies$$

$$\implies k_n k_m k_\omega k_R^5 = 1, \quad (13.44)$$

где

$$k_n = \frac{n_1}{n_2}; \quad k_m = \frac{m_1}{m_2}; \quad k_\omega = \frac{\omega_1}{\omega_2}, \quad k_R = \frac{R_1}{R_2}. \quad (13.45)$$

Теперь получим в явном виде связь между t_1 и t_2 , также исходя из (13.43):

$$\frac{\sqrt{\frac{9}{4} - 2\text{sn}^2 \left(\frac{9Gn_1 m_1 R_1^2 \omega_1}{4R_2^3 c^2} t_1 \right)}}{\sqrt{\frac{9}{4} - 2\text{sn}^2 \left(\frac{9Gn_2 m_2 R_2^2 \omega_2}{4R_2^3 c^2} t_2 \right)}} = 1.$$

Вычислим связь константы k_T с другими константами – (13.37–13.38) –

$$k_T = \frac{T_1}{T_2} = \frac{8\pi R_2^3 c^2 9Gn_2 m_2 R_2^2 \omega_2}{9Gn_1 m_1 R_1^2 \omega_1 8\pi R_2^3 c^2} =$$

$$= \frac{n_2}{n_1} \frac{m_2}{m_1} \frac{\omega_2}{\omega_1} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^5 = \frac{1}{k_n} \frac{1}{k_m} \frac{1}{k_\omega} \frac{1}{k_R^5}. \quad (13.46)$$

(13.46) – это общая формула, однако сопоставим ее с соотношением (13.44), которое характеризует наш случай $\Omega_1 = \Omega_2$, его можно пере-

писать в виде $\frac{1}{k_T} = 1; k_T = 1$.

Итак, если $\Omega_1 = \Omega_2$, то

1) из (13.44) $k_n k_m k_\omega (k_R)^5 = 1$.

2) $t_1 = \pm t_2$, т. е. время у обоих ротаторов течет с одинаковой скоростью, но, возможно, в разных направлениях.

13.4.

**Как изменится расчет
в случае сильного поля**

Используем формулу, которая верна в общем случае, а не только для слабого поля, итак:

$$\varepsilon_{ij\hat{k}}^{\hat{\Omega}\hat{k}} = \Gamma_{L\hat{j},\hat{0}}, \quad (13.47)$$

где $\Gamma_{\hat{i}\hat{j},\hat{0}}$ – символ Кристоффеля 1-го рода; $\hat{}$ – означает собственную систему отсчета, поэтому надо вычислить коэффициенты $\Gamma_{\hat{i}\hat{j},\hat{0}}$:

$$\Gamma_{kl,i} = \frac{1}{2} (-g_{kl,i} + g_{ik,l} + g_{li,k}). \quad (13.48)$$

Нас интересует только $ij, 0$, поэтому

$$\Gamma_{\hat{i}\hat{j},\hat{0}}^{\hat{\Omega}\hat{k}} = \frac{1}{2} (-g_{\hat{i}\hat{j},\hat{0}} + g_{\hat{0}\hat{i}\hat{j}} + g_{\hat{j}\hat{0},\hat{i}}). \quad (13.49)$$

Теперь рассмотрим случай сильного поля:

$$ds^2 = g_{00}d(ct)^2 + g_{11}dr^2 + g_{22}d\theta^2 + g_{33}d\varphi^2 + 2g_{03}d\varphi dt, \quad (13.50)$$

где

$$g_{00} = 1 - \frac{r_g^2}{p^2}; \quad r_g = 2m \frac{G}{c^2}; \quad p^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta; \quad a = \frac{M}{mc}; \quad M - \text{момент}$$

вращения источника; m – масса,

$$g_{00} = 1 - \frac{2mGr}{c^2(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)}; \quad (13.51)$$

$$g_{11} = -\frac{p^2}{\Delta};$$

$$\Delta = r^2 - r_g r + a^2 = r^2 - \frac{2mGr}{c^2} + \frac{M^2}{m^2 c^2}; \quad (13.52)$$

$$g_{22} = -p^2; \quad (13.53)$$

$$g_{33} = -\left(r^2 + a^2 + \frac{r g r a^2}{p^2}\right) \sin^2 \theta; \quad (13.54)$$

$$g_{03} = \frac{r g r a}{p^2} \sin^2 \theta. \quad (13.55)$$

Теперь рассмотрим внимательнее формулу (13.49). Первое слагаемое содержит производные $\frac{\partial}{\partial ct} = \frac{\partial}{\partial x_0}$, однако ни один из коэффициентов g_{ik} в (13.50–13.55) не зависит от t , поэтому (13.49) упрощается:

$$\Gamma_{ij0}^{\wedge\wedge\wedge} = \frac{1}{2} (g_{0i,j}^{\wedge\wedge\wedge} + g_{j0,i}^{\wedge\wedge\wedge}),$$

а поскольку g_{ij} симметрично, то

$$\Gamma_{ij0}^{\wedge\wedge\wedge} = \frac{1}{2} (g_{0i,j}^{\wedge\wedge\wedge} + g_{0j,i}^{\wedge\wedge\wedge}). \quad (13.56)$$

Среди коэффициентов вида $g_{0i,j}^{\wedge\wedge\wedge}$, $g_{0j,i}^{\wedge\wedge\wedge}$ отличен от нуля только g_{03} , поэтому среди коэффициентов $\Gamma_{ij}^{\wedge\wedge\wedge}$ хотя бы один должен быть равен 3, итак:

$$\Gamma_{03,0} = \frac{1}{2} g_{00,3} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} g_{00} = 0;$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{13,0} &= \frac{1}{2} g_{03,1} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} g_{03} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} ar_g \sin^2 \theta \frac{r}{p^2} = \\ &= \frac{ar_g \sin^2 \theta}{2} \frac{\partial}{\partial r} \frac{r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} = \frac{ar_g \sin^2 \theta}{2} \frac{r^2 + a^2 \cos \theta - r(2r)}{p^4} = \\ &= \frac{ar_g \sin^2 \theta}{2} \frac{p^2 - 2r^2}{p^4}; \end{aligned} \quad (13.57)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{23\theta} &= \frac{1}{2} g_{03,2} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{arr_g \sin^2 \theta}{p^2} = \frac{arr_g}{2} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\sin^2 \theta}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} = \\ &= \frac{arr_g}{2} \frac{2 \sin \theta \cos \theta p^2 + \sin^2 \theta 2a^2 \cos \theta \sin \theta}{p^4} = \frac{arr_g}{2p^4} \times \\ &\times (p^2 + a^2 \sin^2 \theta) \sin 2\theta; \end{aligned} \quad (13.58)$$

$$\Gamma_{33,0} = g_{03,3} = \frac{\partial}{\partial \varphi} g_{03} = 0.$$

Поскольку $\Gamma_{\hat{i}\hat{j}\hat{0}} = \Gamma_{\hat{j}\hat{i}\hat{0}}$, все ненулевые коэффициенты связности вычислены, выпишем их:

$$\Gamma_{130} = \Gamma_{310} = \frac{ar_g \sin^2 \theta}{2} \frac{p^2 - 2r^2}{p^4}; \quad (13.59)$$

$$\Gamma_{230} = \Gamma_{320} = \frac{arr_g \sin 2\theta}{2} \frac{p^2 + a^2 \sin^2 \theta}{p^4}. \quad (13.60)$$

Следовательно, вектор угловой скорости Ω^k будет иметь две компоненты:

$\Omega^1 = \Gamma_{230}$; $\Omega^2 = \Gamma_{130}$, а $\Omega^3 = 0$, Ω^1 — соответствует радиальной компоненте вектора прецессии; $\Omega^2 - \theta$ -компонента вектора прецессии.

13.5.

Вычисление компонент вектора прецессии в явном виде

Выражение для Ω^1 дается формулой

$$\Omega^1 = \Gamma_{230} = \frac{arr_g \sin 2\theta}{2} \frac{p^2 + a^2 \sin^2 \theta}{p^4}; \quad (13.61)$$

$$a = \frac{M}{mc}; \quad r_g = \frac{2mG}{c^2};$$

$$p^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta;$$

параметр a вычисляется следующим образом:

$$M = n_s m_s R_s^2 \omega_s. \quad (13.62)$$

Роль m играет произведение $n_s m_s$, где n_s — число частиц ротатора-источника; m_s — масса; ω_s — угловая скорость; R_s — радиус.

