

226

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГЛАВНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

7084-73 деп.

21/226
до корешка

И.Л.ГЕРЛОВИН

УДК 530.12

ОСНОВЫ ЕДИНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОЛЯ /ТФП/

7084-73 деп.

1973 год
Ленинград

Заказ 002442

Наиболее непостижимая вещь в мире
заключается в том, что мир постижим.

А.Эйнштейн

ПРЕДИСЛОВИЕ

Работа содержит полное, но краткое изложение содержания единой релятивистской квантовой Теории Фундаментального Поля /ТФП/, ответственного за все виды известных сейчас взаимодействий в веществе, и обобщает ранее опубликованные автором сообщения о ходе разработки теории /1-7/.

Под понятием "вещество" имеется в виду материальная субстанция, обладающая массой, рассматриваемой как мера инерции.

В теории исследуются два физических объекта: а/ Элементарные Частицы Вакуума /ЭЧВ/; б/ Элементарные Частицы вещества /ЭЧ/.

ЭЧ и ЭЧВ образуют все физические структуры вещества: ядра атомов, атомы, молекулы и т.д. Фотоны в теории рассматриваются как элементарный акт распространения сигнала в физическом вакууме. Считается, что ограничение рассмотрением только двух физических объектов не должно нарушать общности самой теории.

ЭЧ и ЭЧВ образуют с пространством полностью замкнутое, в рамках теории, и самосогласованное триединство: Пространство-Время-Вещество. Конечно, более сложные объекты: ядра, атомы, молекулы, тела, будут возмущать это полностью самосогласованное триединство, но не определять его.

При построении физических теорий обычно опираются на десятки постулатов, по оценке автора их более сорока. Все эти постулаты используются практически без выяснения границ их применимости. В работе дается анализ этих постулатов. Показывается, что такое обилие жестких постулатов лишает теорию необходимой гибкости и тормозит возможности ее развития.

В рассматриваемой единой теории основой вещества является вакуум, заполняющий все мировое пространство и рассматриваемый как материальная субстанция. Как доказывается в работе, концентрация ЭЧВ столь велика /превышает 10^{39} частиц на один кубический сантиметр/, что приходится удивляться тому, как мы до сих пор, не зная ни свойств, ни структуры этой основы нашего мироздания, смогли разобрать-

ся в сущности многих физических явлений. Это произошло потому, что основоположники современных физических теорий смогли "угадать" многие свойства вакуума и заложить их в основу известных теорий в виде постулатов.

Поскольку рассматриваемая единая теория содержит в своей основе вакуум, то большая часть используемых сейчас постулатов становится в ней теоремами с четко определенной границей их применимости. Кроме того, найдены ранее неизвестные /еще не угаданные/ свойства вакуума и возбужденных частиц вакуума — элементарных частиц. А найденные границы применимости неизвестных свойств вакуума и уточнение этих свойств лишило теорию излишней жесткости. Теория, тем самым, приобрела все признаки жизнеспособной системы: она самосогласованна и имеет прямые и обратные, лишенные абсолютной жесткости, связи.

В настоящее время для описания квантовых теорий используется математический формализм теории операторов. При описании релятивистских теорий используется аппарат геометрий Минковского и Римана. В релятивистских квантовых теориях сделано немало попыток "сшить" эти два формализма с совершенно разной математической структурой. Особенно это связано с тем фактом, что релятивистские квантовые теории содержат такое внутреннее противоречие. В этих теориях как-то используется понятие о вакууме, в то же время сами релятивистские теории СТО и ОТО существенно предполагают полное отсутствие вакуума — пространство в них рассматривается как абсолютно пустое. Указанное внутреннее противоречие содержится непосредственно в используемом математическом аппарате. Кроме того, этот математический аппарат не позволяет непротиворечивым образом отразить одновременно квантовые и релятивистские—классические свойства частиц. Поэтому наша теория записывается на основе нового математического формализма: континуально—дискретной геометрии. Основы этого формализма излагаются в работе.

Автор полагает, что в работе содержатся достаточно полные основы разрабатываемой им единой теории. Кроме того, автор выражает надежду, что завершение теории, на базе излагаемых здесь основ, потребует много меньше времени, нежели это имеет место с проблемой завершения используемых сейчас в этой области теорий, так, например, ОТО, основы которой заложены в 1915 г., до сих пор не завершена. Эта надежда основана на том, что кроме внутренней самосогласованности, теория позволила получить следующие основные результаты.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ
ЕДИНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО
ПОЛЯ /ТФП/

Наименование проблемы

Основные решения в рамках ТФП

1. Существует ли в окружающем нас мире триединство: Пространство-Время-Вещество, если да, то в чем сущность этого единства?

Физический вакуум и его возбужденные состояния-элементарные частицы своей структурой и динамикой движения регламентируют однозначную связь между мерой инерции-массой, мерой длины и масштабом времени для всех "кирпичиков мироздания" - ЭЧ и ЭЧВ и их структурных элементов.

Существует Естественная Система единиц в ВАКУУМЕ и в мире элементарных частиц.

2. Физическая сущность Принципа Дополнительности Бора-идеологической основы квантовой теории.

Структура и свойства ЭЧВ и ЭЧ могут быть описаны в рамках трех дополнительных друг к другу подпространств, в каждом из которых существует взаимно дополнительное волновое и дискретное описание частиц. Свойства, возникающие в каждом подпространстве, не могут явно проявляться в дополнительных.

3. Физическая сущность двойственной природы микромира: волновой и дискретной.

Каждое из подпространств нашего мира состоит из дополнительных друг к другу континуального и дискретного многообразий. Первое ответственно за волновые, а второе за дискретные свойства ЭЧ и ЭЧВ.

4. Происхождение и сущность экспериментально наблюдаемого факта существования дискретного спектра основных взаимодействий в микромире: сильных, электро-

В каждом из подпространств частицы проявляют свой вид взаимодействия: сверхсильное в третьем, сильное во втором и электромагнитное в первом. Кроме того, существуют взаимодействия, связанные с отображением свойств

Наименование проблемы	Основные решения в рамках ТФП
магнитных, слабых и гравитационных.	силовых полей из одного подпространства на другое и коллективными взаимодействиями между системами частиц, в частности взаимодействия частиц с вакуумом. Кроме известных слабых и гравитационных, эти процессы ответственны за ранее неизвестные взаимодействия движущихся фотонов, нейтрино и других частиц с вакуумом. Теория позволяет вычислить численные значения всех констант указанных взаимодействий.
5. Причина дискретности свойств частиц микромира.	В ТФП только дискретный ряд состояний может образовать системы устойчивых и взаимно самосогласованных структур, которые и образуют ЭЧ и ЭЧВ.
6. Каков способ теоретического расчета всех экспериментально наблюдаемых параметров частиц: масс, зарядов, спинов, магнитных моментов и т.п.	Все параметры для всех частиц, как известные из опыта, так и еще не наблюдаемые, вычисляются в теории из условий устойчивости и самосогласования. В отличие от всех ранее известных в физике методов расчета свойств физических объектов, теория позволяет произвести расчет безразмерных спектров параметров ЭЧ только из теории без привлечения каких-либо взятых из эксперимента величин. Совпадение с опытными данными в известных случаях полное. Вероятность "случайных" совпадений по крайней мере меньше 10^{-35} .
7. Существует ли метод систематизации элементарных частиц всех видов, включая лептоны. Если да, то каков он?	Все параметры частиц: массы, заряды, спины и т.п., записанные как функция безразмерного целочисленного квантового параметра, образуют периодически повторяющиеся ряды. В каждом из

Наименование проблемы

Основные решения в рамках ТФП

этих рядов имеется только одно полностью устойчивое состояние, которое и образует частицы вакуума (протон-антипротонного и электрон-позитронного, например).

Периодический закон микромира охватывает все частицы и не совпадает с известным периодическим законом атомов.

8. Причина инвариантности и опеределенного численного значения скорости света.

Скорость света в ТФП оказывается равной скорости распространения сигнала возмущения в вакууме. Эта скорость никак не может зависеть от свойств и характера движения источника света. Потенциал основного взаимодействия в вакууме оказывается равным квадрату скорости света.

9. Причина того факта, что элементарный заряд у всех заряженных частиц один и тот же.

Разность зарядов фундаментального поля, электрический заряд, у всех частиц, могущих устойчиво существовать в вакууме, оказывается равной заряду протона, несмотря на то, что величина самих зарядов фундаментального поля /ответственных за массу/ меняется на много порядков.

Все эти вопросы разбираются в работе.

Автор отдает себе отчет в том, что первая достаточно полная работа по такому фундаментальному вопросу как единая теория поля не может не иметь недостатков, все указания на которые автор примет с благодарностью. Опубликованные ранее автором работы, обобщенные здесь, не получили такого резонанса, который бы смог подготовить заметный контингент читателей к восприятию написанного. Однако, автор позволяет себе надеяться, что у того, кто сумеет преодолеть исходный потенциальный барьер, всегда возникающий при ознакомлении с работой, опирающейся на новые принципы и новый математический аппарат, появится интерес к этой непривычной методике решения одной из важных проблем теоретической физики.

Работа завершает исследования, которые проводились автором с 1938 года. В процессе этой многолетней работы автор обсуждал полученные им результаты на разных этапах развития теории со многими учеными. Независимо от их отношения к работе и полученным автором результатам, эти дискуссии всегда были полезными. В связи с этим автор обращается с чувством благодарности к светлой памяти И.Е.Тамма. И благодарит В.А.Фока, Н.Н.Боголюбова, Я.Б.Зельдовича, А.Д.Александрова, Д.Д.Иваненко, К.А.Тер-Мартirosяна, К.П.Станюковича, Г.И.Наана, О.Б.Фирсова, Л.Э.Гуревича, М.М.Бредова, А.Р.Регеля, В.П.Шелеста, Г.А.Зисмана, Р.Г.Геворкяна, Н.В.Душина, И.В.Сергеева, Е.С.Левина.

Автор особенно признателен В.А.Крату, С.В.Измайлову за непрерывное внимание к его работе в течение ряда лет и сотрудничество. Автор не может не воспользоваться случаем выразить М.М.Протоdjаконову самую глубокую благодарность за тщательное рассмотрение и обсуждение всех работ автора в течение последних 12 лет и сотрудничество. В этой книге по физике автор не имеет возможности перечислить с благодарностью неизвестные его коллегам имена лиц, которые оказывали автору непрерывную и бескорыстную помощь в его далеко не легкой деятельности по разработке теории, но не упомянуть этих хороших людей здесь автор не считал для себя возможным.

002472

1-4

1-4

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

А.Эйнштейн

Г л а в а 1

СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА И ОСНОВЫ ТЕОРИИ

§ 1. Основные экспериментальные сведения об элементарных частицах

В таблице № 1 приведены основные экспериментальные данные по элементарным частицам. Опытные данные заимствованы нами из обзора /8/, опубликованного в апреле 1972 г.

Сейчас известно уже более 300 "элементарных" частиц. Мы взяли это число в кавычки, чтобы подчеркнуть его явную условность, очевидную только из того факта, что элементарных частиц мы уже знаем столь много.

Только три из них: протон, нейтрон и электрон - входят, по установившимся сейчас представлениям, в состав атома. Протоны и нейтроны рассматриваются как одна частица - нуклон, которая проявляет себя то как протон, то как нейтрон, но так, что ядро в целом рассматривается как система из неменяющегося числа протонов и нейтронов.

Оболочки атомов состоят только из электронов. Предполагается, что свойства электрона, входящего в атом, не меняются в сравнении со свойствами свободного электрона. (ниже мы еще вернемся к этому вопросу).

Однако, при неупругом ударе частиц, обладающих энергией, заметно превышающей собственную энергию протона, равную mc^2 , в результате ядерных реакций "рождаются" другие частицы. Элементарные частицы, вошедшие в таблицу № 1, были получены экспериментально при столкновении ядер с высокоэнергетическими частицами космических лучей или частицами, разогнанными в ускорителях заряженных частиц.

Экспериментально обнаружены и измерены многие свойства частиц. С точностью до четвертого-шестого знака измерены массы, с большой точностью измерены магнитные моменты у некоторых частиц. С хорошей точностью измерены времена жизни частиц. Спины и заряды определяются с меньшей точностью, так как согласно большинству общепринятых теорий спин должен быть кратным $1/2$ или 1 , а заряд всегда является кратным заряду электрона. Пос -

леднее известно только из эксперимента, но поскольку отклонений от этого опытного факта не было зарегистрировано, то, как правило, экспериментаторы и не стремятся к увеличению точности измерения величины заряда у каждой частицы.