Подставляем в выражение для a

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{M}{mc}; \\ M &= n_s m_s R_s^2 \omega_s; \quad m = n_s m_s \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$a = \frac{R_s^2 \omega_s}{c} = \frac{R_s^2 \omega_s}{c}. \quad (13.63)$$

Теперь получим выражение для r_g :

$$r_g = \frac{2mG}{c^2} = \frac{2n_s m_s G}{c^2}; \quad (13.64)$$

$$p^2 + a^2 \sin^2 \theta = r^2 + a^2 \cos^2 \theta + a^2 \sin^2 \theta = r^2 + a^2. \quad (13.65)$$

Подставим (13.63) – (13.65) в (13.61):

$$\begin{aligned} \Omega^1 &= \frac{2n_s m_s R_s^2 \omega_s G}{c^3} \frac{r \sin 2\theta}{2} \frac{1}{p^2} \frac{r^2 + a^2}{p^2} = \\ &= \frac{G}{c^3} \frac{n_s m_s \omega_s R_s^2}{1} r \sin 2\theta \frac{r^2 + \left(\frac{R_s^2 \omega_s}{c}\right)^2}{\left[r^2 + \left(\frac{R_s^2 \omega_s}{c}\right)^2 \cos^2 \theta\right]^2} = \\ &= \frac{n_s m_s \omega_s R_s^2}{c^3} G r \sin 2\theta \frac{r^2 c^2 + R_s^4 \omega_s^2}{[r^2 c^2 + R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta]^2} c^2 = \frac{G}{c^3} \times \\ &\times n_s m_s \omega_s R_s^2 G c r \sin 2\theta \frac{r^2 c^2 + R_s^4 \omega_s^2}{[r^2 c^2 + R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta]^2}. \end{aligned} \quad (13.66)$$

Теперь получим явную формулу, аналогичную для другой компоненты Ω^2 :

$$\Omega^2 = \Gamma_{130} = \frac{a r_g \sin^2 \theta}{2} \frac{p^2 - 2r^2}{p^4}. \quad (13.67)$$

Упростим выражение $p^2 - 2r^2$:

$$p^2 - 2r^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta - 2r^2 = a^2 \cos^2 \theta - r^2. \quad (13.68)$$

Подставим (13.63), (13.64), (13.68) в (13.67):

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= \frac{R_s^2 \omega_s}{c} \frac{n_s m_s G}{c^2} \sin^2 \theta \frac{\frac{R_s^4 \omega_s^2}{c^2} \cos^2 \theta - r^2}{\left[\frac{R_s^4 \omega_s^2}{c^2} \cos^2 \theta + r^2\right]^2} = \\ &= \frac{n_s m_s \omega_s R_s^2 G \sin^2 \theta}{c^3} \frac{R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta - r^2 c^2}{[R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta + r^2 c^2]^2} c^2 = \\ &= n_s m_s \omega_s R_s^2 \frac{G}{c} \sin^2 \theta \frac{R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta - r^2 c^2}{[R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta + r^2 c^2]^2}. \end{aligned} \quad (13.69)$$

Итак, можно записать, что

$$\Omega = \frac{n_s m_s \omega_s R_s^2 \frac{G}{c} \sin \theta}{[R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta + r^2 c^2]^2} \begin{bmatrix} 2r \cos \theta (R_s^4 \omega_s^2 + r^2 c^2) \\ \sin \theta (R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta - r^2 c^2) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (13.70)$$

Формула получилась достаточно сложная, однако о ее правдоподобности говорит то, что $\Omega^3 = 0$, т. е. прецессия не имеет φ -компоненты, а только лишь радиальную компоненту и θ -компоненту.

Теперь вычислим абсолютную величину угловой скорости прецессии. Для этого вычислим абсолютную величину вектора в скобках в формуле. Обозначим эту величину через λ_1 .

Поскольку длина произвольного вектора $\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix}$, записанного в полярных координатах, равна $\sqrt{a^2 + r^2(b^2 + c^2 \cos^2 b)}$, то

$$\begin{aligned} \lambda_1^2 &= 4r^2 \cos^2 \theta (R_s^4 \omega_s^2 + r^2 c^2)^2 + r^2 \sin^2 \theta (R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta - r^2 c^2)^2 = \\ &= r^2 \cos^2 \theta [4(R_s^4 \omega_s^2 + r^2 c^2)^2 + \operatorname{tg}^2 \theta (R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta - r^2 c^2)^2] \Rightarrow \\ \lambda_1 &= r \cos \theta \sqrt{4(R_s^4 \omega_s^2 + r^2 c^2)^2 + \operatorname{tg}^2 \theta (R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta - r^2 c^2)^2}. \end{aligned} \quad (13.71)$$

Теперь, умножив (13.71) на множитель из (13.70), мы получим явное выражение для угловой скорости прецессии:

$$|\Omega| = \frac{n_s m_s \omega_s R_s^2 \frac{G}{c} r \sin \theta \cos \theta}{(R_s^4 \omega_s^2 \cos^2 \theta + r^2 c^2)^2} \quad (13.72)$$

При получении конкретных формул надо подставить для внешнего ротатора в поле внутреннего индекс 2, вместо s , и R_1 , вместо r , а для внутреннего ротатора в поле внешнего: 1, вместо s , и R_2 , вместо r .

Для этого надо решить уравнение

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{c_1 \sin 2\theta}{(c_2 \cos^2 \theta + c_3)^2} \sqrt{c_4 + (c_2 \cos^2 \theta - c_3)^2 \operatorname{tg}^2 \theta}, \quad (13.73)$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &= 1/2 n_s m_s \omega_s R_s^2 Gcr = \text{const}; \quad (\text{замечание: } r = \text{const}, \text{ так как мы рассматриваем не произвольное движение, а ротатор}); \\ c_2 &= R_s^4 \omega_s^2 = \text{const}; \\ c_3 &= r^2 c^2 = \text{const}; \\ c_4 &= 4(c_2 + c_3)^2. \end{aligned}$$

14 ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ФУНДАМЕНТОНА В ТФП

14.1.

Движение фундаментона в ЗПП

На поверхности тора существует некоторая псевдориманова геометрия, у которой уравнение для интервала имеет вид

$$ds^2 = e^\nu c^2 dt^2 - R_2^2 d\theta^2 - (R_1 + R_2 \cos\theta)^2 d\varphi^2, \quad (14.1)$$

где $e^\nu = g_{00}$ – временная составляющая метрического тензора;

$$cdt = dx_0; \quad d\theta = dx; \quad d\varphi = dx_2; \quad g_{11} = R_2^2; \quad g_{22} = (R_1 + R_2 \cos\theta)^2.$$

Найдем зависимость между параметрами для объекта, который движется на поверхности по винтовой n -витковой линии, являющейся геодезической в этой геометрии.

Решая уравнение геодезической

$$\ddot{x}^k + \Gamma_{ij}^k \dot{x}^i \dot{x}^j = 0 \quad (14.2)$$

(где производная берется по аффинному параметру размерности длины l_a), найдем для основных геометрических параметров

$$\dot{\varphi} = \frac{l_\varphi}{(R_1 + R_2 \cos\theta)^2}; \quad (14.3)$$

$$\dot{\theta} = \frac{nl_\varphi}{(R_1 + R_2 \cos\theta)^2}; \quad (14.4)$$

$$e^\nu = \beta_0 c \frac{dt}{dl_a}; \quad (14.5)$$

$\theta = n\varphi$, где l_φ, β_0 – константы интегрирования.

При этом выясняется, что вдоль геодезической остается постоянной величина

$$\left(R_1^2 + \frac{R_2^2}{2}\right)\theta + 2R_1 R_2 \sin\theta + \frac{R_2^2}{4} \sin 2\theta - nl_\varphi l_a = \text{const}. \quad (14.6)$$

Для g_{00} имеем

$$g_{00} = e^\nu = \left[\frac{n^2 R_2^2 l_\varphi^2 \beta_0^2}{(R_1 + R_2 \cos\theta)^4} + \frac{l_\varphi^2 \beta_0}{(R_1 + R_2 \cos\theta)^2} + \frac{s R_2^2 \beta_0^2}{l_\theta^2} \right]^{-1}, \quad (14.7)$$

где s/l_θ^2 – константа интегрирования.

Для скорости движения вдоль геодезической имеем

$$v = \frac{n\beta_0 c e^{v/2} l_\varphi R_2}{(R_1 + R_2 \cos\theta)^2} \left[\frac{(R_1 + R_2 \cos\theta)^2}{n^2 R_2^2} \right]^{1/2} \quad (14.8)$$

Из уравнений (14.7) и (14.8) при условии, что константа интегрирования $s/l_\theta^2 = 0$, получим

$$v = c = \text{const} \quad (14.9)$$

при всех углах θ и φ и всех значениях размерных параметров R_1, R_2 тора и независимо от числа витков n и значений постоянных интегрирования l_φ и β_0 .

Существование инвариантной скорости движения вдоль геодезической в рассматриваемой геометрии и равенство ее "скорости света" в (14.9) — факт весьма примечательный.