Кроме массы, заряда, спина, времени жизни и магнитного момента — величин, характеризующих непосредственно измеряемые свойства частиц, эксперимент позволяет оценить значение специфических квантовых величин. Эти величины характеризуют отсутствующие в неквантовых теориях свойства частиц: изотопический спин, пространственную, временную и зарядовую четности, "джи-четность" и странность. Присвоение частицам этих свойств оказалось необходимым для приобретения возможности оценивать их поведение в различных процессах с помощью созданных для этой цели квантовых теорий. В этом параграфе мы рассматриваем только факты, следующие непосредственно из эксперимента, поэтому разбор величин, которые получаются в результате рассмотрения опытных фактов через "призму" той или иной теории, выходят за его рамки.

Опыт показал, что реакции между частицами характеризуются четырьмя видами взаимодействий, получившими название: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное.

Сильное взаимодействие ответственно за ядерные силы и определяет, в частности, связь одноименно заряженных протонов и нейтральных нейтронов в ядре. Оно характеризуется константой взаимодействия α_2 , имеющей порядок 0,1-10 безразмерных величин.

Электромагнитное взаимодействие характеризует поведение заряженных частиц, а также частиц, не имеющих заряда, но почему-то обладающих магнитным моментом (нейтрон, например). Оно характеризуется безразмерной константой $\alpha = 7,297320 \cdot 10^{-3}$ безразмерных единиц.

Слабое взаимодействие ответственно за реакции распада частиц и характеризуется безразмерной константой, имеющей порядок $\alpha_1 = 10^{-14}$.

Гравитационное взаимодействие на атомных и ядерных расстояниях, то есть на расстояниях порядка 10^{-8} и 10^{-13} сантиметра, считается практически несущественным и оценивается безразмерной константой, которая, примерно на 40 порядков меньше сильного взаимодействия. Экспериментально определена размерная гравитационная постоянная $G = 6,6734 \cdot 10^{-8}$ см³/г сек².

Таковы основные опытные данные, характеризующие элементарные частицы.

Эксперимент ставит перед теорией следующие кардинальные вопросы:

1. Почему существует только 4 резко отличающихся по величине взаимодействия?

2. Какова физическая природа этих взаимодействий.

3. Каков способ расчета всех количественных и качественных характеристик каждого из четырех основных взаимодействий.

4. Почему могут "рождаться" и "уничтожаться" — аннигилировать многие частицы. Как они возникают из "пустого" вакуума и куда исчезают, порождая только фотоны в вакууме.

5. Почему частицы образуют не непрерывные, а дискретные ряды.

6. Почему параметры, характеризующие частицы, строго постоянны и для каждого вида частиц имеют свое определенное и сохраняющееся значение.

7. Почему у всех заряженных частиц один и тот же заряд, несмотря на то, что массы их существенно различаются. Закон сохранения заряда не требует постоянства этой величины, заряд должен только сохраняться.

8. Как систематизировать такое большое количество элементарных частиц. Есть ли способ единой систематизации частиц всех видов /адронов и лептонов/.

9. Каков метод теоретического расчета всех параметров частиц.

В настоящее время общепринятой теории элементарных частиц еще нет и, следовательно, нет полных и согласованных ответов на перечисленные вопросы. На некоторые из этих вопросов не было до последних лет вообще никакого ответа.

Подробный обзор всех многочисленных попыток получить ответ на упомянутые и им подобные вопросы выходит за рамки этой работы. Здесь мы ограничимся изложением основ теории, которая к настоящему времени позволяет дать более полные ответы на вопросы, поставленные экспериментом, в сравнении с другими теориями.

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

Положение, в котором находится современная физика, следует считать ужасным.

Р.Фейнман

§ 2. Обсуждение методологических основ

При построении теории элементарных частиц обычно опираются примерно на 40 постулатов. Эти недоказанные утверждения, большей частью, носят харак-

тер запрета. Такие запреты содержатся как в физических /более 20-ти постулатов/, так и в математических основах теории.

В предыдущих /1-7/ и в данной работе мы исходим из предположения о том, что трудности в создании теории вызваны, главным образом, тем, что основы новой теории не могут пройти через столь частое сито жестких запретов. Известно, что большинство принятых постулатов основано на данных эксперимента, но в рамках всеобъемлющей теории, как теория элементарных частиц, они могут носить не всеобщий, а локальный характер. Эта возможность часто упускается.

Поэтому естественно желание оставлять в качестве основополагающих только небольшую часть обычно используемых постулатов, причем постулаты — запреты в качестве исходных аксиом не использовать совсем. Это не означает, конечно, что эти постулаты отвергаются, как говорят, "с порога", они только не используются в качестве исходных. Дальнейшую судьбу отложенных постулатов должна решить сама теория. Конечно, при этом необходимо учитывать данные эксперимента, которые показывают, в какой области тот или иной принцип должен соблюдаться.

В новой теории для каждого бывшего постулата должна существовать теорема, которая либо доказывает, что данное утверждение верно, а, следовательно, и указывает границы его применения, либо показывает, что оно ложно, и отвергает его.

Известно много попыток выйти за рамки существующих постулатов, но все эти попытки не учитывали в должной мере свойств окружающего нас вакуума.

Космос нельзя считать пустым пространством. Он заполнен материальной субстанцией, которую в настоящее время именуют "физический вакуум" /далее — просто Вакуум/. Бытовавшее в XIX веке слово "Эфир" ныне не употребляется, так как твердо установлено, что МЕХАНИЧЕСКОГО ЭФИРА, РАССМАТРИВАЕМОГО КАК НЕПОДВИЖНАЯ СРЕДА, в природе нет.

Материальная субстанция — ВАКУУМ играет важную роль во многих физических явлениях. Так, например, Вакуум изменяет магнитный момент электрона так, что он вместо одного магнетона Бора становится равным 1,00116 магнетона, то-есть, увеличивается на 0,1%. Такого же порядка вакуумные поправки известны в спектроскопии. Эти достоверные экспериментальные факты хорошо согласуются с теоретическими расчетами методами Квантовой Электродинамики /КЭД/. Однако, КЭД не получает доказательств существования Вакуума из законов теории, а постулирует его существование. Понятно, поэтому, что все

свойства вакуума остаются в рамках КЭД далеко не выясненными. Невозможно извлечь информацию о Вакууме также из других широко известных физических теорий. Так, Специальная Теория Относительности (СТО) принципиально не содержит Вакуума, рассматривая пространство идеально пустым. Сохраняется представление о пустом пространстве и в Общей Теории Относительности (ОТО). Не содержат Вакуума и нерелятивистские квантовые теории. Существование Вакуума учитывается только в релятивистских квантовых теориях, то есть в теориях, уравнения которых инвариантны преобразованию Лоренца - основному преобразованию СТО и ОТО.

Так возникло в существующей теоретической физике глубокое внутреннее противоречие. В нерелятивистских теориях - нет Вакуума, в теориях, опирающихся на СТО и ОТО, есть Вакуум, хотя сами релятивистские теории в основе своей не допускают существования в пустом пространстве какой-либо материальной субстанции.

Такое положение затрудняло и продолжает затруднять решение многих вопросов физики, особенно теории элементарных частиц.

Понятно, что главное внимание с самого начала работы над теорией было уделено вопросу о том, каковы реальные свойства окружающего нас "пустого" пространства. Уже к началу пятидесятих годов стало ясно, что удивительный мир "невидимого" физического вакуума исключительно плотно "заселен". Расчет показал, что в одном кубическом сантиметре ВСЕГО пространства находится примерно 10^{39} частиц, например, протон-антипротонного вакуума. Такой концентрации мы не знаем в известной нам атомной материи. Если еще учесть, что известные сейчас материальные формы занимают ничтожную часть объема вселенной, то становится понятным, почему без учета свойств вакуума теория элементарных частиц испытывает огромные трудности. Ведь до сих пор неизвестно, почему существует дискретный спектр масс частиц, почему одни устойчивы, а другие нет, почему у заряженных частиц один и тот же элементарный заряд, как рассчитать параметры частиц, хорошо известные из опыта, почему существует дискретный ряд основных взаимодействий (сильные, электромагнитные, слабые, гравитационные), как вычислить константы этих взаимодействий ... и многие, многие подобные вопросы.

Скорее приходится удивляться тому, что ученые, опираясь только на известные им материальные формы, являющиеся только "легкой зыбью" в океане вакуума, смогли вообще что-либо фундаментально понять. Произошло это потому, что титаническим трудом большого числа физиков были угаданы многие свойства вакуума. Эйнштейн "угадал", что пространство и время в окружающем нас мире (то есть вакууме) глубоко связаны между собой, а скорость распространения

сигнала в нем не зависит от скорости источника — инвариантна. Эти догадки в виде постулатов были заложены в СТО. Далее тот же Эйнштейн предположил, что в мире должно быть триединство: Пространство — Время — Материя и в рамках этого триединства, т.е. в рамках ЕДИНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ должно все выясниться. Но он так и не успел завершить работу, потратив на нее почти сорок последних лет жизни. Как сейчас стало ясным, ему мешали: а) представление об абсолютно пустом пространстве; б) попытка свести все виды взаимодействия только к кривизне пустого пространства, аналогично объяснению гравитационных сил в ОТО; в) отказ от квантовых свойств микромира, которые не могут не отразиться и на свойствах пространства.

Большую часть квантовых свойств вакуума тоже "угадали" Бор, Шредингер, Борн, де-Бройль, Дирак, Фок, Паули и другие физики, введя в квантовые теории (их сейчас много) ряд недоказанных, то есть не следующих из известных теорий, принципов-постулатов. Эйнштейн большую часть их не признавал. Другие физики, стремились и стремятся объединить СТО и ОТО с квантовыми теориями. Обычно физические теории строятся на основе БЕЗГРАНИЧНОГО применения всех "угаданных" свойств вакуума /9-12/. А что, если мы узнали не все свойства, и часть найденных свойств имеет ограниченное применение? В этом случае привычная методика логически противоречива и неправомерна. Надо понять, как "устроен" вакуум, и найти, а не угадывать, его свойства.

Сейчас не существует общепризнанной точки зрения на то, как должна быть построена будущая правильная теория пространства. Поэтому автор считает необходимым изложить по этому поводу и свою точку зрения, которая существенна для понимания дальнейшего.

Нам представляется неприемлемой точка зрения, которая наиболее ярко сформулирована в /13/ и сводится к тому, что физическая наука вскоре может быть закончена. Для этого, по мнению разделяющих эту точку зрения, достаточно применить еще ряд новых постулатов, принципов и подгоночных коэффициентов и уложить все известные факты в прокрустово ложе общепринятых схем, которые следует рассматривать как истины в последней инстанции.

Мы не считаем возможным априорно возводить в ранг незыблемых истин эти методологические схемы, и поэтому нам представляется уместным подвергнуть их обсуждению.

Очень широкое распространение имеет такой принцип построения физической теории, который считается основополагающим. Выбирается некое метрическое пространство, которому соответствуют определенные групповые свойства. Из прос-

тейших инвариантов группы данного пространства составляется простейший лагранжиан. Затем решается задача на нахождение экстремального значения интеграла действия с использованием вариационных принципов и находится гамильтониан, характеризующий данную динамику, а из него довольно просто конструируются уравнения движения.

Таким способом можно вывести: уравнения Максвелла, уравнения Шредингера и Дирака, уравнения гравитации в ОТО.

Математическая элегантность и эвристическая сила описанного принципа очевидны. Но нас заставляет задуматься такой исторический факт. Все известные, в том числе и вышеперечисленные уравнения динамики, были найдены (точнее угаданы), а не выведены по рассматриваемой схеме. Вывод этих уравнений по указанной схеме был выполнен уже после открытия соответствующих уравнений. Более того, ни одна попытка применить этот принцип для вывода еще неизвестных уравнений, не увенчалась, сколько нам известно, успехом.

Так для сильных и слабых взаимодействий не удалось найти ни соответствующей группы, ни соответствующего пространства, ни нужного лагранжиана. И остается неясным, то ли они нам еще не известны, то ли эти взаимодействия выходят за рамки применимости вариационного принципа Гамильтона, как предполагается, например, в /14/.