Инвариантность c , как известно, постулирована в СТО, и этот постулат сохраняется в таком качестве во всех релятивистских теориях. Здесь сделан первый шаг в доказательстве этого постулата и замены его теоремой в рамках ТФП. Результат (14.9) получен при $s/l_\theta \rightarrow 0$, что соответствует $R_1 \rightarrow \infty$ и практически означает, что он верен только вне конечной поверхности тора во внешнем для этой поверхности пространстве. Для определения скорости на самой поверхности тора конечных размеров надо определить на ней ход времени.

Вопрос о времени в этой геометрии требует еще специального исследования. Есть основания полагать, что в рамках этой геометрии время следует лишить привычного нам макроскопического понятия — извечно текущей в одном направлении величины. Время здесь за один оборот по углу θ изменяется от 0 до $T/2$, а затем вновь уменьшается до 0. Отметим только, что на поверхности тора конечных размеров скорость движения равна $n\beta c > c$. Заряд, движущийся на этой поверхности, — тахион.

Для дальнейшего важно, что отображение скоростей и временной составляющей метрического тензора g_{00} на подпространства ($3 \rightarrow 2$), 2ПП , ($2 \rightarrow 1$) и 1ПП из 3ПП возможно при условии, что эти величины в перечисленных ПП становятся величинами, постоянными во времени, свойственным этим подпространствам. Для этого нет необходимости обязательно переопределять толкование времени в указанном выше смысле, просто нужно задать соответствующий закон отображения.

Мы получим, таким образом, согласование движения фундаментона на поверхности тора с описанием ЭЧ в других пространствах.

14.2.

Динамика движения и расчет параметров фундаментона

Отметим, что \mathcal{ZT} в псевдоримановой геометрии на поверхности тора для тензора Эйнштейна

$$G_k^i = R_k^i - \frac{1}{2} R \delta_k^i \quad (14.10)$$

приводит к таким значениям его составляющих:

$$G_0^0 = \frac{\cos \theta}{R_2 (R_1 + R_2 \cos \theta)}; \quad G_1^1 = - \frac{\nu^1 \sin \theta}{2R_2 (R_1 + R_2 \cos \theta)}; \\ G_2^2 = \frac{2\nu^{11} + \nu^{12}}{4R_2^2} \quad (14.11)$$

Истолкование найденной связи между параметрами в кинематике движения фундаментона, а также того, что на поверхности тора в указанной геометрии есть винтовая геодезическая, приводит к весьма интересному результату. По всей вероятности, единственная возможность объяснения динамики движения фундаментона на поверхности тора, кинематика которого соответствует найденной геодезической, сводится к управлению этим движением полями двух токовых струн (рис. 14.1).

Одна токовая струна, проходящая через ось тора и уходящая в "бесконечность" (замыкающаяся на расстояниях порядка радиуса Вселенной), создает магнитное поле, которое при взаимодействии с магнитным полем токовой струны, проходящей по оси тора, дает результирующее поле вдоль n -витковой линии по поверхности тора. Если в ЗПП мы встретились с феноменом, который обладает электрическим зарядом в направлении угла φ и магнитным зарядом вдоль траектории движения, которое практически ортогонально к плоскости, секущей тор, то описание динамики движения фундаментона будет полным.

Все эти вопросы подлежат обстоятельному изучению и развитию в будущем. В настоящее время мы можем ограничиться той большой информацией, которую дают уже известные нам закономерности, позволяющие, как будет показано, рассчитать большую часть свойств ЭЧ и ЭЧВ. Так, все параметры самого фундаментона мы можем вычислить, опираясь на те сведения, которые уже получены.

Основной ЭЧ в нашем мире является протон, так как протон-антипротонный вакуум почти на десять порядков имеет большую концентрацию, нежели ближайший к нему электрон-позитронный вакуум. Естественно поэтому считать, что фундаментон, находящийся в основном состоянии в ЗПП, отображается на 1ПП как протон. Исходя из этого мы можем определить параметры фундаментона и уточнить параметры протона. Определим сперва заряды протона и фундаментона. \mathcal{ZT} и требо-

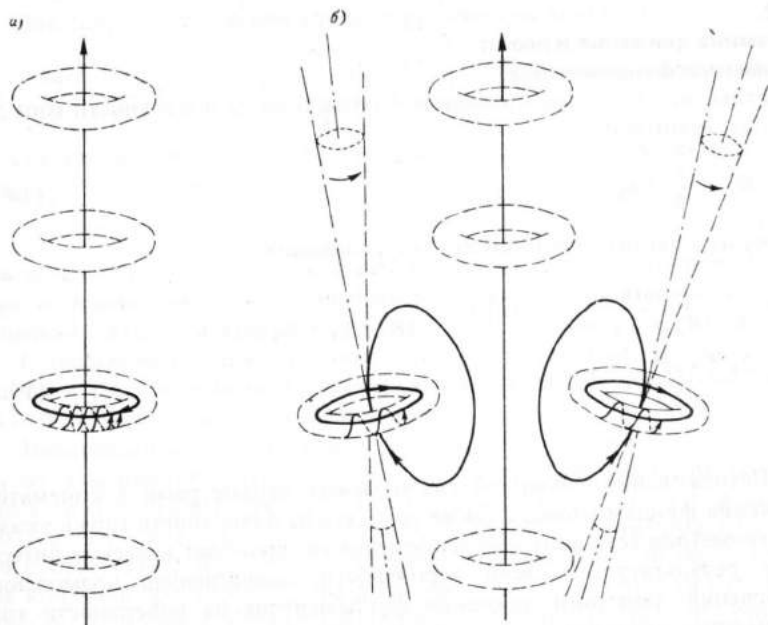


Рис. 14.1. Схема образования фундаментона как основной клетки пространства S^3
a – ЭЧВ; *b* – ГЭЧ

вание устойчивости круговой орбиты приводит [2] к такому уравнению для $\gamma_{\mathcal{Z}}$ в расчетном $(2 \rightarrow 1)$ ПП структуры протона:

$$\gamma_{(2 \rightarrow 1)} = (1 - \beta_1^2)_p (1 - g_{00})_p^{1/2} (1 - 3g_{00})_p^{1/2} \frac{M_p c}{2m_p^2}, \quad (14.12)$$

индекс p означает, что все параметры – для протона. В IV ч. книги показано, что

$$g_{001} = 1 - \beta_1^2; \quad g_{002} = 1 - \beta_2^2, \quad (14.13)$$

и тогда уравнение (14.12) примет вид

$$\gamma_{(2 \rightarrow 1)} = (1 - \beta_1^2) [1 - (\beta_1^2 - \beta_2^2)]_p^{1/2} [1 - 3(\beta_1^2 - \beta_2^2)]_p^{1/2} \frac{M_p c}{2m_p^2}. \quad (14.14)$$

Известно, что

$$\gamma_{(2 \rightarrow 1)} = \frac{\alpha \hbar c}{m^2}; (\gamma_{(2 \rightarrow 1)} \equiv \gamma) \quad (14.15)$$

и

$$M = \frac{\hbar k_{\Phi}^{1/2} \epsilon_{\Phi}^{1/2}}{a_{gp}(1-g_{00})_p(1-3g_{00})_p}, \quad (14.16)$$

где $a_{gp} = \frac{\beta_2 k_y}{\beta_1 k_x} = 1,00088903$ – безразмерная константа для протона;

$K_{\Phi} = 1,00000431$ и $\epsilon_{\Phi} = 1,00000036$ – “фоновые” константы ФВ (см. разд. 7). Из (1.64) и (1.65) для безразмерной константы α имеем

$$\alpha = \frac{\pi(1-\beta_1^2)_p k_{\Phi}^{1/2} \epsilon_{\Phi}^{3/2}}{a_{gp}(1-g_{00})_p^{1/2} (1-3g_{00})_p^{1/2}} \quad \text{согласно (7.18)} \quad (14.17)$$

В ЗПП заряды ФП q_1 и q_2 равны между собой. Это равенство сохраняется и в ПП ($3 \rightarrow 2$); 2ПП, а в подпространстве ($2 \rightarrow 1$) $q_1 \neq q_2$. Разность зарядов ФП – есть релятивистский эффект, в результате которого и возникает электрический заряд, равный этой разности в ПП ($2 \rightarrow 1$) и который отражается на 1ПП, сохраняя свое значение. Безразмерная константа α имеет в этом процессе отображения физических параметров смысл отношения квадрата электрического заряда в 1ПП и в ПП ($2 \rightarrow 1$) к квадрату заряда ФП в ЗПП.