Эти исторические факты представляются нам весьма многозначительными. Мы видим причину происхождения их в следующем. Существует такое, ставшее традиционным, представление о физических пространствах. Согласно этому представлению, окружающее нас реальное пространство должно быть, в принципе, неевклидовым и содержать четыре, а, может быть, пять или даже шесть измерений. Рассмотрение процессов в более простых пространствах, например, трехмерном неевклидовом, или в четырехмерном пространстве Минковского трактуется как приближенное.

По нашему мнению, такая концепция, согласно которой одно пространство "укладывается" в другое, и это служит базой обобщения физических теорий, выглядит весьма сомнительно. В самом деле, рассматривая электромагнитные взаимодействия некоего физического объекта, обычно полагают, что со сколь угодно большой точностью можно считать объект находящимся в пространстве Минковского. В то же время рассматривая гравитационные взаимодействия того же самого объекта, считают его находящимся в римановом пространстве. Как объединить эти взаимодействия в рамках одного пространства? Эйнштейн потратил не один десяток лет на то, чтобы разрубить этот гордиев узел и объединить электромагнитные и гравитационные взаимодействия в рамках единой геометрической

картины мира. Выполнить эту задачу ни ему, ни его последователям не удалось.

Многие авторы сделали из этого вывод о несостоятельности основной идеи Эйнштейна — теории единого поля.

Мы считаем такой вывод неправильным.

По нашему мнению, трудности, которые не смог преодолеть Эйнштейн и трудности, которые испытываются сейчас учеными в попытках построить многополевую теорию элементарных частиц — одной и той же природы. Эти трудности заключаются в неправильной, как нам представляется, трактовке физической сущности пространственно-временного континуума, в котором исследуется физический объект.

В отличие от наиболее распространенной точки зрения, приведшей, по нашему мнению, к основным трудностям современной теории, мы трактуем этот вопрос следующим образом.

Реальный пространственно-временной континуум, в котором находимся мы сами, исследуемые нами объекты и орудия исследования — приборы, есть то, что наиболее правильно назвать (с учетом устанавливающейся терминологии) — "физическим вакуумом" или просто "вакуумом". Свойства вакуума мы не имеем никаких оснований исходно постулировать. Достаточно обратить внимание только на то, что вакуум, в принципе, может содержать материальной субстанции на много порядков больше, чем те материальные структуры, которые до сих пор изучались, чтобы понять, сколь необоснованы наши претензии на право априорной формулировки свойств этого пространственно-временного континуума.

Мы должны найти алгоритм, посредством которого можно обнаружить метрические свойства вакуума в любом доступном нам приближении, а не формулировать эти метрические свойства изначально и жестко.

Второе упущение, которое сейчас, по нашему мнению, имеет место при попытке формулировки новых физических теорий, состоит в следующем. Когда связывают ступени обобщения теории с переходом от одного пространства к другому, имеющему большее число измерений, то при этом молчаливо исходят из гипотезы о возможности "вписать" одно пространство в другое, аналогично тому, как мы создаем из точек линии, из линий поверхности, а из двумерных поверхностей трехмерное пространство.

Эту привычную процедуру мы механически переносим и на пространство с числом измерений больше трех, не утруждая себя вопросом о правомерности такой экстраполяции. Мы не говорим уже о том, что само понятие "геометрическая точка" еще нуждается в уточнении.

Математически это всегда приводит к необходимости считать трехмерное пространство "частью" четырехмерного, четырехмерное — "частью" пятимерного и т.д. И тогда, делая предельный переход от пространства N измерений к пространству $N - 1$ измерений, пытаются "целое" пространство "вписать" в его "часть". А эта процедура математически некорректна /15/.

Возможен, по-видимому, только один математически корректный выход из затруднительного положения, возникшего сейчас в теории, в связи с трудностями в характеристике метрических свойств пространства. Следует считать, что реальное физическое пространство едино, но в этом пространстве могут происходить разные силовые взаимодействия.

Определенной группе силовых взаимодействий могут соответствовать свои инварианты и законы сохранения. Мы можем формально описать каждую такую родственную группу взаимодействий в "своем" пространстве и решать для этого пространства соответствующую вариационную проблему в рамках теории Гамильтона или какой-либо более общей теории. Этот формальный прием мы можем применить как исходный при анализе разных видов взаимодействий. Но мы при этом обязаны помнить, что это только формальный математический прием, придуманный нами для описания определенной группы взаимодействий.

Реальное пространство, в котором протекают изучаемые нами физические явления, едино и обладает своими метрическими свойствами, которые надо найти, а не постулировать заранее.

"Пространства", которые мы конструируем для наиболее удобного описания тех или иных взаимодействий, относятся только к этим взаимодействиям, а не ко всему реальному пространству — времени как таковому.

Легко видеть, что это очень сильное утверждение, которое лишает нас многих установившихся "эвристических" принципов, и, следовательно, требует радикально нового подхода к методике построения теории.

После того, как будут изучены все известные нам сейчас взаимодействия, в какой-то степени приближения, мы сможем сформулировать алгоритм для нахождения метрики всего окружающего нас пространства. Эта найденная, тоже в каком-то приближении, метрика пространства позволит в свою очередь уточнить те искусственные метрические свойства, которые ранее постулировались. А это даст возможность, с учетом дополнительных экспериментальных данных, которые к этому времени появятся, уточнить, найденные ранее, теории отдельных видов взаимодействий.

Теория взаимодействий пересмотренная вновь позволит вернуться опять к вопросу об алгоритме для нахождения более точной метрики окружающего нас пространства и т.д. Понятно, что этот процесс последовательных приближений может циклически повторяться не один раз. Это будет означать, что физическая теория будет непрерывно развиваться и уточняться.

Нам представляется уместным привлечь здесь такой образ. В настоящее время метрические свойства окружающего нас пространства мы закладываем в фундамент здания теории, а между тем эти свойства должны быть завершающим этапом — крышей этого здания.

Рассмотрим с позиции сформулированной выше точки зрения — какие из существующих постулатов мы можем сохранить при построении теории и какие надо превратить в теоремы, т.е. доказать или отвергнуть.

Начнем с обозрения существующих постулатов. Формулировка постулатов, как и всякий вопрос, относящийся к определению основных понятий, всегда вызывает дискуссию.

Предлагаемые вниманию читателя формулировки постулатов, используемых сейчас при построении теории, носят, конечно, субъективный характер, и мы вовсе не претендуем на законченность и полноту этих определений. Даже более того, мы не настаиваем на том, что число постулатов не может быть частично сокращено сведением одного к другому, или дополнено.

Нам важно обратить здесь внимание читателя на то, какую часть общепринятых постулатов мы используем, как исходные истины. Только с этой целью мы и сочли возможным напомнить эти общеизвестные принципы.

1. Однородность времени по отношению к "сдвигу".

а) Закон сохранения энергии^х.

Это один из наиболее фундаментальных законов природы. Однако, поскольку однородность времени мы адресуем всему окружающему нас пространству, то мы не можем заранее утверждать, что эта однородность обязательно должна проявляться во всех случаях и во всех взаимодействиях, происходящих в реальном пространстве. Поэтому мы не можем сохранить в теории этот постулат, как исходный, он должен стать теоремой в новой теории, теоремой, которая должна быть доказана.

2. Однородность пространства по отношению к линейным перемещениям.

^х Буквами мы будем выделять зависимые от постулата законы и принципы, непосредственно из него следующие.

а) Закон сохранения импульса.

Этот постулат должен рассматриваться также, как первый постулат, и для него в новой теории должна существовать теорема.

3. Однородность пространства по отношению к повороту системы координат.

а) Закон сохранения момента импульса.

Этот постулат тоже должен иметь свою теорему.

4. Принцип причинности.

Этот постулат носит очень общий характер и поэтому, по-видимому, должен сохраняться в любой теории, без доказательств, но не как основополагающий, а как "контрольный".

5. Принцип соответствия.

По нашему мнению, это один из самых фундаментальных принципов современной науки, который, по-видимому, еще долгое время будет лежать в основе построения теории. Конечно когда-нибудь и он сможет быть заменен теоремой, но в настоящее время такой возможности, по-видимому, еще нет.

6. Постулат о квантуемости микропроцессов.

Этот постулат безусловно должен быть заменен теоремой.

7. Принцип наименьшего действия.

а) Применимость Лагранжева и Гамильтона формализма.

Этот принцип является весьма фундаментальным, но, по нашему мнению, он может быть использован не как исходный принцип, а как математический прием, нуждающийся в последующем обосновании.

8. Принцип относительности (в специальной теории относительности - СТО).

Должен быть заменен теоремой.

9. Постулат о постоянстве скорости света (в СТО).

Должен быть заменен теоремой.

10. Принцип линейности и, следовательно, независимости силовых полей.

Должен быть заменен теоремой, в рамках которой надо установить, в каких пределах он применим.

11. Закон сохранения электрического заряда.

а) Принцип независимости величины электрического заряда от скорости его движения.

Безусловно, должен быть заменен теоремой.

12. Соотношение неопределенности Гейзенберга (существующее обоснование: некоммутативность операции умножения в алгебре операторов).

а) Принцип неразличимости одинаковых частиц в квантовой механике.

В этом случае, по нашему мнению, следует поступить так.

Нужно использовать этот принцип при математической формулировке теории, а далее рассмотреть теорему "от противного". Если, положенный в основу, принцип не приводит к противоречию, то он должен сохраняться, конечно, в тех пределах, которые должны быть определены теорией.

13. Принцип суперпозиции в квантовых теориях.

В отношении этого принципа справедливо то же, что было высказано в отношении постулата в предыдущем пункте.

14. Постулат об единственности вероятностной трактовки микропроцессов (теорема фон Неймана).

Этот постулат требует обоснования, которое должно содержаться в новой теории. Пространства с индефинитной метрикой, например, не имеют аналога теоремы фон Неймана /16/.

15. Постулат о существовании виртуальных состояний.

Этот постулат нуждается в теореме, его доказывающей.

16. Принцип Паули.

Безусловно требует теоремы, которая бы его обосновала.

17. Постулат о существовании единственного и наименьшего кванта действия, равного постоянной Планка - $\hbar$.

В существующих теориях ничем не обоснован и требует своей теоремы.

18. Закон сохранения комбинированной четности (принцип Ландау).

Это постулат, справедливость которого уже поставлена под сомнение экспериментом. Вводить его в новую теорию, как исходный, нет оснований.

19. Принцип перенормировки массы в релятивистских квантовых теориях.

Носит безусловно временный характер и не может быть исходным принципом. Он должен быть или заменен, или доказан.

20. Принцип перенормировки заряда в релятивистских квантовых теориях.

Нуждается или в отмене, или в доказательстве.

21. Закон сохранения спина частиц в микромире.

Требует теоремы, доказывающей его существование.

22. Постулат о зарядовой независимости сильных взаимодействий частиц.

а) Закон сохранения изотопического спина.

Нуждается в теореме, которая бы доказывала его существование и область применения.

23. Закон сохранения барионного "заряда" у элементарных частиц.

а) Закон сохранения числа ядерных частиц.

Безусловно нуждается в доказательстве.

24. Закон сохранения "странности" у элементарных частиц.

Как закон, так и само понятие о странности должны быть заменены, или обоснованы.

25. Принцип эквивалентности в общей теории относительности.

Требует обоснования.

26. Принцип ковариантности в общей теории относительности.

Требует обоснования.

27. Утверждение о том, что окружающее нас реальное пространство — время есть Риманово четырехмерное многообразие. (по Фоку здесь содержится два постулата: а) о числе измерений, б) о Римановости континуума).

Это утверждение, как было показано выше, не может быть положено в основу теории, а должно быть результатом всей теории.

28. Принцип дополнительности Бора.

Нуждается в обосновании.

29. Постулат о том, что электромагнитные взаимодействия в макром мире, с какой угодно точностью подчиняются уравнениям Максвелла. (Этот постулат по сути дела содержит целую серию частных утверждений).

Уравнения Максвелла должны получиться как следствие более общих уравнений, описывающих свойства вещества.

30. Постулат о том, что электромагнитные взаимодействия в микромире, с какой угодно точностью подчиняются законам квантовой электродинамики. (И этот постулат содержит целый ряд отдельных недоказанных утверждений).

Должен быть следствием общего уравнения, описывающего свойства вещества.

31. Постулат о существовании обменных сил.

Требует доказательства.

32. Принцип, согласно которому каждая элементарная частица, участвующая в сильном взаимодействии, имеет свое мезонное силовое поле, ответственное за эти взаимодействия.

Этот принцип до сих пор не подтвержден экспериментом. Он не может быть положен в основу теории.

33. Принцип локальности взаимодействий, согласно которому уравнения, определяющие взаимодействия, не должны налагать ограничений на начальные и граничные условия.

Этот принцип имеет много подтверждений в известных экспериментах, од-

нако, тем не менее, он не может быть положен в основу новой теории, а должен иметь свою теорему, которая бы доказывала его существование и границы применения.

34. Требование градиент-инвариантности в электродинамике.

Необходимо иметь теорему, доказывающую существование и область применения этого принципа.

35. Постулат о том, что все "наблюдаемые" относящиеся к микромиру должны рассматриваться как собственные значения неких линейных эрмитовых операторов в Гильбертовом пространстве.

Появление большого количества работ, в которых рассматриваются индефинитная метрика /16 и др./ достаточно свидетельствует о том, что этот постулат не может быть исходным. Следовательно, исходный математический аппарат должен предусматривать более широкие возможности.

36. Постулат о существовании волновых свойств частиц, связанных с волной де-Бройля.

Должен быть заменен теоремой.

37. Постулат о существовании вероятностной ψ - функции, квадрат модуля которой определяет вероятность того, что на опыте наблюдаемая будет равна собственному значению соответствующего оператора.

В новой теории эта функция либо должна отсутствовать, либо физический смысл ψ - функции должен быть определен так, чтобы при рассмотрении этой функции для разных условий (релятивистские и нерелятивистские взаимодействия, однокчастичные и многочастичные взаимодействия и т.п.) не допускался произвол.

38. Постулат о существовании для всех видов квантовых взаимодействий унитарной S - матрицы, которая позволяет полностью характеризовать процесс до и после взаимодействия, не рассматривая ход самого процесса.

Требует замены на теорему.

39. Постулат о том, что описываемая в теории "точечная частица" может быть также и "дельтообразной", т.е. удовлетворять формализму δ - функции Дирака, определяемой так:

$$\delta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x \neq 0 \\ \infty & \text{при } x = 0 \end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$$

Этот постулат даже в настоящее время используется не всегда, поэтому он безусловно не может служить в качестве исходного в новой теории.

40. Постулат о том, что микрообъекты (частицы) могут рассматриваться как точечные, без каких либо ограничений расстояниями, энергиями и характером взаимодействий.

Этот постулат безусловно не может быть в числе основополагающих.

Перечисленные здесь постулаты могут быть, конечно, при тщательном анализе сведены к иному числу основополагающих принципов, большему или меньшему, в зависимости от точки зрения.

Здесь число постулатов не является основным вопросом, который мы предлагаем вниманию читателя. Однако мы полагаем, что наше мнение о значении и месте употребляемых в настоящее время постулатов в новой теории изложено достаточно прозрачно.

Единая, релятивистская, квантовая Теория фундаментального Поля (далее ТФП), основы которой мы здесь излагаем, содержит иной подход к построению теории. Вместо наращивания постулатов, зачастую совершенно не связанных между собой, но явно содержащих отдельные свойства Вакуума, рассматривается вопрос о природе и свойствах самого вакуума, которые должны быть положены в основу теории.

Выше говорилось о том, что вся совокупность сведений об окружающем нас мире говорит о правильности идеи Эйнштейна о триединстве Пространство-Время-Вещество.

В основе ТФП лежат следующее новое представление о том, как Пространство - Время - Вещество образуют триединство. Когда частица и античастица вступают в реакцию, то они "аннигилируют" - исчезают в... пустое пространство, а пустое пространство в определенных условиях может породить пару античастиц. Так считается в полностью ортодоксальных теориях. В ТФП аннигиляция пары античастиц есть ничто иное, как образование Элементарной Частицы Вакуума (ЭЧВ), которая в момент образования ушла за границу "черной дыры" нашего макрпространства, и мы лишились возможности в этом пространстве получать какую-либо информацию о ней. Но из этого вовсе не следует, что частицы бесследно исчезли. Совсем наоборот, образование новой частицы вакуума, который и так ими плотно заполнен, вызывает в нем возмущение, которое мы регистрируем в виде двух гамма фотонов, образовавшихся при аннигиляции частиц. В ТФП не только ЭЧВ, но и наблюдаемые элементарные частицы (ЭЧ) рассматриваются, как "черные дыры", определенные внешние свойства которых наблюдаемы в нашем макрпространстве. Частица, поэтому, представляется (но только в макром мире), как точеч-

ное бесструктурное образование. Для того, чтобы понять и рассчитать свойства ЭЧ и ЭЧВ, надо найти способ проникнуть во внутрь "черной дыры" и выяснить структуру частиц. Эта структура в нулевом весьма грубом приближении была описана в /1/. Структура "видна" только "наблюдателю", сидящему внутри какой-либо черной дыры - то есть в собственных координатах частиц. Таким образом, кроме нашего пространства существует еще пространство "черных дыр". В этом И ТОЛЬКО В ЭТОМ пространстве можно описать структуру частиц. Но, оказывается, и этого мало. Внутри черной дыры, скрывающей структуру ЭЧ и ЭЧВ, есть одна черная дыра, которая скрывает структуру "субчастиц", то есть частиц, движущихся внутри первой черной дыры. Эти черные дыры образуют свое пространство. Таким образом, для полного описания всех свойств ЭЧ и ЭЧВ необходимо и достаточно описать их в трех дополнительных (в математическом смысле) подпространствах: первого - нашего макроскопического, второго - подпространства черных дыр, содержащих структуру ЭЧВ и ЭЧ, третьего - подпространства черных дыр, содержащих структуру субчастиц.

Таковы основные идеи. Остальное дело математической техники.

В ТФП, конечно, должны тоже содержаться постулаты, на которых она основывается. Как указывалось в /1,2/, для теории оказывается достаточно трех постулатов.

Сформулируем основные постулаты теории:

1. Для каждой частицы микромира характерны уровни элементарности. На первом уровне частица рассматривается как единое и характеризуется одним для всех частиц квантом действия - постоянной Планка - $\hbar$. На втором и третьем уровнях частица характеризуется другим квантом действия, при вычислении которого учитывается энергия связи во внутренней структуре частиц.

Критерии перехода от одного уровня к другому и величина кванта действия на втором и третьем уровнях должны определяться в теории.

2. Элементарные частицы, рассматриваемые как возбужденные состояния частиц вакуума, подчиняются законам единого самосогласованного фундаментального поля, электромагнитной природы.

3. В Теории Фундаментального Поля (ТФП) выполняется принцип соответствия, согласно которому частные теории, правильно описывающие отдельные виды взаимодействий, должны обобщаться в ТФП и использоваться для описания этих взаимодействий. Границы применимости этих частных теорий (теория электрона Дирака, нерелятивистская квантовая теория, квантовая электродинамика, классическая электродинамика, релятивистская механика и др.) должны определяться ТФП.

Эти постулаты являются методологической основой теории. Для того, чтобы

теория позволяла решение конкретных физических задач, в ее основе должны содержаться математические постулаты, которые бы позволяли от общих методологических принципов перейти к расчетам.

Вероятно, не было еще эпохи, когда бы физики с особым складом мышления не мистифицировали современников своим абстрактным языком.

Дж.М.Займан /17/

Физический закон должен быть математически изящным.

П.А.М.Дирак

§ 3. Математический аппарат и физические основы теории

Математический аппарат, который позволяет построить на основе указанных методологических постулатов физическую теорию, можно выбирать различным путем. В большой степени это дело вкуса, привычек и, конечно, этот выбор определяется возможностями известных математических теорий. При построении практически всех квантовых теорий используется в основном аппарат линейных операторов. При построении релятивистских теорий СТО и ОТО применяется аппарат неевклидовых геометрий Минковского и Римана.

Объединение этих двух различных по своей математической природе аппаратов в рамках одной теории задача чрезвычайно сложная. Это одна из самых больших трудностей, которые стоят сейчас перед бурно развивающимся, но далеко не завершенными релятивистскими квантовыми теориями.

Основы ТФП можно записать используя следующий математический формализм, который рассматривается как наиболее понятный, но не единственно возможный язык, пригодный для описания теории. Автору известны и другие возможности.

В ТФП идеи об органической связи пространства, времени и материи, заложенные в СТО и ОТО, находят свое развитие. Как известно /17+20/, в СТО и ОТО содержатся такие трудности: а) невозможно понять, почему в континуальном пустом пространстве сигнал распространяется с инвариантной и конечной скоростью; б) связь пространства и времени в СТО и ОТО в достаточной мере однозначна, в то же время связь с материей в СТО не раскрыта, а в ОТО носит частичный (только для гравитационного поля) и неоднозначный характер; в) СТО и ОТО претендуют на полное описание свойств пространственно-временного континуума, однако, в них нет никаких указаний на все уже известные виды взаи-

модействий, кроме гравитационного, если считать, что последнее описывается в ОТО полностью и правильно; г) СТО и ОТО являются чисто классическими теориями и не имеют аксиоматической связи с квантовыми теориями.

С целью устранения этих недостатков в ТФП используется геометрия не чисто римановых континуальных пространств, а геометрия римановых континуально-дискретных пространств. Математический язык, используемый здесь, в отличие от языка, которым формулируются СТО и ОТО, позволяет принять во внимание квантовый характер физических объектов уже в стадии начальных аксиом. Упомянем здесь особенности этой геометрии, необходимые для понимания дальнейшего.

Все пространство в целом является в ТФП континуальным множеством точек W . Однако, носителем физических свойств этого пространства, его физическим вакуумом, является дискретное подмножество M , каждая точка которого является не только геометрической, но и вещественной

$$W = P_z \cup M_z; \quad P_z \cap M_z = \emptyset; \quad z = 1, 2, 3... \quad (1.3.1)$$

где: P_z - подмножество дополнительное к M_z .

Индекс z имеет следующий смысл. Описание всего пространства только через два подпространства P_i и M_i может оказаться только необходимым, но не достаточным. Действительно, несмотря на то, что подпространство M_i состоит из точечных дискретно расположенных элементов, в районе этих точек возможны конечные области, которые являются дополнительными как к подпространству P_i , так и к подпространству M_i и тогда описание W с помощью этих подпространств не будет удовлетворять условию достаточности. Аналогичная ситуация имеет место, например, в ОТО, если рассматриваемый физический объект имеет протяженность меньшую гравитационного радиуса (коллалс). В этом случае сам объект становится в данном пространстве точечным, а в окрестности объекта возникает некая область, дополнительная к этому пространству и нарушающая не только его связность, но и не поддающаяся описанию посредством одного и того же метрического тензора. Для описания этой "сколлапсированной" области пространства в ОТО производится такое переопределение координат, при котором дополнительное пространство описывается уже другим метрическим тензором, то есть становится другим, хотя и по-прежнему римановым пространством.

Сходное положение наблюдается в ТФП, с той (существенной) разницей, что в ТФП рассматривается не одна "черная дыра", а единое подпространство "черных дыр".

Каждое из континуальных подпространств " P_i " и дискретных " M_k " "заполняет" все пространство W , но в областях "занятых" дополнительными подпространствами надо рассматривать только аналитическое продолжение данного подпространства.

Таким образом, в отличие от математического аппарата квантовых теорий, физический принцип "дополнительности" отображен тремя рядами дополнительных друг к другу величин, характеризующих объект в различных подпространствах. Каждый ряд физических величин выражен в " C "-числах, но одновременное рассмотрение всех характеризующих частицу величин в одном подпространстве невозможно.

Математический аппарат допускает существование в пространстве W нескольких взаимно и последовательно ограниченных, дополнительных друг к другу подпространств $P_1UM_1; P_2UM_2; P_3UM_3; \dots P_nUM_n$. Набор таких подпространств, достаточный для полного описания W , определяется одним критерием: последнее подпространство P_nUM_n должно быть связным. Если прибегнуть опять к аналогии с ОТО, то это означает возможность последовательных "коллапсов" в самой сколлапсированной области пространства. Поскольку в 3-х подпространствах рассматривается один объект, то для всех подпространств должен быть один и тот же базис (система отсчета - начало координат), но разные системы координат. Естественными системами координат являются собственные системы координат, т.е. такие системы в которых ЭЧВ данного подпространства покоятся.