Следовательно,

$$\alpha = \left(\frac{q^{(1)}}{q_{1,2}^{(3)}} \right)^2 \text{ и } (q_4^{(3)})^2 = (q_2^{(3)})^2 = \hbar c. \quad (14.18)$$

В дальнейшем будут приведены расчетные формулы и некоторые результаты расчета параметров всех ЭЧ. Для нахождения численного значения мировой постоянной α по (14.17) из безразмерных внутренних параметров протона получим, подставляя соответствующие численные значения,

$$(1-\beta_1^2)_p = 2,32380368 \cdot 10^{-3}; \quad (1-\beta_2^2)_p = 2,55488672 \cdot 10^{-3}; \\ \alpha = 7,29735256 \cdot 10^{-3},$$

что, с известной по состоянию на апрель 1988 г. [108] точностью в эксперименте, совпадает с экспериментальным значением $\alpha = 7,2973504(61) \cdot 10^{-3}$, а по точности существенно превосходит его.

Вычислим теперь другие параметры фундаментона.

Скорости движения диполя зарядов ФП, образующих фундаментон в ЗПП, в соответствии с (7.24) будут

$$\beta_1^{(3)} = n_{1p} \beta_{1p}; \quad \beta_2^{(3)} = n_{2p} \beta_{2p} \quad (14.19)$$

(численное значение $n_{1p}^2 = 6330$ и $n_{2p} = 5494$ (см. С. 274). С учетом того, что массы, связанные с фундаментальными зарядами, имеют разные знаки, для отображения массы из 2ПП на ПП ($2 \rightarrow 1$) или 1ПП, что в данном случае все равно, мы должны записать [2]

$$m_p = \frac{|m_2^{(2)}| - |m_1^{(2)}|}{(|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)}, \quad (14.20)$$

где m_p ; $|m_2^{(2)}|$; $|m_1^{(2)}|$ – соответственно масса протона в 1ПП и абсолютные значения масс в 2ПП.

А массы в 2ПП отображаются на 3ПП по закону

$$|m_2^{(2)}| = \frac{|m_2^{(3)}|}{(|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}}; \quad |m_1^{(2)}| = \frac{|m_1^{(3)}|^*}{(|\beta_1^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}}; \quad (14.21)$$

и тогда между массами, составляющими фундаментон в 3ПП, и массами того, что отразится на ПП ($2 \rightarrow 1$) и, следовательно, на 1ПП (в нашем случае массой протона), будет существовать такая зависимость:

$$m_p = \frac{m_2^{(3)}}{(|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{5/2}} \left[1 - \frac{m_1^{(3)} (|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}}{m_2^{(3)} (|\beta_1^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}} \right] \quad (14.22)$$

Для устойчивости круговой орбиты должно еще выполняться следующее условие: $|m_2^{(3)}| = \sqrt{\frac{9}{8}} |m_1^{(3)}|$, и тогда получим

$$m_2^{(3)} = m_p \frac{(|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{5/2}}{\left[1 - \sqrt{\frac{8}{9}} \frac{(|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}}{(|\beta_1^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}} \right]} \quad (14.23)$$

В уравнении (14.23) приведена масса "голого" протона без учета взаимодействия его с ФВ. Для того чтобы учесть и это взаимодействие в соответствии с формулами для масс, указанными в ч. IV (см. С. 246), надо ввести в (14.23), еще множитель $\frac{a_c}{\beta_2^3}$, тогда окончательная формула для расчета массы $|m_2^{(3)}|$ у фундаментона примет вид

*) – Здесь и далее мы для внутренних параметров индекс p опускаем, поскольку все они берутся для протона.

$$|m_2^{(3)}| = m_p \frac{a^{1/2}}{\beta_2^3} \frac{(n_2^2 \beta_2^2 - 1)^{5/2}}{\left[1 - \sqrt{\frac{8}{9} \frac{(n_2^2 \beta_2^2 - 1)^{3/2}}{(n_1^2 \beta_1^2 - 1)^{3/2}}} \right]} \quad (14.24)$$

В (14.23) и (14.24) рассчитывается положительная часть массы фундаментона, так как только она и вносит вклад в определение эффективного радиуса фундаментона и константы гравитационного взаимодействия.

Для этих параметров справедливы такие формулы:

$$G_\Phi = \frac{q_{1,2}^2}{m_2^2} = \frac{\hbar c}{m_2^2}; \quad (14.25)$$

$$r_\Phi = \left(\frac{G_\Phi \hbar}{c^3} \right)^{1/2} = \frac{\hbar}{m_2^{(3)} c} = \frac{G_\Phi m_2^{(3)}}{c^2}. \quad (14.26)$$

Особый интерес представляет нахождение численных значений всех этих параметров фундаментона. Они определяются как функции мировых констант \hbar , c и m_p и внутренних параметров структуры протона, полученных в ТФП. Внутренние константы известны с точностью не хуже 9 значащих цифр, мировые константы определены из опыта [143] с точностью в основном до 6-го знака. Как будет показано в разд. 15, расчетные формулы, найденные в ТФП, позволяют уточнить значение мировых констант в ТФП.

$$m_p = 1,67264850 \cdot 10^{-24} \text{ г (опыт } - 1,6726485(86) \cdot 10^{-24} \text{ г);}$$

$$c = 2,997924579 \cdot 10^{10} \text{ см/с (опыт } - 2,99792458(1,2) \cdot 10^{10} \text{ см/с);}$$

$$\hbar = 1,05458870 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с (опыт } - 1,0545887(57) \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с).}$$

С учетом этих численных значений мировых констант и приведенных выше значений внутренних параметров $n_1, n_2, \beta_1, \beta_2$ для протона имеем

$$G_\Phi = 6,67167370 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-2};$$

$$r_\Phi = \left(\frac{G_\Phi \hbar}{c^3} \right)^{1/2} = \frac{\hbar}{m_2^{(3)} c} = \frac{G_\Phi m_2^{(3)}}{c^2} = 1,61595314 \cdot 10^{-33} \text{ см.}$$

(14.27)

Приведенное значение константы гравитационного взаимодействия внутри фундаментона удивительным образом совпадает с определенной из опыта гравитационной константой взаимодействия в макромире, равной $6,6720(41) \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$. Однако, поскольку ТФП позволяет более точный расчет этой константы, то представляет интерес сравнение приведенного значения G для фундаментона с величиной этой константы, вычисленной для взаимодействия протона в макромире,

т. е. в ИПП, найденном по формуле, опубликованной в [49] В. А. Кратом и И. Л. Герловиным,

$$G = a_g \frac{g \alpha \hbar c}{32} \left(\frac{\lambda_p^2 R_\infty^2}{\pi m_p} \right)^2. \quad (14.28)$$

Подстановка в нее соответствующих численных значений приводит к величине, которая в 1,00011630 больше указанной в (14.27). Интересно, что это число очень близко к отношению $\beta_{1p}/\beta_{2p} = 1,00011583$. Учитывая погрешность используемых в расчете по формуле (14.28) экспериментальных величин, такое совпадение, по-видимому, следует считать полным. В этом случае остается ожидать экспериментальной проверки различия гравитационного взаимодействия в глубинах микромира и в макромире, которое здесь предсказывается. Физически это различие весьма прозрачно: внутри фундаментона влияние ФВ практически отсутствует, в то же время в макромире им пренебрегать нельзя, а величина $\beta_{1p}/\beta_{2p} = \epsilon_1^{1/2} / \epsilon_2^{1/2}$ — одна из важных характеристик ФВ (см. др. разд. и [7, 14]).

Радиус протона в ИПП ($2 \rightarrow 1$) связан с его массой формулой [7, 14]

$$R_p = \frac{\hbar}{m_p c} \frac{2s \beta_L}{\epsilon_{2p}} \quad (14.29)$$

($2s = \frac{1}{\cos \alpha}$ — коэффициент, определяемый углом прецессии). Отношение массы фундаментона $m_\Phi = 2,17688010 \cdot 10^{-5}$ г к массе протона следующее:

$$m_2^{(3)} / m_p = 1,30145700 \cdot 10^{19}; \quad (14.30)$$

отношение

$$\epsilon_{2p} R_p / 2s r_\Phi = 1,30145700 \cdot 10^{19} \quad (14.31)$$

также равно этой величине. Поскольку нормализующие множители, связанные со структурой ЭЧ и их взаимодействием с ФВ, в отношении масс и отношении радиусов неодинаковы, то совпадение величин в (14.30) и (14.31) не носит тривиального характера и свидетельствует о внутренней согласованности методов расчета в ТФП.

Таким образом, частица Планка, получившая в физической литературе ряд специальных наименований "максимон", "планкеон" — есть основной кирпичик вещества — фундаментон.

Параметры фундаментона естественным образом отображаются в нашем мире в таком виде, что наблюдается основная частица вещества — протон. Другая устойчивая частица в нашем мире — электрон — тоже может рассматриваться как отображение на ИПП этого же фундаментона, но при этом в формулах вида (14.19)–(14.24) появляются

скорости движения субчастиц в структуре электрона и существенно меняется соотношение метрических свойств при отображении.