Такова структура математических объектов, которые используются в ТФП. С учетом вышеуказанных особенностей к ним применимы теоремы, справедливые для обычных римановых пространств, что облегчает их использование, и, следовательно:

$$dS_{(z)}^2 = g_{ik}^{(z)} dx_{(z)}^i dx_{(z)}^k; \quad z = 1, 2, 3, \quad (1.3.2)$$

где z (готическое "зет") - индекс подпространства.

Основное требование, которое должно быть предъявлено к единой, замкнутой теории состоит в том, что свойства пространства-времени и фундаментальных (определяющих свойства пространства) физических объектов должны быть взаимно и однозначно самосогласованны в рамках самой теории. В ТФП рассматривается два таких фундаментальных объекта: а) Элементарные Частицы Вакуума - ЭЧВ; б) Элементарные Частицы вещества - ЭЧ. Под понятием "вещество" подразумеваются физические объекты, которые обладают массой. Масса в ТФП рассматривается как мера инерции, и в то же время мера наблюдаемой энергии и энергии связи.

ЭЧ и ЭЧВ образуют все физические структуры вещества: ядра атомов, ато-

мы, молекулы и т.д. Фотоны в ТФП рассматриваются как элементарный акт распространения сигнала в физическом вакууме данного пространства. Поэтому ограничение в рамках ТФП рассмотрением только двух физических объектов не должно нарушать общности. Эти объекты образуют с пространством полностью замкнутое и самосогласованное триединство: пространство — время — вещество. Конечно, более сложные объекты (ядра, атомы, молекулы и т.п.) будут "возмущать" это полностью самосогласованное триединство, но только возмущать, а не определять его.

Таким образом, ТФП отличается от ОТО как математическими объектами — континуально-дискретные римановы пространства, а не обычные римановы, так и физическими объектами — микроскопические фундаментальные ЭЧВ и ЭЧ, а не макроскопические тела. Следовательно, силовые взаимодействия фундаментального поля, ответственные за свойства ЭЧВ и ЭЧ, никоим образом не сводятся к гравитационным.

Мы уже отмечали, что в ТФП отсутствует полная свобода в выборе начала координат — оно должно быть выбранным так, чтобы ни одно из набора подпространств $P_3 UM_3$, достаточных для описания ЭЧВ и ЭЧ, не оказалось бы изъятым из рассмотрения.

Какова бы ни была физическая природа ЭЧ и ЭЧВ, интеграл для действия этих объектов должен иметь вид /14/:

$$S = \frac{1}{c} \int \lambda \sqrt{-g} d\Omega \quad (1.3.3)$$

С учетом указанной выше особенности пространств, описывающих ЭЧ и ЭЧВ, для действия, характеризующего частицы, в любом из подпространств $P_3 UM_3$ этот интеграл можно записать в более удобной для расчета форме:

$$S = -\frac{\hbar_3}{R_3} \int dS \quad (1.3.4)$$

Варьируя метрический тензор в интеграле для S , мы получим для тензора Риччи $R_{ik}^{(3)}$ и скалярной кривизны подпространства $R^{(3)}$ такую зависимость:

$$R_{ik}^{(3)} - \frac{1}{2} g_{ik}^{(3)} R^{(3)} = \frac{1}{\sqrt{-g_{(3)}}} \left[\frac{\partial (\bar{\Lambda}_{(3)} \sqrt{-g_{(3)}})}{\partial g_{(3)}^{ik}} - \frac{\partial}{\partial x_{(3)}^i} \frac{\partial (\bar{\Lambda}_{(3)} \sqrt{-g_{(3)}})}{\partial \frac{\partial g_{(3)}^{ik}}{\partial x_{(3)}^i}} \right], \quad (1.3.5)$$

$$\bar{\Lambda} = \Lambda \frac{16\pi\gamma}{c^4}$$

Если полагать, что определяющими свойствами ЭЧ и ЭЧВ являются масса и заряд фундаментального поля, а это должно быть так, ибо мы определяем вещество, как материальную субстанцию, обладающую массой, то выражая потенциал фундаментального поля через массу и заряд /2, 3/:

$$\varphi = \frac{m r}{r} e^{-R/r} \equiv \frac{q \cdot e^{-R/r}}{r}, \quad (1.3.6)$$

можно получить основные уравнения Теории Фундаментального Поля (ТФП) в виде:

$$R_{ik}^{(j)} - \frac{1}{2} g_{ik}^{(j)} R^{(j)} = \frac{8\pi \kappa_j}{c_j^4} T_{ik}^{(j)}; \quad j = 1, 2, 3, \quad (1.3.7)$$

$$T_{0\alpha}^{(2)} = T_{\alpha 0}^{(2)} = T_{0\alpha}^{(3)} = T_{\alpha 0}^{(3)} = 0$$

Причем $T_{ik} > 0$ только в области, занятой данным подпространством, во всех областях, занятых другими подпространствами и являющихся только аналитическим продолжением данного подпространства, $T_{ik} = 0$.

Число уравнений, необходимое и достаточное для описания ЭЧ и ЭЧВ, определяется особенностями структуры этих частиц, которая должна удовлетворять (1.3.7) и условиям полного самосогласования.

Таким образом, в ТФП мы "работаем" в пространстве Эйнштейна, но характеризующем не гравитационное, а фундаментальное поле, описываемое континуально-дискретной геометрией в 3-х дополнительных друг к другу подпространствах.

Если структура частиц является "жесткой", то истинное число "субчастиц" $n \leq 4$, так как в римановой геометрии невозможно в одной системе координат описать более четырех частиц /14/. Конечно, вследствие тех или иных кинематических эффектов система из 2-4 частиц может проявить себя как система из многих частиц.

В ТФП каждое подпространство $P_j U M_j$ рассматривается в своей Естественной Системе Координат - ЕСК. Необходимость введения преимущественных систем координат даже в ОТО при явном учете начальных и граничных условий доказана В.А.Фоком /18/. Особую роль эти идеи Фока призваны играть в ТФП, в которой каждое подпространство имеет свою ЕСК, но один базис для данной частицы.

Любая ЭЧ^x имеет такую структуру (см.рис.№ 1,2). В "лабораторной" сис-

^x ЭЧВ рассматривается в теории как пара устойчивых античастиц /1,2/, которые после "аннигиляции" не наблюдаются в данном подпространстве, хотя продолжают существовать в дополнительном ему подпространстве. Подробнее о структуре ЭЧ и ЭЧВ смотрите в § 4.

теме координат, где ЭЧ выступает как единое целое, она рассматривается в первом подпространстве P_1UM_1 , для которого дополнительным является пространство, ограниченное "наружным" радиусом. Внутри этой сферы находится "сколлапсированная" структура частицы. Эта структура описывается только во "втором" подпространстве P_2UM_2 , для которого дополнительно является уже подпространство P_3UM_3 . Третье подпространство P_3UM_3 не имеет внутри себя дополнительных ему подпространств и, по определению, является последним.

Таким образом, необходимым и достаточным для описания ЭЧ является рассмотрение их в трех подпространствах:

$$W = \sum_z P_z UM_z; \quad z = 1, 2, 3 \quad (1.3.8)$$

В первом подпространстве ЭЧ является точечным объектом, свойства которого в рамках этого подпространства можно или постулировать, или определять из эксперимента. Физические свойства ЭЧ определяются только во "втором" подпространстве, в ЕСК которого "видна" структура ЭЧ. Свойства "субчастиц" во втором подпространстве определяются в третьем и первом подпространствах.

В терминах, базирующихся на понятии масса, структура ЭЧ представляет собой по удачно найденному Хенлем /39/ термину "масс-диполь". Она состоит из положительной m_+ и отрицательной m_- масс. Разность этих масс и представляет собой массу частицы в целом: $m = |m_+| - |m_-|$, которая проявляется в первом подпространстве.

В отличие от "масс-дипольной" модели Хенля, модель ЭЧ рассматривается так. Массы m_- и m_+ являются: "продольными" массами /14/, связанными с ультрарелятивистским движением по окружности радиуса R_1 и R_2 , а "поперечная" масса, численно равная разности абсолютных значений продольных масс, соответствует изотропной массе "масс-диполя". Физический смысл положительной и отрицательной масс в этой модели описан в /1/. Здесь отметим только, что продольные массы характеризуют энергию связи между двумя зарядами фундаментального поля q_1 и q_2 и поэтому, являясь мерой инерции по отношению к вращательному движению каждого из зарядов в отдельности, они не определяют меру инерции "масс-диполя". Его мерой инерции является разность продольных масс - m . А электрический заряд частицы q равен разности фундаментальных зарядов q_1 и q_2 . Частица отличается от античастицы знаком заряда у q_1 и q_2 .

По физическому смыслу самосогласования материальных и хроногеометрических свойств пространства продольные массы должны обеспечить силовое поле и

геометрию пространства - времени, а масса m есть масса, которая совершает движение в этом силовом поле. При полном согласовании движение совершается по геодезическим линиям данного пространства.

Таким образом, для интервала в пространстве, органически связанном с ЭЧ, мы должны записать:

$$ds^2 = \left[1 - \frac{r_2 (|m_+| + |m_-|)}{rc^2} \right] c^2 dt^2 - r d\varphi^2 \quad (1.3.9)$$

Для движущейся в этом силовом поле массы уравнение Гамильтона-Якоби будет

$$g_{ik}^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial S}{\partial x^k} - m^2 c^2 = 0 \quad (1.3.10)$$

Для частицы, движущейся по круговой орбите, мы должны искать решение для действия в виде:

$$S = -Et + M\varphi \quad (1.3.11)$$

Из (1.3.9), (1.3.10), (1.3.11) имеем:

$$\frac{E^2}{g_{00} c^2} - \frac{M^2}{g_{\varphi\varphi}} - m^2 c^2 = 0 \quad (1.3.12)$$

Поскольку нас интересуют только устойчивые орбиты, то из условия $\frac{dE}{dg_{00}} \equiv 0$ имеем из (1.3.12)^x:

$$M = \frac{m r_2 (|m_+| + |m_-|)}{\pi c (1 - g_{00})^{1/2} (3g_{00} - 1)^{1/2}} \quad (1.3.13)$$

Учитывая, что:

$$M = mVR; \quad g_{00} \rightarrow 0, \quad (1.3.14)$$

а также зависимость между массами:

$$(|m_+| + |m_-|) = \frac{im}{(1 - \beta^2)} \quad (1.3.15)$$

находим из (1.3.13) для M :

$$M = m^2 r_2 \cdot \frac{1}{\pi c} \left[(1 - g_{00})^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2} (1 - \beta^2) \right]^{-1}, \quad (1.3.16)$$

^x Аналогичную задачу в ОТО решал Каплан /40/.

и тогда для $r_{(1)}$ имеем

$$r_{(1)} = \pi (1 - \beta_1^2) (1 - g_{00})^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2} \frac{RVC}{m} \quad (1.3.17)$$

А энергия E имеет резкий минимум:

$$E = mc^2 \frac{2^{1/2} g_{00}}{1 - 3g_{00}}; \quad E \rightarrow 0, \quad (1.3.18)$$

характеризующий большую степень устойчивости системы.

Указанные уравнения являются необходимыми и достаточными для доказательства существования устойчивых структур такого типа в рамках ТФП.

Для расчета всех параметров таких устойчивых структур, в /1/ и /2/ был использован постулат о том, что природа фундаментального поля имеет электромагнитное происхождение, хотя и не сводится к уравнениям Максвелла.

В этом случае оказалось достаточным наложить на заряд фундаментального поля условия неизлучения для того, чтобы совместно с условиями, полученными из решения (1.3.7), приобрести возможность расчета всех параметров ЭЧ.

Так, между $g_{00}^{(2)}$ и β_1, β_2 в ТФП найдена зависимость, верная для всех ЭЧ^x:

$$g_{00}^{(2)} = \beta_1^2 - \beta_2^2 \quad (1.3.19)$$

Тогда из (1.3.17) имеем:

$$r_{(1)} = \pi (1 - \beta_1^2) \left[1 - (\beta_1^2 - \beta_2^2) \right]^{1/2} \left[1 - 3(\beta_1^2 - \beta_2^2) \right] \frac{RVC}{m} \quad (1.3.20)$$

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:

$$\frac{\alpha \hbar c}{r^2} \equiv \frac{r_{(1)} m^2}{r^2} \quad (1.3.21)$$

Для самосогласованной теории, согласно (1.3.21) должно иметь место равенство:

$$\alpha = r_{(1)} \frac{m^2}{\hbar c} \quad (1.3.22)$$

^x Подробнее см. в следующем параграфе этой книги.

Достаточно подставить в (1.3.22) численные значения, полученные из (1.3.20) для протона - "оптимальной частицы" первого ряда для того, чтобы убедиться в том, что для этой ЭЧ условие (1.3.22) выполняется. Действительно:

$$\alpha_p = \lambda \cdot [1 - (\beta_1^2 - \beta_2^2)]^{1/2} [1 - 3(\beta_1^2 - \beta_2^2)]^{1/2} (1 - \beta_1^2) \frac{\beta_1}{\beta_2} = 7,29730 \cdot 10^{-3} \quad (1.3.23)$$

То есть равно α .

Такое поразительное совпадение теоретического и опытного значения безразмерной константы α является однозначным свидетельством в пользу рассматриваемой модели.

Поскольку протон (антипротон) является частицей, удовлетворяющей не только условиям неизлучения, но и условиям устойчивости ("оптимальная частица"), то такой результат представляется естественным. Однако /1/, кроме протона (антипротона) такими же свойствами обладает и электрон (позитрон), а для него условие (1.3.23) не выполняется, равно как не выполняется оно и для всех частиц кроме протона (антипротона).

Физический смысл этого становится понятным, если вспомнить /1 и 2/, что в ТФП под частицей вакуума понимается система, которая возникла при аннигиляции частицы и античастицы в первом подпространстве. Такая ЭЧВ образует систему, у которой суммарная масса равна нулю и которая не создает в пространстве никаких сил кроме внутренних напряжений в вакууме.

Заполняя первое подпространство ЭЧВ с концентрацией

$$n_w = \frac{1}{8\pi^2 R^3} \quad , \quad (1.3.24)$$

ЭЧВ первого подпространства ответственны за распространение сигнала, возмущающего эти частицы. Из структуры ЭЧВ ясно, что сигнал этот должен распространяться со скоростью, которая соответствует скорости распространения поперечных волн деформации сдвига в безграничной среде:

$$V_w^{(n)} = \sqrt{\frac{\mathcal{G}}{\rho}} \quad (1.3.25)$$

где модуль сдвига $\mathcal{G} = \frac{m V_t^2}{8\pi^2 R^3 \epsilon_w}$, ρ - плотность частиц в вакууме.

Подставляя соответствующие значения (см. главу 2), получим:

$$V_w^{(n)} = \sqrt{\frac{2\rho\hbar c 8\pi^2 R^4 c \epsilon_w \beta}{\epsilon_w 8\pi^2 R^4 2S\hbar\beta}} = c$$

Таким образом, теория показывает, что в вакууме, созданном ЭЧВ, имеющим указанную структуру, скорость распространения сигнала ("скорость света") и скорость распространения возмущения равны между собой.

Во втором пространстве $P_2 \cup M_2$ скорость $V_w^{(2)} = V_w^{(1)}$, так как сигнал возмущения, возникший во втором подпространстве, будет распространяться только в первом подпространстве. В подпространстве $P_3 \cup M_3$ сигнал возмущения будет распространяться уже в подпространстве $P_2 \cup M_2$ и будет иметь скорость большую $V_w^{(1)}$ в n_1 и n_2 раз (где n_1, n_2 — число "субчастиц" во втором подпространстве). Эти своеобразные "Тахионы" являются мельчайшими составными элементами ЭЧ и ЭЧВ. В третьем подпространстве у любой ЭЧ всего одна пара субчастиц, а у ЭЧВ — две пары.

Во втором подпространстве, как легко видеть, эта пара частиц во всем, что касается силовых взаимодействий, связанных с вакуумом первого и второго подпространств, ведет себя, как система из n_1 и n_2 частиц, где n_1, n_2 есть отношение скоростей распространения сигнала в третьем и первом — втором подпространствах.

Таким образом, в ТФП приобретают ясный физический смысл:

а) отрицательные массы, рассматриваемые как проявление отрицательных сил инерции одной из пары очень сильно взаимодействующих частиц. Выделение самостоятельно существующих субчастиц, обладающих отрицательной массой — НЕВОЗМОЖНО.

б) Мнимые массы, рассматриваемые как сумма абсолютных значений положительных и отрицательных масс. Мнимые массы вносят определяющий вклад в формирование хроногеометрических свойств пространства, но не сказываются на инерциальных свойствах системы, так как последние зависят только от m_+ и m_- и их разности. 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 и ЭЧВ, а тем более объектов, созданных созданных ими, проявляться не могут.

г) Объекты, движущиеся со скоростью, большей скорости света — "тахионы" /41/, которыми являются частицы третьего подпространства. Тахионы ни в каких экспериментах, связанных с ЭЧ и ЭЧВ первого и второго подпространств, а тем более со сложными объектами, которые существуют только в первом подпространстве, проявляться не могут.

д) Монополи Дирака, которыми в ТФП являются ЭЧВ в первом подпространстве. Эти частицы, обладая виртуальными механическими и магнитным моментами,

не имеют даже виртуального заряда. "Выделить" подобный физический объект, как нечто, участвующее не только в виртуальных процессах, невозможно. Монополи Дирака как самостоятельная ЭЧ не существуют, это - возбужденные состояния ЭЧВ первого пространства, которые при очень сильном возбуждении могут породить только пару ЭЧ.

Для полного математического описания свойств ЭЧ и ЭЧВ необходимо к сказанному добавить следующее.

В начале параграфа мы отмечали, что представляемая вниманию читателя математическая форма записи ТФП не является единственной. Это связано с тем, что не только фундаментальное поле, но и его истоки не являются локальным объектом. Поэтому запись свойств фундаментального поля в силовых взаимодействиях, в ограниченных областях пространства, конечно, не является единственно возможной. Возможность записи основ ТФП в терминах локальных теорий (масса, заряд и т.п.) связана с тем, что ввиду центральной симметрии в структуре ЭЧ, инерциальные и силовые - "зарядовые" свойства частиц проявляются локально в их центрах симметрии. Таким образом, масса и заряд частиц формируется во всем пространстве, но проявляются в определенных точках. Следовательно, точки пространства, куда мы размещаем для удобства расчета заряды и массы, не есть "вместилище" материальной структуры, а просто одно из множества геометрических мест проявления сил всего населяющего пространство возбужденного и невозбужденного вакуума. Фундаментальное поле проявляет массу в центрах симметрий, а результат обмена виртуальными (продольными) фотонами в вакууме порождает кулоновы силы, которые можно, в частности, адресовать "точечному" заряду. При этом не следует удивляться тому, имеющемуся в ТФП факту, что места "расположения" массы и заряда несколько сдвинуты друг относительно друга во втором подпространстве (см.рис.№ 1). Понятно, что это расхождение не проявляется в первом подпространстве.

Дополним сказанное математическими зависимостями. У фундаментального поля, имеющего электромагнитную природу, след тензора энергии-импульса $T_i^i = 0$. Поэтому, только в дискретных точках пространств типа "М", где находятся заряды, проявляется масса.

Если рассматривать ЭЧ как механические системы и выражать взаимодействия только через массы, то решением основного уравнения ТФП будет либо метрика типа метрики Шварцшильда /19/:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - \frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}} \quad (1.3.26)$$

либо типа метрики Фока /18/:

$$ds^2 = \frac{(1 - \frac{\bar{r}_t}{\bar{r}})}{(1 + \frac{\bar{r}_t}{\bar{r}})} c^2 dt^2 - (1 + \frac{\bar{r}_t}{\bar{r}}) \bar{r}^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - \frac{1 + \frac{\bar{r}_t}{\bar{r}}}{1 - \frac{\bar{r}_t}{\bar{r}}} d\bar{r}^2 \quad (1.3.27)$$

Переход от одной метрики к другой легко осуществляется, если произвести такое переопределение $\bar{r}$ и $\bar{r}_t$:

$$\bar{r} = r + r_g; \quad \bar{r}_t = 2r_g; \quad (1.3.28)$$

Эти метрики позволяют и, как мы видели, достаточно полно описать определенные свойства ЭЧ. Однако, зарядовые свойства и связь зарядов с массами установить с помощью этих метрик нельзя. Нельзя потому, что в ТФП заряды формируются в вакууме и как бы зависят от "будущего" времени. Поэтому для их описания надо переопределить время, входящее в (1.3.26) и (1.3.27).

В ОТО для масс и зарядов такое переопределение наиболее удачно выполнено Керром /20/ и Рейснером-Нордстремом /21/.

В ТФП метрика типа Рейснера-Нордстрема имеет вид:

$$ds^2 = \left(1 + \frac{q^2 r}{r^2 c^4} - \frac{8m}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - 2c dt dr - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (1.3.29)$$

У этой метрики есть такая особенность: если ее "сшивать" с метрикой Фока, то для разных значений метрического тензора, в точке $r = R_1$ получаются одинаковые зависимости между основными параметрами системы, описываемой этими метриками:

$$m = \frac{q^2}{r_0 c^2}; \quad (r_0 \equiv R_1).$$

Изложенного здесь, нам представляется, достаточно для понимания физических и математических основ ТФП, которые мы предлагаем вниманию читателя.

Что же касается основной гипотезы теории $\mathcal{S}$ -матрицы о том, что частица есть первичная, неразложимая на составные части сущность, то мы еще раз спрашиваем: нельзя ли отделить феноменологию частиц от предположений об их структуре.

Ю. Швингер /42/

§ 4. Определение структуры элементарных частиц

Еще Уилер /22/ показал, что в рамках ОТО принципиально возможно получить устойчивое заряженное образование, которое он назвал "Геоном". Попытки

получить геон на уровне элементарных частиц делались неоднократно (см., например, /23/). Идеологически к этим работам примыкают и попытки построить теорию элементарных частиц на базе "самой элементарной частицы" в теории гравитации, которые предпринимают в течение ряда лет М.А.Марков /24/ и К.П.Станюкович /25/. Эту, так сказать, "действительно элементарную частицу" они называют "Максимоном" (Марков) или "Планкеоном" (Станюкович).

Согласно ТФП и Геоны, и Максимоны-Планкеоны не могут быть истинными "Кирпичиками мироздания", так как в этом случае предполагается, что в основе лежит гравитационное поле, характеризуемое константой гравитации, а не фундаментальное поле.

Устойчивые структуры образует только фундаментальное поле. Фундаментальное поле проявляет себя в виде локальных образований - частиц и в виде силового поля, образованного вакуумом во всем пространстве. Частицы - это черные дыры в данном пространстве. Понятно, что в каждом данном пространстве частица проявляется как точка, которая обладает определенными свойствами. Эти свойства определяются поведением физических объектов, находящихся под сферой Шварцшильда внутри черной дыры. Эти объекты можно рассматривать как субчастицы.

То, что мы сейчас называем "Элементарными Частицами" (ЭЧ) - это полностью возбужденные черные дыры вакуума первого подпространства. Невозбужденные ЭЧВ не проявляют себя в первом подпространстве. Неполные возбуждения ЭЧВ создают фотоны и виртуальные пары частиц. При полном возбуждении ЭЧВ разделяют на пару ЭЧ: частицу и античастицу, которые в первом подпространстве уже проявляют ряд свойств. Свойства ЭЧ должны определяться поведением субчастиц внутри черных дыр. Структуру и свойства системы субчастиц, порождающих ЭЧ, необходимо описать уже во втором подпространстве. Полученный результат надо отобразить на первое пространство RUM_1 и получить искомые свойства ЭЧ, а, следовательно, и Элементарных Частиц Вакуума (ЭЧВ) первого подпространства.

Однако, под сферой Шварцшильда каждой ЭЧ во втором подпространстве имеется еще одна черная дыра, которая ответственна за свойства субчастиц во втором подпространстве. Под сферой Шварцшильда этой черной дыры - в третьем подпространстве - есть своя субструктура. Как мы далее убедимся, она является последней. Однако, существует определенная связь между всеми частицами, образующими ЭЧ и ЭЧВ. Если попытаться установить непосредственную связь между этими объектами, учитывая тот факт, что все мировое пространство заполнено ЭЧВ,

то перед нами встает задача решения проблемы взаимодействия практически бесконечного числа очень сильно взаимодействующих частиц. Эта проблема с помощью известных науке в настоящее время средств — не решается. Тем не менее определение структуры ЭЧ и ЭЧВ в рамках ТФП невозможно без установления прямых и обратных связей между всеми упомянутыми физическими объектами. На первом этапе развития ТФП автор пользовался для решения этой проблемы некоторым специально им разработанным формализмом, названным "дикомплексным формализмом". Изложение этого формализма далеко выходит за рамки данной работы. Здесь используется для рассмотрения ТФП математический формализм, описанный в § 4 и основанный на расширенной геометрии Римана. Этот формализм адекватен дикомплексному формализму, но более близок к привычным математическим методам.