Можно показать, что любая ЭЧ представляет собой отображение на наш мир (1ПП-базу расслоения) того же фундаментона, если корректным образом учесть особенности отображения из 3ПП на 1ПП, а для нестабильных частиц — сильно возрастающее для них влияние ФВ.

15 Точный ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВСЕХ МИРОВЫХ КОНСТАНТ В ТФП

В ТФП достигнут высокий уровень единого согласования теоретически определенных параметров для частиц микромира. Как уже отмечалось, этот уровень характеризуется столь высокой точностью, что вычисленные теоретические значения параметров имеют погрешность, которая составляет всего 3—4 единицы 10-го знака.

Особенно важен такой результат в ТФП. Описанная в разд. 12 связь между размерностью физических величин и размерностью пространства, где эта величина проявляется, существенно влияет на методику расчета параметров, характеризующих мир вещества, и в частности на способ расчета мировых констант.

В отличие от всего того, что ранее представлялось о будущей возможности теоретического определения мировых констант, разработки, выполненные нами в рамках ТФП, открыли уникальную возможность вычисления **ВСЕХ МИРОВЫХ КОНСТАНТ** как безразмерных, так и, что выглядит парадоксально, размерных констант из **БЕЗРАЗМЕРНЫХ ПОСТОЯННЫХ**, найденных в теории. Эта последняя возможность связана с тем, что всем, без исключения, мировым константам, имеющим в трехмерном пространстве привычные размерности, соответствует в линейном пространстве величина, имеющая однозначную размерность (например, только длину, или только время, или только массу), а в точечном-нульмерном пространстве всем мировым константам с любой размерностью однозначно соответствует определенная безразмерная величина (как правило, эта величина для фундаментальных констант равна единице). Поэтому, определив, скажем, для константы гравитации безразмерное значение ее в нульмерном пространстве, находим значение этой константы в линейном пространстве в см, или с, или г, а затем и численное значение этой размерной константы в трехмерном пространстве, где она в принятой нами системе единиц имеет размерность $\text{см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2$.

Расчет численных значений мировых констант получен из безразмерных постоянных ТФП. Все постоянные теории — прямое следствие ее уравнений и не содержат подгоночных параметров.

В настоящем разделе приведены формулы, по которым можно теоретически вычислить основные мировые константы. Результаты этого вычисления, сопоставленные с экспериментальными данными, сведены в табл. 15.1.

15.1. Фундаментальные взаимодействия через "сильную гравитацию" (термин А. Салама) и инвариантная длина находятся из уравнений: Константа гравитационных взаимодействий в ЗПП (между фундаментонами) определяется так:

$$\gamma_{\Phi} = \frac{q_{\Phi}^2}{m_{\Phi}^2} = \frac{\hbar c}{m_{\Phi}^2}, \quad (15.1)$$

где q_{Φ} , m_{Φ} — фундаментальный заряд и масса фундаментона. Постоянная гравитации в макромире (1ПП) через константы ТФП определяется так:

$$G_{\text{макро}} = G_M = \frac{\alpha_{\text{inv}} R_{1p}^2}{m_p^2 2\pi r_{\text{inv}}^2} \left[\frac{a_g n^2 (\beta_1 - \beta_2)^2}{\epsilon_2 n_1^2 \beta_1^2} \right]_p, \quad (15.2)$$

где a_g , n_1 , n , ϵ_2 , β_1 , β_2 , R_p , m_p — параметры структуры протона; α_{inv} , r_{inv} — инвариантные константы электромагнитного взаимодействия и длины в макромире.

Универсальная постоянная электромагнитного полевого взаимодействия определяется из уравнения

$$\alpha_{\text{inv}} = s_p (\epsilon_1 + \epsilon_2) \rho g_{00p} \sqrt{\frac{3}{2^{1/2} (1 - \beta_1^2) \rho a_{gp}}}, \quad (15.3)$$

где s_p , ϵ_{1p} , g_{00} — параметры структуры протона,

$$r_{\text{inv}} = \sqrt{\frac{9}{8}} \text{ — от единицы длины.} \quad (15.4)$$

Отношение констант G_m и γ_{Φ} полностью определяется отношением диэлектрических проницаемостей основной составляющей ФП, т. е. диэлектрической проницаемостью структуры протона

$$\frac{G_m}{\gamma_{\Phi}} = \left(\frac{\epsilon_{1p}}{\epsilon_{2p}} \right)^{1/2}.$$

Из (15.1)–(15.5) имеем для, $\frac{R_{1p}}{r_{\text{inv}}}$

$$\frac{R_{1p}}{r_{\text{inv}}} = \frac{2\pi}{\alpha_{\text{inv}}} \left(\frac{m_p}{m_{\Phi}} \right)^2 \left(\frac{n_{1p}}{n_p} \right)^2 \frac{\epsilon_{1p}^{1/2} \epsilon_{2p}^{1/2} \beta_{2p}^2}{a_{gp} (\beta_1 - \beta_2)_p^2}. \quad (15.6)$$

Из ТФП известно, что

$$\frac{m_{\Phi}}{m_p} = (|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{5/2} \frac{a_{gp}^{1/2}}{\epsilon_2^{1/2} \beta} \left[1 - \sqrt{\frac{8}{9}} \frac{(|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}}{(|\beta_1^{(3)}|^2 - 1)^{3/2}} \right]^{-1}, \quad (15.7)$$

где $\beta_1^{(3)}$ и $\beta_2^{(3)}$ – скорости внутреннего движения "первой" и "второй" частиц, составляющих структуру фундаментона. Из (15.6) и (15.7) с учетом (15.4) легко вычисляется значение R_{1p} в сантиметрах (так как r_{inv} принято измерять в см.).

15.2. Массу протона m_p в ТФП можно вычислить по формуле

$$m_p = \frac{2s_p}{R_{1p} \beta_{1p} a_{gp} (1 - g_{00})_p (1 - 3g_{00})_p}. \quad (15.8)$$

Радиус электрона в расчетном подпространстве ПП (2 → 1) определяется из радиуса структуры протона R_{1p} по формуле

$$R_{1e} = R_{1p} \sqrt{\frac{8}{9}} \frac{\epsilon_2^{3/2} \epsilon_{\Phi}^{1/2} (1 - \beta_2^2)_p^{1/2}}{a_{gp}^{1/2} k_p \epsilon_1^{1/2} (1 - g_{00})_p^{1/2} (1 - 3g_{00})_p^{1/2} (1 - \beta_2^2)_e^{1/2}}, \quad (15.9)$$

$$\text{где } k_p = \frac{\alpha_p}{\alpha_e}.$$

Значение массы электрона легко вычислить по такой формуле:

$$m_e = \frac{\hbar}{R_{1e} c} \frac{2s_e d}{\beta_{1e}} \cdot \left(\text{но: } \frac{m_p}{m_e} = \frac{m_p(15.8)}{m_e(15.10)} \cdot \frac{1}{\epsilon_{\Phi}^{1/3}} \right). \quad (15.10)$$

15.3. Константа электромагнитного взаимодействия для электрона определяется равенством (см. С. 234)

$$\alpha_e = \sqrt{\frac{3(1 - \beta_2^2)_e^{1/2} \epsilon_2 p \beta_{1e}}{2^{1/2} \beta_{Le}}}. \quad (15.11)$$

Константа полевого взаимодействия для протона определяется из равенства

$$\alpha_p = \frac{\pi(1 - \beta_1^2)_p k_{\Phi}^{1/2} \epsilon_{\Phi}^{3/2}}{a_{gp} (1 - g_{00})_p^{1/2} (1 - 3g_{00})_p^{1/2}}, \quad (15.12)$$

$$\text{где } k_{\Phi} = \frac{\alpha_{inv}}{\alpha_e}.$$

Константа полевого взаимодействия для фундаментона определяется равенством

№ п/п	Наименование	Обозначение	Численные значения мировых кон		
			Тео		
			$d = 0$	$d = 1$	(2 → 1) (расчетное, $d = 2$)
1.	Радиус фундаментона	$R_{\Phi} \equiv \lambda_{\Phi}$	—	$1,61\,595\,0165 \times 10^{-33}$ см	—
2.	Масса фундаментона	m_{Φ}	—	$6,18\,830\,065\,2 \times 10^{32}$ см ⁻¹	$2,17\,684\,756\,6 \times 10^{-5}$ г
3.	Константа полевого взаимодействия фундаментона	α_{Φ}	1	1	1
4.	Константа гравитационного взаимодействия фундаментона	γ_{Φ}	1	—	$2,61\,129\,493\,4 \times 10^{-66}$ см ²
5.	Заряд фундаментона	q_{Φ}	1	1	$5,62\,274\,891\,1 \times 10^{-9}$
6.	Радиус протона	R_p	—	$2,20\,712\,068\,6 \times 10^{-14}$ см	$2,20\,712\,068\,6 \times 10^{-14}$ см
7.	Комптоновская длина протона	λ_p	—	$2,10\,309\,039\,2 \times 10^{-14}$ см	$2,10\,309\,039\,2 \times 10^{-14}$ см
8.	Масса протона	m_p	—	$4,75\,490\,904\,0 \times 10^{13}$ см ⁻¹	$1,67\,262\,291\,4 \times 10^{-24}$ г
9.	Константа полевого взаимодействия протона	α_p	—	—	0
10.	Константа гравитационного взаимодействия протона	γ_p	—	—	$3,22\,760\,089\,0 \times 10^{-30}$ см ²
11.	Заряд протона	e_p	—	—	0
12.	Отношение m_{Φ} к m_p	$\frac{m_{\Phi}}{m_p}$	—	$1,30\,145\,700 \cdot 10^{19}$	$1,30\,145\,700 \cdot 10^{19}$

стант в разных подпространствах

рия	Опыт	
	Информация в 1 ПП из других ПП	Непосредственные измерения в 1ПП
$d=3,1$		
—	—	—
$2,17\ 684\ 756\ 6 \cdot 10^{-5}$ Г	Нет данных	—
1	1	—
$6,67\ 177\ 5035\ X$ $X \cdot 10^{-8}$ см ³ /Г·с ²	Нет данных	Нет данных
$5,62\ 274\ 891\ 1 \cdot 10^{-9}$	Нет данных	—
$2,20\ 712\ 068\ 6 \cdot 10^{-14}$ см	$\approx (10^{-14} - 10^{-15})$	—
$2,10\ 309\ 039\ 2 \cdot 10^{-14}$ см	Нет данных	—
$1,67\ 262\ 291\ 4 \cdot 10^{-24}$ Г	—	$1,67\ 262\ 31(10) \cdot 10^{-24}$ Г
$7,29\ 735\ 237\ 8 \cdot 10^{-3}$	$7,29\ 735\ 301\ 9(61) \cdot 10^{-3}$	$7,29\ 735\ 301\ 9(61) \cdot 10^{-3}$
—	Нет данных	—
$4,80\ 320\ 750\ 6 \cdot 10^{-10}$	$4,80\ 320\ 68(15) \cdot 10^{-10}$	$4,80\ 320\ 68(15) \cdot 10^{-10}$
—	—	—

№ п/п	Наименование	Обозначение	Численные значения мировых кон		
			Тео		
			$d=0$	$d=1$	(2 → 1) (расчетное, $d=2$)
13	Радиус электрона	R_e	—	$4,17\ 353\ 674\ 7 \times 10^{-11}$ см	$4,17\ 353\ 674\ 7 \times 10^{-11}$ см
14	Масса электрона	m_e	—	$2,58\ 960\ 368\ 2 \times 10^{10}$ см ⁻¹	0
15	Константа полевого взаимодействия электрона	α_e	—	$7,29\ 732\ 076\ 5 \times 10^{-3}$	$7,29\ 732\ 076\ 5 \times 10^{-3}$
16	Заряд электрона	e_e	—	—	$4,80\ 319\ 710\ 2 \times 10^{-10}$ ед еф см г с
17	Комптоновская длина электрона	λ_e	—	$3,86\ 159\ 475 \times 10^{-11}$ см	$3,86\ 159\ 475 \times 10^{-11}$ см
18	Отношение m_p к m_e	$\frac{m_p}{m_e}$	—	—	1836, 152 536
19	Универсальная константа электромагнитного взаимодействия	α_{inv}	—	—	$7,29\ 735\ 217\ 7 \times 10^{-1}$
20	Универсальная микроскопическая константа гравитационного взаимодействия	G	1	$6,67\ 254\ 705\ 6 \times 10^{-8}$ см ³ /г · с ²	$6,67\ 254\ 705\ 6 \times 10^{-8}$ см ³ /г · с ²
21	Отношение G к γ_Φ	$\frac{G}{\gamma_\Phi}$		1,00 011 583 1	1,00 011 583 1
22	Инвариантный единичный радиус	r_{inv}	1	$\sqrt{\frac{9}{8}}$ см	$\sqrt{\frac{9}{8}}$ см
23	Постоянная Планка	\hbar	1	1	$1,05\ 457\ 308\ 0 \times 10^{-27}$ эрг · с

стант в разных подпространствах

рия	Опыт	
	Информация в 1 ПП из других ПП	Непосредственные измерения в 1ПП
$d = 3,1$	Нет данных	—
$4,17\ 353\ 674\ 7 \cdot 10^{-11}$ см	Нет данных	—
$9,10\ 938\ 978\ 6 \times 10^{-28}$ г	$9,10\ 938\ 97(54) \times 10^{-28}$ г	$9,10\ 938\ 97(54) \times 10^{-28}$ г
$7,29\ 732\ 0765 \times 10^{-3}$	Нет данных	Нет данных
$4,80\ 319\ 7102 \cdot 10^{-10}$ ед е _g см г с	Нет данных	Нет данных
$3,86\ 159\ 475 \cdot 10^{-11}$ см	3,86 154 323 (65)	—
1836, 152 536	1836, 152 701 (37)	1836, 152 701 (37)
$7,29\ 735\ 217\ 7 \cdot 10^{-1}$	Нет данных	Нет данных
$6,67\ 254\ 705\ 6 \times 10^{-8}$ см ³ /г · с ²	$6,67\ 259(85) \cdot 10^{-8} \times 10^{-8}$ см ³ /г · с ²	$6,67\ 259(85) \times 10^{-8}$ см ³ /г · с ²
1,00 011 583 1	Нет данных	Нет данных
$\sqrt{\frac{9}{8}}$ см	Нет данных	—
$1,05\ 457\ 308\ 1 \cdot 10^{-27}$ эрг. с	$1,05\ 457\ 266(63) \times 10^{-27}$ эрг. с	$1,05\ 457\ 266(63) \times 10^{-27}$ эрг. с

№ п/п	Наименование	Обозначение	Численные значения мировых констант		
			Теоретические		
			$d=0$	$d=1$	$(2 \rightarrow 1)$ (расчетное, $d=2$)
24	Скорость света	c	1	1	$2,997924555 \times 10^{10}$ см/с
25	Константа Ридберга	R_{∞}	—	$1,097373150 \times 10^5$ см ⁻¹	$1,097373150 \times 10^5$ см ⁻¹
26	Константа Больцмана	k	—	—	$1,380659407 \times 10^{-16}$ эрг/град К
27	Константа Хаббла	H_0	—	—	$5,012180680 \times 10^{-18}$ с ⁻¹
28	Космологическая константа	λ	—	$3,829517635 \times 10^{65}$ см ⁻²	$2,79524730 \times 10^{-18}$ с ⁻²
29	Фоновая диэлектрическая постоянная вакуума	$\epsilon_{\text{ф}}$	—	—	1,000000351
30	Универсальный коэффициент взаимодействия	$k_{\text{ф}} = \frac{\alpha_{\text{inv}}}{\alpha_e}$	—	—	1,000004305
31	Протонный коэффициент взаимодействия	$k_p = \frac{\alpha_p}{\alpha_e}$	—	—	1,000004332
32	Временная составляющая метрического тензора у протона	g_{00p}	—	—	$2,3108303822 \times 10^{-4}$
33	Временная составляющая метрического тензора у электрона	g_{00e}	—	—	$3,180788966 \times 10^{-14}$
34	Первая диэлектрическая постоянная структуры протона	$\epsilon_{1p} \equiv B_{1p}^2$	—	—	$(1,002329217)^{-1}$

стант в разных подпространствах

рия	Опыт	
$d = 3,1$	Информация в 1 ПП из других ПП	Непосредственные измерения в 1 ПП
$2,99\ 792\ 455\ 5 \cdot 10^{10}$ см/с	$2,99\ 792\ 458 \cdot 10^{10}$ см/с	$2,99\ 792\ 458 \cdot 10^{10}$ см/с
$1,09\ 737\ 315\ 0 \cdot 10^5$ см ⁻¹	$1,09\ 737\ 315\ 34(13) \times 10^5$ см ⁻¹	$1,09\ 737\ 315\ 34(13) \times 10^5$ см ⁻¹
$1,38\ 065\ 940\ 7 \times 10^{-16}$ эрг/джК	$1,38\ 065\ 8(12) \cdot 10^{-16}$	$1,38\ 065\ 8(12) \cdot 10^{-16}$
$5,01\ 218\ 068\ 0 \times 10^{-18}$ с ⁻¹	$(5-10) \cdot 10^{-18}$ с ⁻¹	-
$5,01\ 218\ 068\ 0 \cdot 10^{-18}$ с⁻¹ $2,79584730 \times 10^{-56}$ см ⁻²	$(5-10) \cdot 10^{-18}$ с ⁻¹	-
1,00 000 035 1	Нет данных	-
1,00 000 430 5	Нет данных	Нет данных
1,00 000 433 2	Нет данных	Нет данных
$2,31\ 083\ 038\ 22 \cdot 10^{-4}$	Нет данных	Нет данных
$3,18\ 078\ 896\ 6 \cdot 10^{-14}$	Нет данных	Нет данных
$(1,00232\ 921\ 7)^{-1}$	Нет данных	Нет данных