В рамках такого математического формализма решение проблемы взаимодействия многих частиц оказывается возможной благодаря следующим ее особенностям, проявляющимся в ТФП.

В ТФП реализуется давно известный принцип Маха следующим образом. Влияние всего мира на частицу или субчастицу сводится при "частичном описании" к появлению соответствующих масс, а при полевом описании к появлению диэлектрической и магнитной проницаемости вакуума. В первом случае мы должны прибегнуть к уравнениям (1.3.5) и (1.3.6), выраженным через массу, а во втором к уравнениям типа максвелловских уравнений.

Приступим к непосредственному рассмотрению структуры частиц. Легко видеть, что геодезическими для движения частиц, описываемых во всех трех подпространствах должны быть окружности.

Действительно, из условия $\frac{dE}{dq_{00}} = 0$ имеем для любой ЭЧ

$$A_m(q_{00}-1)(3q_{00}-1) + m^2c^2 + \frac{dA_m(q_{00})}{dq_{00}}(1-q_{00})^2q_{00} + 2A_s(q_{00})q_{00} + \frac{dA_s(q_{00})}{dq_{00}}q_{00}^2 = 0 ,$$

$$\begin{aligned} A_m &= \frac{M^2}{r^2} , \\ A_s &= \left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 . \end{aligned} \quad (1.4.1)$$

Но:

$$1 - q_{00} = \frac{r_k}{r} \quad (1.4.2)$$

И кроме того:

$$A_s = \frac{M^2}{r^2} \quad (1.4.3)$$

Поэтому:

$$\omega = \frac{V}{r} \quad \text{и} \quad r = R = \text{const} \quad (1.4.4)$$

Что и требовалось доказать.

Таким образом, все частицы, находящиеся в равновесии под влиянием действующих на них сил, движутся по окружностям трехмерного пространства. Трехмерность физического пространства Эйнштейна показана в ряде работ /26-29/.

Четырехмерность и кривизна пространства, содержащиеся в наших уравнениях, есть только математический прием, позволяющий нам определить все законы самосогласования чудовищного количества частиц всегда взаимодействующих между собой во вселенной, самосогласования, обеспечивающего триединство: Пространство - Время - Вещество.

Но надо чтобы в первом подпространстве каждая ЭЧ могла существовать как устойчивое в свободном состоянии образование. Безразлично, какова степень устойчивости, важно чтобы частица могла успеть за время существования проявить индивидуальные свойства.

Поскольку фундаментальное поле имеет электромагнитную природу и истоками этого поля являются заряды, то мы должны показать, что они не излучают.

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 бы энергию, и, конечно, образовывали механически устойчивую систему.

Известно, что никакая комбинация покоящихся зарядов не может быть устойчивой. Этого требует теорема Ирншоу /30/.

Д.Бом и Вайнштейн /31/, используя идею М.А.Маркова /32/, сделали попытку найти такую систему зарядов, которая, осциллируя в малом объеме со скоростями, много меньшими скорости света, сохраняет устойчивость. Этот результат вызвал дискуссию, которая закончилась достаточно, по нашему мнению, убедительным доказательством /33/ 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.И.Иваненко и А.А.Соколовым /34/, а также Г.Шоттом и другими авторами /35/. Однако, возможность существования систем зарядов, которые бы в ультрарелятивистском случае не излучали, сколько нам известно, не выяснялась, если не считать тривиаль-

ного случая круговых токов, которые, как известно, не излучают.

Рассмотрим излучение ультрарелятивистского ротатора /34/. В этом случае излучение образует спектр частот, поэтому нельзя ограничиться рассмотрением первой или первых гармоник.

Напомним результат, полученный в /34/. Компоненты Фурье векторного потенциала в самом общем виде можно выразить так:

$$A = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{q e^{-in(\omega t - \frac{\omega r}{c} - \varphi + \frac{\pi}{2})}}{2\pi r c} \int_{-\pi}^{\pi} V e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha \quad (1.4.5)$$

где: $\alpha = \omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}$; n - номер гармоники; $\beta = \frac{v}{c}$; θ - угол наклона по отношению к оси вращения; r - радиус-вектор от центра. В сферических координатах для проекций вектор-потенциала имеем:

$$\begin{aligned} A_{\varphi}(n) &= \frac{qV}{2\pi r c} \int_{-\pi}^{\pi} \sin\alpha \cdot e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha \\ A_{\theta}(n) &= -\frac{qV}{2\pi r c} \cos\theta \int_{-\pi}^{\pi} \cos\alpha \cdot e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha \end{aligned} \quad (1.4.6)$$

Перейдя к обозначениям, принятым в теории цилиндрических функций, и учитывая, что, согласно /36/,

$$J_n(n\beta \sin\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{i(n\alpha - n\beta \sin\theta \sin\alpha)} d\alpha \quad (1.4.7)$$

и

$$\frac{2}{\beta \sin\theta} J_n(n\beta \sin\theta) = J_{n+1}(n\beta \sin\theta) + J_{n-1}(n\beta \sin\theta) \quad , \quad (1.4.8)$$

получим

$$\begin{aligned} A_{\varphi}(n) &= i \frac{qV}{cr} J'_n(n\beta \sin\theta) \quad , \\ A_{\theta}(n) &= -\frac{q}{r} \operatorname{ctg}\theta J_n(n\beta \sin\theta) \end{aligned} \quad (1.4.9)$$

Тогда, для проекций векторов электрического и магнитного полей имеем:

$$\begin{aligned} H_{\theta} = -E_{\varphi} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial(rA_{\varphi})}{\partial r} = \frac{2q\beta^2}{Rr} \sum_{n=1}^{\infty} n J'_n(n\beta \sin\theta) \cos nr \quad , \\ H_{\varphi} = E_{\theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_{\theta})}{\partial r} = -\frac{2q\beta}{Rr} \operatorname{ctg}\theta \sum_{n=1}^{\infty} n J_n(n\beta \sin\theta) \cos nr \quad , \end{aligned} \quad (1.4.10)$$

(где $\gamma = \omega t - \frac{\omega r}{c} - \varphi + \frac{\pi}{2}$).

Откуда радиальная составляющая вектора Пойнтинга $\vec{b}_r$ равна:

$$\vec{b}_r = \frac{c}{4\pi} (H_\varphi^2 + H_\theta^2) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q^2 n^2 \beta^2 c}{2\pi R^2} \left[\text{Ctg}^2 \theta J_n^2(n\beta \sin \theta) + \beta^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) \right] \quad (1.4.11)$$

Интенсивность излучения на каждой данной гармонике выразится соответственно так:

$$G = \frac{q^2 n^2 \beta^2 c}{2\pi R^2} \left[\text{Ctg}^2 \theta J_n^2(n\beta \sin \theta) + \beta^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) \right] \quad (1.4.12)$$

Переход от ротатора к серии равномерно движущихся по окружности зарядов осуществляется с помощью "фактора когерентности" [30]:

$$S_N = N(-1)^n \frac{\sin \pi n}{\text{tg} \frac{\pi n}{N}} \quad (1.4.13)$$

где: N — число равномерно расположенных зарядов. Общая интенсивность излучения N зарядов на n -ой гармонике будет:

$$G_{NN} = S_N G_n \quad (1.4.14)$$

Теперь, используя полученные в [34] 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 условия:

$$\frac{dG_{NN}}{d\theta} = 0 \quad (1.4.15)$$

Мы 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 (1.4.15) значение G_{NN} из (1.4.14) с учетом (1.4.12), дифференцируя и проделав простейшие преобразования, получим:

$$\beta^2 \frac{J_n''(n\beta \sin \theta)}{J_n(n\beta \sin \theta)} = \frac{1}{n\beta \sin \theta} \frac{J_n(n\beta \sin \theta)}{J_n'(n\beta \sin \theta)} - \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \quad (1.4.16)$$

Откуда, с учетом рекуррентных соотношений для бесселевых функций [36], будем иметь:

$$n = \frac{\beta \sin \theta \frac{J'_n(n\beta \sin \theta)}{J_n(n\beta \sin \theta)} + \frac{1}{\beta \sin \theta} \frac{J_n(n\beta \sin \theta)}{J'_n(n\beta \sin \theta)}}{1 - \beta^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta} \quad (1.4.17)$$

Очевидно, что это уравнение справедливо для любого числа регулярно расположенных по окружности зарядов, ибо у них должен быть один и тот же оптимум излучения под данным углом θ .

Напомним, что в электродинамике максимум излучения первой гармоники направлен под углом порядка $(1 - \beta^2)^{1/2}$, следующие гармоники имеют больший наклон к плоскости вращения, а критические гармоники $n = n_\beta$ и большие лежат в плоскости вращения.

Поэтому нас интересует гармоника, которая дает максимум излучения в плоскости вращения, т.е. при $\cos \theta = 1$. В этом случае:

$$n = \frac{\beta \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{1}{\beta} \frac{J_n(n\beta)}{J'_n(n\beta)}}{1 - \beta^2} \quad (1.4.18)$$

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 концентрических 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 зарядов.

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 излучения в плоскости вращения, то нас интересуют только номера гармоник, большие или равные номеру гармоники, определенной из (1.4.18).

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 /34/, что круговой ток не излучает, то есть, когда $N \rightarrow \infty$, излучения нет. Но когда N конечно, то всегда найдутся гармоники, для которых $\frac{n}{N}$ — 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

$$N \geq n_p \quad (1.4.19)$$

Когда $N = n_p$, то система излучает уже на минимально допустимой гармонике. Если $N > n_p$, то излучение происходит на гармониках, кратных n_p . Следовательно, мы должны во всех случаях обеспечить взаимную компенсацию излучения на гармониках, кратных n_p , причем обеспечить компенсацию на всех гармониках, номер которых превышает число зарядов мультиротатора.

Условие синхронности для гармоник n_p в случае взаимной компенсации излучения двух систем зарядов, расположенных на двух концентрических окружностях, имеют очень простой вид:

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda \quad (1.4.20)$$

или:

$$\frac{2\pi R_1}{\beta_1 n_1} = \frac{2\pi R_2}{\beta_2 n_2} = \lambda \quad (1.4.21)$$

откуда:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2} \quad (1.4.22)$$

Так как гашение происходит только на гармонике n_p и ее кратных, то условие (1.4.20) или (1.4.22) справедливо для всех этих гармоник, поскольку в (1.4.20) для других гармоник появится в обеих частях равенства одинаковый множитель.

Условие противофазности будет также одно для всех гармоник:

$$R_1 - R_2 = K\lambda \quad (1.4.23)$$

где: K — некоторое целое число.

В том случае, когда знаки зарядов на обеих окружностях одинаковы ("одно-зарядное" состояние), в (1.4.23) вместо K должно быть $K/2$.

Из условия (1.4.23) с учетом (1.4.21), получим:

$$R_1 - R_1 \frac{n_1 \beta_1}{n_1 \beta_1} = \frac{2\pi R_1}{\beta_1 n_1} K \quad (1.4.24)$$

или:

$$n_1 \beta_1 - n_2 \beta_2 = 2\pi K \quad (1.4.25)$$

Это и есть условие, которому должны удовлетворять скорости вращения зарядов и номера "критических" (определенных из (1.4.18)) гармоник обеих систем зарядов, для того чтобы системы не излучали.

Амплитудное условие целиком определяется величиной зарядов, поэтому оно может рассматриваться независимо и определяет только соотношение q_1 и q_2 .