№ п/п	Наименование	Обозначение	Численные значения мировых кон		
			Тео		
			$d=0$	$d=1$	$(2 \rightarrow 1)$ (расчетное, $d=2$)
35.	Вторая диэлектрическая постоянная структуры протона	$\epsilon_{2p} = B_{2p}^2$	—	$(1,00\ 256\ 143\ 0)^{-1}$	$(1,00\ 256\ 143\ 0)^{-1}$
36.	Радиус слабого взаимодействия	R_s	—		
37.	Константа полевого слабого взаимодействия	$\alpha_{сл}$	—	$9,19\ 398\ 743\ 0 \cdot 10^{-16}$	$9,19\ 398\ 743 \cdot 10^{-15}$
38.	Гравитационная константа слабого взаимодействия	γ_s	—	—	$1,03\ 897\ 460 \times 10^{17} \text{ см}^3/\text{Г} \cdot \text{с}^2$

$$\alpha_{\Phi} = \frac{\pi (|\beta_1^{(3)}|^2 - 1) k_{\Phi} \epsilon_{\Phi}^{3/2} \epsilon_{1p}^{1/2}}{a_{g\Phi} (|\beta_1^{(3)}|^2 + |\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{1/2} (3|\beta_1^{(3)}|^2 + 3|\beta_2^{(3)}|^2 - 1)^{1/2}}, \quad (15.13)$$

$$\text{где } a_{g\Phi} = \frac{8}{9} \frac{a_{gp}^{3/2} n_{1p}}{\epsilon_{2p}^3 n_{2p} k_{\Phi} \epsilon_{\Phi}^{3/2}}. \quad (15.14)$$

Фоновая диэлектрическая проницаемость вакуума отличается от единицы всего в 8-м знаке, однако для наших точных расчетов это имеет значение. Численное значение ϵ_{Φ} получается в ТФП из условия (см. ч. IV монографии)

$$\epsilon_{\Phi} = \frac{q_{inv}^2}{3\hbar c}, \quad (15.15)$$

однако она может быть получена и внутри выполненного здесь расчета мировых констант из такого условия для константы полевого взаимодействия фундаментона:

$$\alpha_{\Phi} = 1, \quad (15.16)$$

тогда, решая совместно (15.13), (15.14) и (15.16), находим α_{Φ} и ϵ_{Φ} .

стант в разных подпространствах

рия	Опыт	
	Информация в 1 ПП из других ПП	Непосредственные измерения в 1 ПП
$d = 3,1$		
$(1,00\ 256\ 143\ 0)^{-1}$	Нет данных	Нет данных
$9,19\ 398\ 743 \cdot 10^{-15}$	Нет данных	Нет данных
$1,03\ 897\ 460\ 0 \times 10^{17} \text{ см}^3/\Gamma \cdot \text{с}^2$	Нет данных	Нет данных

15.4 В ТФП, в отличие от известных теорий, существуют три константы электромагнитного взаимодействия, отличающиеся друг от друга всего в 6-м знаке, но этот факт имеет принципиальное значение. Две константы мы уже вычислили: это константа универсального электромагнитного взаимодействия α_{inv} , определяемая по (15.3), и константа лептонного взаимодействия α_e , определяемая из параметров электрона по (15.11). Кроме того, есть константа электромагнитного взаимодействия для адронов, определяемая через параметры протона по (15.12), поэтому для удобства вычисления в расчетные формулы были введены такие коэффициенты:

$$k_{\Phi} = \frac{\alpha_{inv}}{\alpha_e}, \quad (15.17)$$

$$k_p = \frac{\alpha_p}{\alpha_e}. \quad (15.18)$$

15.5. Универсальная постоянная c (скорость света) в подпространстве с $d = 0$ и $d = 1$ равна безразмерной единице, а в подпространстве с $d = 2$ и $d = 3,1$ однозначно определяется из величины радиуса фундаментона r_{Φ} и безразмерных постоянных ТФП по формуле

$$c = \frac{k_c}{r_{\Phi}^{1/3}}, \quad (15.19)$$

где

$$k_c = \frac{\epsilon_{2p}^{5/2} (1 - g_{00})^{1/2} p^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2} k_p k_{\Phi}^{1/2}}{2\sqrt{2} a_{gp}^{1/2} \epsilon_{\psi} \epsilon_{\Phi}^2}. \quad (15.20)$$

15.6. Универсальная постоянная \hbar — постоянная Планка — также определяется из r_{Φ} и постоянных ТФП по формуле

$$\hbar = r_{\Phi} k_h, \quad (15.21)$$

где

$$k_h = \frac{n^2 p \beta_{2p}}{\alpha_p n^2 p k_p^2 \epsilon_{\Phi}^2}. \quad (15.22)$$

15.7. Постоянная Ридберга. По физическому смыслу постоянная излучения R_{∞} , введенная Ридбергом, есть отношение максимальной частоты, которую может излучить данная частица, к скорости света, т. е.

$$R_{\infty} = \frac{\nu_{\text{изл. max}}}{c}. \quad (15.23)$$

В собственной системе координат первая гармоника, которую может излучить частица, соответствует ее собственной частоте ν_{e0} . На первое подпространство эта частота отобразится для электрона (дубль-частица) в виде

$$\nu_{\text{изл. max}} = \sqrt{\frac{9}{8}} \frac{2s e d}{\epsilon_{2p}} (1 - \beta_2^2)^{1/2} \nu_{e1}. \quad (15.24)$$

Поскольку

$$R_1 = \frac{2s e d \hbar \beta_{1e}}{m_e c \beta_{1e}}$$

и

$$\nu_{e1} = \frac{\beta_{1e} c}{2\pi R_1}, \quad (15.25)$$

то

$$R_{\infty} = \sqrt{\frac{9}{8}} \frac{\beta_{1e} \epsilon_{2p} m_e c (1 - \beta_2^2)^{1/2} \beta_{1e}}{\beta_{Le} 2\pi \hbar}. \quad (15.26)$$

Известно, что между R_∞ и другими мировыми константами существует давно известная связь:

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{ch^3} = \frac{m_e c \alpha_e^2}{4\pi\hbar}, \quad (15.27)$$

из (15.20) и (15.21) получим

$$\frac{\alpha_e^2}{2} = \sqrt{\frac{9}{8}} \frac{(1 - \beta_2^2)^{1/2} \beta_{1e} \epsilon_{2p}}{\beta_{Le}} \quad (15.28)$$

или

$$\alpha_e = \sqrt{\frac{3(1 - \beta_2^2)^{1/2} \beta_{1e} \epsilon_{2p}}{2^{1/2} \beta_{Le}}},$$

что подтверждает уравнение (15.11).

Из формулы (15.27) легко вычислить значение постоянной Ридберга для электрона.

Наблюдаемая в большинстве экспериментов величина R_∞ связана не с α_e , а с константой ЭМ взаимодействия протона α_p и с учетом влияния ϵ_Φ , поэтому наблюдаемое значение константы надо определять по формуле

$$R_\infty(\text{экс.}) = \frac{\bar{m}_e (\alpha_p \epsilon_\Phi)^2}{4\pi \epsilon_\Phi^{1/3}}, \quad (15.29)$$

где \bar{m}_e — масса электрона в системе единиц; $\hbar = c = 1$, т. е. в см^{-1} .

15.8. Постоянная Хаббла. Как уже говорилось, вакуумная теория гравитации (ВТГ) предсказывает существование нового явления, названного "гравитационным трением", которое должно проявляться в вакууме. Значение потери энергии от "гравитационного трения" позволяет определить значение постоянной Хаббла:

$$H = \frac{\int_0^s E_1 ds}{sh}, \quad (15.30)$$

где E_1 — энергия, потерянная фотоном за один период; s — расстояние до источника света. Формула для вычисления константы Хаббла имеет следующий вид:

$$H_0 = \frac{3\sqrt{2} G m_e^3 c}{2ch^2 \alpha^4 s} \int_0^s \left(1 - \frac{R}{\lambda e^{R/\lambda} - 1}\right) ds, \quad (15.31)$$

где m_e — масса электрона; α — постоянная тонкой структуры (константа ЭМ взаимодействия); R — радиус структуры ЭЧВ; λ —

длина волны света, гравитационное трение которого рассчитывается.

Легко видеть, что $\frac{R}{\lambda_e \frac{R}{\lambda} - 1} \ll 1$, и тогда с точностью до величины

порядка единицы

$$H_0 = \frac{3\sqrt{2} G m_e^3 c}{2 \pi e h^2 \alpha_{inv}^4}. \quad (15.32)$$

15.9. Постоянная Больцмана. В физическом смысле постоянная Больцмана является переходным множителем от температуры к энергии. В рамках ТФП для постоянной Больцмана была получена формула

$$k = \frac{2(2\bar{s}_e)^3 (1 - \beta_2^2)_e m_e c^2}{3\pi a_{gp}^{1/2} (1 - g_{00})_p^{1/2} (1 - 3g_{00})_p^{1/2}}, \quad (15.33)$$

где $2\bar{s}_e = \frac{1}{\cos \alpha_e} = \frac{\sqrt{57}}{7}$; α_e — угол прецессии струны в структуре электрона; $a_{gp}^{1/2} (1 - g_{00})_p^{1/2} (1 - 3g_{00})_p^{1/2}$ — нормализующий множитель, отличается от единицы в 6-м знаке.

По этой формуле произведено определение численного значения константы, указанное в табл. 15.1.

15.10. Численный расчет скорости света может быть произведен не только по формуле (15.19), но и из простой зависимости между основными в нашей большой Вселенной мировыми константами, у которых сохраняется их размерность для подпространства с $d = 3,1$,

$$c = \frac{H_0 r_{eg}}{R_{\infty} r_{\Phi}}. \quad (15.34)$$

Для точного вычисления скорости света необходимо при расчете H_0 в приближенную формулу (15.32) ввести нормализующий коэффициент, отличающийся от единицы в 3-м знаке

$$\frac{\varepsilon_{\Phi}^{3/2} k_{\Phi}^{1/2}}{\varepsilon_p^{1/2} (1 - g_{00})_p^{3/2} (1 - 3g_{00})_p^{3/2}}. \quad (15.35)$$

15.11. Радиус Вселенной определяется такой простой формулой:

$$r_{(Вселенной)} = \frac{c}{H_0} = 5,98\,057\,960\,6 \cdot 10^{+27} \text{ см}, \quad (15.36)$$

и тогда космологический член для нашей макровселенной будет

$$\lambda_{\text{(Вселенной)}} = \frac{1}{r_{\text{(Вселенной)}}^2} = 2,79\,584\,730\,6 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}. \quad (15.37)$$

В то же время λ -член для микровселенной с радиусом $r_{\text{ф}}$ будет

$$\lambda_{\text{микро}} = \frac{1}{r_{\text{ф}}^2} = \frac{1}{\bar{G}_{\text{микро}}} = 3,82951\,763\,5 \cdot 10^{65} \text{ см}^{-2}. \quad (15.38)$$

В этом радикальное различие макромира и субмикромира.

15.12. В итоговой таблице расчетов мировых констант (см. табл. 15.1) указаны численные значения констант в подпространствах с $d = 0, d = 1, d = 2; d = 3, 1$, полученные теоретически. Для сопоставления приведены численные значения этих констант, полученные из опыта.

В экспериментальных колонках приведены два значения: одно, — полученное в результате непосредственных измерений, а другое — в результате теоретической обработки опосредованных экспериментальных данных. Эти последние в ТФП интерпретируются как извлеченная из косвенных наблюдений информация о процессах, протекающих в других подпространствах. Так, например, оценка размеров структуры протона сейчас производится в результате обработки данных эксперимента по рассеянию ЭЧ. Этот процесс протекает в 2ПП, а в 1ПП мы наблюдаем не сам процесс рассеяния, а только результат этого процесса, который и позволяет судить о размерах ЭЧ при рассеивании.

В тех случаях, когда параметр в данном ПП принципиально наблюдаться не может, ставится черточка, а когда его значение не поступило, в таблице указывается: "нет данных".

РЕЗЮМЕ

1. В разд. 11 обстоятельно излагаются особенности чисто гравитационного взаимодействия. Мы говорим чисто гравитационного, потому что это взаимодействие, как частный случай универсального, определяется через массу и полностью определяется только массой. Гравитационное взаимодействие отличается от других проявлений фундаментального поля — сильного, электромагнитного, слабого взаимодействия — тем, что ему соответствуют не поля, истоками которых являются сами частицы, а универсальное поле натяжений в физическом вакууме, которое проявляется во всех точках нашей Вселенной. Эти натяжения оказывают определенное давление на все элементарные частицы. Однако некоторые элементы структуры не пропускают силовых линий этого взаимодействия, а экранируют их. Экранирование силовых линий, связанных с натяжением в вакууме, вызывает притяжение частиц, иначе — порождает то взаимодействие, которое мы называем гравитационным. В разделе не только излагается основа математического аппарата для расчета гравитационной постоянной при микро-

скопическом взаимодействии во Вселенной, но и показывается, что это взаимодействие свойственно всем структурам вещества, обладающим массой.

В разд. 12 на примере протон-протонного взаимодействия рассматриваются особенности теории взаимодействия элементарных частиц в ФП. Показывается, что с учетом пространственной анизотропии структуры и фундаментального поля взаимодействие имеет тоже особенности, связанные с этой анизотропией и, естественно, с нарушением сферической симметрии во взаимодействии. Упомянутые особенности соответствуют уже известному эксперименту и предсказывают некие новые результаты, которые еще из эксперимента не получены.

3. В разд. 13 подробно излагается расчет прецессии субчастиц в структуре элементарных частиц в расчетном подпространстве. Именно в расчетном подпространстве, потому что динамика движения, число субчастиц, характер взаимодействия зависят от того, в каком подпространстве мы их рассматриваем. Для того, чтобы рассчитать свойства частиц, наблюдаемых в первом подпространстве, мы должны рассматривать динамику того или иного процесса или структуру в расчетном подпространстве как способ отображения того, что происходит во 2 и 3-м подпространствах на 1-е подпространство. Именно это мы в 1-м подпространстве наблюдаем.

Прецессия субчастиц, которая во 2-м подпространстве имеет определенный вид, в расчетном подпространстве деформируется и в таком деформированном виде отображается на 1-е подпространство. Эта процедура и приводит к тому, что обычное механическое движение, которое наблюдалось бы, если бы мы могли это движение зафиксировать во 2-м подпространстве, на самом деле отображается на 1-е подпространство в виде того явления, которое мы сейчас называем "спином частиц". Итак, спин частиц — не есть обычная характеристика механического движения потому и только потому, что обычное механическое движение совершается во 2-м подпространстве, а на 1-е отображается результат этого движения, а именно, наблюдается проекция момента движения частиц на ось прецессии. Спин — это есть проекция механического момента движения частиц во 2-м подпространстве на ось прецессии. Сам механический момент может быть наблюден только во 2-м подпространстве, а в расчетном и, следовательно, в 1-м — наблюден быть не может.

4. В разд. 14 произведен расчет всех основных характеристик и особенностей структуры фундаментона. Рассматриваются структура фундаментона в 3-м подпространстве, особенности движения его в этом подпространстве. Рассматривается также, как этот процесс отображается на 1-е подпространство и косвенно проявляется в наших экспериментах, косвенно, потому что непосредственно наблюдать не может. Отображения, идущие с 3-го подпространства прямо на 1-е, только опосредованно могут в нем восприниматься, ибо в 1-м подпространстве

мы наблюдаем непосредственно отображение всего того, что происходит во 2-м подпространстве, а отображение от 3-го подпространства дает некое уточнение. Можно даже сказать, что отображение с 3-го подпространства на 1-е — это расчет того, что мы видели бы в 1-м подпространстве, если бы из 3-го на 1-е эти характеристики отобразились так, что их можно было наблюдать. Поэтому фундаментон, который имеет определенные характеристики в 3-м подпространстве, мы должны с точки зрения 1-го подпространства интерпретировать иначе с учетом трансформации пространственных и временных масштабов. И вот то, что наблюдалось бы в 1-м подпространстве из 3-го, — и есть такая форма существования фундаментона, которая совпадает с частицей Планка. Мы уже упоминали, что эту частицу называют по-разному: планкеон и максимон и так далее. Эту частицу мы никогда не будем наблюдать в 1-м подпространстве, но если бы мы ее наблюдали, она имела бы определенные из расчета характеристики. Эти характеристики точно рассчитаны и приведены в разделе.

5. Результаты, полученные в ТФП, позволяют сделать теоретический расчет многих мировых констант. О том, как считается постоянная тонкой структуры, мы уже указывали, но, кроме этого, ТФП позволяет посчитать и другие мировые константы. В разд. 15 приведены методы расчета целого ряда мировых констант и численное значение результатов этого расчета.