Согласно (1.4.18)

$$n_1 = \frac{\beta_1 \frac{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J_{n_1}(n_1 \beta_1)} + \frac{1}{\beta_1} \frac{J_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}}{1 - \beta_1^2} \quad (1.4.26)$$

и соответственно:

$$n_2 = \frac{\beta_2 \frac{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J_{n_2}(n_2 \beta_2)} - \frac{1}{\beta_2} \frac{J_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}}{1 - \beta_2^2} \quad (1.4.27)$$

и тогда (1.4.24) можно записать так:

$$\frac{\beta_1^2 \frac{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J_{n_1}(n_1 \beta_1)} + \frac{J_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}}{1 - \beta_1^2} - \frac{\beta_2^2 \frac{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J_{n_2}(n_2 \beta_2)} + \frac{J_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}}{1 - \beta_2^2} = 2\pi K \quad (1.4.28)$$

Для того, чтобы облегчить нахождение решения (1.4.28), добавим к нему такое очевидное соотношение:

$$n_1 - n_2 = K_1 \quad (1.4.29)$$

где: K_1 - некоторое целое число.

Тогда вместе с (1.4.28) мы будем иметь систему двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\beta_1^2 \left[\frac{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J_{n_1}(n_1 \beta_1)} + \frac{J_{n_1}(n_1 \beta_1)}{\beta_1^2 J'_{n_1}(n_1 \beta_1)} \right] - \frac{\beta_2^2 \left[\frac{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J_{n_2}(n_2 \beta_2)} + \frac{J_{n_2}(n_2 \beta_2)}{\beta_2^2 J'_{n_2}(n_2 \beta_2)} \right]}{1 - \beta_1^2} &= 2\pi K \\ \frac{\beta_1 \left[\frac{J'_{n_1}(n_1 \beta_1)}{J_{n_1}(n_1 \beta_1)} - \frac{J_{n_1}(n_1 \beta_1)}{\beta_1^2 J'_{n_1}(n_1 \beta_1)} \right] - \frac{\beta_2 \left[\frac{J'_{n_2}(n_2 \beta_2)}{J_{n_2}(n_2 \beta_2)} - \frac{J_{n_2}(n_2 \beta_2)}{\beta_2^2 J'_{n_2}(n_2 \beta_2)} \right]}{1 - \beta_2^2} &= K_1 \end{aligned} \right\} \quad (1.4.30)$$

или:

$$\left. \begin{aligned} n_1 - n_2 &= K_1 \\ n_1 \beta_1 - n_2 \beta_2 &= 2\pi K \end{aligned} \right\} \quad (1.4.31)$$

Для решения системы уравнений (1.4.30) необходимо воспользоваться каким-то явным выражением для бесселевых функций. В литературе даны разные представления бесселевых функций, главным образом в виде бесконечных рядов и интегралов. Воспользоваться этими представлениями для решения (1.4.30) весьма затруднительно, даже если на основе полученных соотношений составить алгоритм, пригодный, в принципе, 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 была предпринята попытка найти новое представление бесселевых функций. Эта попытка привела к интересному результату. Ввиду того, что подобного рассмотрения особенности такого рода бесселевых функций, сколько нам известно, в литературе нет, остановимся на нем подробнее.

В теории бесселевых функций есть рекуррентные соотношения, которые определяют точные зависимости между ними. Поэтому естественно стремление опираться в основном на них.

В дальнейшем мы воспользуемся рекуррентными формулами:

$$2J'_n(z) = 2 \frac{d}{dz} J_n(z) = J_{n-1}(z) - J_{n+1}(z), \quad (1.4.32)$$

$$J_{n-1}(z) + J_{n+1}(z) = \frac{2n}{z} J_n(z) \quad (1.4.33)$$

и следствиями из них:

$$\frac{d}{dz} J_n(z) = J_{n-1}(z) - \frac{n}{z} J_n(z), \quad (1.4.34)$$

$$\frac{d}{dz} J_n(z) = \frac{n}{z} J_n(z) - J_{n+1}(z), \quad (1.4.35)$$

$$\left(\frac{d}{z dz}\right)^m [z^n J_n(z)] = z^{n-m} J_{n-m}(z), \quad (1.4.36)$$

$$J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z), \quad (1.4.37)$$

где n - натуральное число.

При этом следует помнить [36], что функция $J_n(n\beta)$ есть ряд, составленный из корней уравнения Бесселя:

$$J''_n(n\beta) = -\frac{1}{n\beta} J'_n(n\beta) - \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) J_n(n\beta) \quad (1.4.38)$$

$$\text{Из: (1.4.33): } \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} - \frac{1}{\beta} \quad (1.4.39)$$

А из (1.4.33) следует также, что:

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{2}{\beta} \quad (1.4.40)$$

Введем обозначение: $k_n = \frac{J_n(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} : \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$

или

$$k_n = \frac{J_n^2(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta) J_{n+1}(n\beta)} \quad (1.4.41)$$

Легко видеть, что

$$\lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \beta \rightarrow 1}} k_n = 1 \quad (1.4.42)$$

При очень больших n величина k_n является функцией n (или β), медленно и монотонно меняющейся с n , причем по порядку величины k_n близко к единице.

Из (1.4.41) следует, что:

$$\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_n(n\beta)}{k_n J_{n-1}(n\beta)} \quad (1.4.43)$$

и тогда (1.4.40) можно представить в виде:

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_n(n\beta)}{k_n J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2}{\beta} \quad (1.4.44)$$

откуда:

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1}{\beta} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{k_n}} \right] \quad (1.4.45)$$

Из (1.4.45) и (1.4.39) имеем:

$$\beta \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \left(1 - \frac{\beta^2}{k_n} \right)^{1/2} \quad (1.4.46)$$

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 (1.4.46) представить в таком виде:

$$\beta \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = m_\beta (1 - \beta^2)^{1/2} \quad (1.4.47)$$

где: m_β , так же как и k_n — некоторая функция β (или n), причем, как ясно из (1.4.47) и (1.4.46):

$$m_\beta = \left(\frac{1 - \frac{\beta^2}{k_n}}{1 - \beta^2} \right)^{1/2} \quad (1.4.48)$$

С учетом (1.4.47) выражению (1.4.48) можно придать вид

$$m_\beta = \frac{m_\beta (1 - \beta^2)^{1/2} + \frac{1}{m_\beta (1 - \beta^2)^{1/2}}}{1 - \beta^2}$$

или

$$n_\beta = \frac{1 + m_\beta^2 (1 - \beta^2)}{m_\beta (1 - \beta^2)^{3/2}} \quad (1.4.49)$$

и, следовательно:

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} n_\beta = \frac{1}{m_\beta (1 - \beta^2)^{3/2}} \approx \frac{1}{2^{1/2} (1 - \beta^2)^{3/2}} \quad (1.4.50)$$

Мы видим, таким образом, что при достаточно больших β n_β имеет порядок:

$$n_\beta = O \left[\frac{1}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \right] \quad (1.4.51)$$

Итак, даже не имея решения для n_β в явном виде (функция m_β , пока не представлена нами в явном виде даже приближенно), мы можем судить о характере зависимости n_β от β и о порядке величины n_β .

В работе Д.Д.Иваненко и А.А.Соколова /34/ найден номер гармоники, при котором ультрарелятивистский ротор излучает максимум энергии. Номер этой гармоники выражается у них такой приближенной формулой:

$$n_k \approx \frac{3}{2 (1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (1.4.52)$$

Мы видим, что 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 эти максимума должны совпадать точно, то должны так же точно совпадать и (1.4.49) и (1.4.52).

Д.Д.Иваненко и А.А.Соколов в своих вычислениях /34/ использовали приближение, погрешность которого еще не определена /36/. Кроме того, в ряде промежуточных вычислений они пренебрегли членами порядка $(1-\beta^2)$. С учетом погрешностей совпадение (1.4.50) и (1.4.52), 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 (1.4.50) и (1.4.51) недостаточно. Поэтому необходимо найти в ясном виде выражения для m_β (или k_n).

Попробуем найти приближенное выражение для этих функций.

Непосредственно из (1.4.45) следует:

$$\beta \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = 1 + \left(1 - \frac{\beta^2}{k_n}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4.53)$$

Выражая в (1.4.53) $\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$ через $\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$

согласно (1.4.43), мы получим для функции порядка $(n+1)$ выражение (1.4.54), аналогичное (1.4.47):

$$\beta \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = 1 - m_\beta (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4.54)$$

Для того, чтобы найти искомое выражение для m_β , найдем сперва зависимость отношения производных функций Бесселя к самой функции для функций порядка, отличающегося от n на единицу. Из (1.4.34) имеем:

$$J'_{n-1}(n\beta) = J_{n-2}(n\beta) - \frac{n-1}{n\beta} J_{n-1}(n\beta) \quad (1.4.55)$$

или:

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{J_{n-2}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} - \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (1.4.56)$$

Но из (1.4.33) также следует, что:

$$\frac{J_{n-2}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right) - \frac{J_n(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} \quad (1.4.57)$$

Тогда (1.4.56) после элементарного преобразования можно записать так:

$$\frac{J'_{n-1}(\eta\beta)}{J_{n-1}(\eta\beta)} = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right) - \frac{J_n(\eta\beta)}{J_{n-1}(\eta\beta)} \quad (1.4.58)$$

Введем обозначение:

$$U = \frac{J_{n-1}(\eta\beta)}{J_n(\eta\beta)}, \quad (1.4.59)$$

и выразим все искомые величины через U , β и n . Тогда (1.4.58) примет вид:

$$\frac{J'_{n-1}(\eta\beta)}{J_{n-1}(\eta\beta)} = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1}{n}\right) - \frac{1}{n} \quad (1.4.60)$$

Найдем подобные выражения для функции порядка $n+1$. Из (1.4.39) для функции порядка $n+1$ получим:

$$\frac{J'_{n+1}(\eta\beta)}{J_{n+1}(\eta\beta)} = -\frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{n}\right) + \frac{J_n(\eta\beta)}{J_{n+1}(\eta\beta)} \quad (1.4.61)$$

Используя (1.4.59), приведем (1.4.40) к следующему виду:

$$\frac{J_n(\eta\beta)}{J_{n+1}(\eta\beta)} = \frac{1}{\frac{2}{\beta} - U} \quad (1.4.62)$$

Тогда, с использованием (1.4.62) соотношение (1.4.61) можно записать так:

$$\frac{J'_{n+1}(\eta\beta)}{J_{n+1}(\eta\beta)} = \frac{1}{\frac{2}{\beta} - U} - \frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{n}\right) \quad (1.4.63)$$

Аналогично для функции порядка n имеем:

$$\frac{J'_n(\eta\beta)}{J_n(\eta\beta)} = U - \frac{1}{\beta} \quad (1.4.64)$$

Кроме того, непосредственно из (1.4.32) и (1.4.33) имеем:

$$\frac{2J'_n(\eta\beta)}{J_n(\eta\beta)} = \frac{J_{n-1}(\eta\beta)}{J_n(\eta\beta)} - \frac{J_{n+1}(\eta\beta)}{J_n(\eta\beta)} \quad (1.4.65)$$

и

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{2}{\beta}, \quad (1.4.66)$$

и тогда из (1.4.65) и (1.4.66) получаем:

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{1}{\beta} \quad (1.4.67)$$

И далее, с учетом соотношений (1.4.59) и (1.4.47),

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = u - \frac{1}{\beta} = \frac{m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}, \quad (1.4.68)$$

откуда:

$$u = \frac{1 + m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \quad (1.4.69)$$

С учетом (1.4.69) равенства (1.4.63) и (1.4.60) легко преобразовать:

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = \frac{m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \cdot \frac{1 - \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{m_\beta}}{1 - m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}} - \frac{1}{n\beta}, \quad (1.4.70)$$

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \cdot \frac{1 + \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{m_\beta}}{1 + m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}} - \frac{1}{n\beta} \quad (1.4.71)$$

Для сопоставления уместно здесь вновь напомнить, что:

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \quad (1.4.72)$$

И, кроме того, для функций, порядок которых отличается на единицу, имеем:

$$\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1 - m_\beta (1-\beta^2)}{\beta}, \quad (1.4.73)$$

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1 + m_\beta (1-\beta^2)}{\beta} \quad (1.4.74)$$

В этих уравнениях бесселевы функции от аргумента порядка n и $n \pm 1$ явно выражено через n , β и m_β — некоторую функцию от β (или n).

Пользуясь соотношениями (1.4.68) и (1.4.70)-(1.4.74), образуем суммы и разности производных к их функциям:

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} + \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2m_\beta \beta (1-\beta^2)^{1/2}}{1-m_\beta^2(1-\beta^2)} - \frac{2}{n\beta}, \quad (1.4.75)$$

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} - \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2(1-\beta^2)(m_\beta^2-1)}{\beta [1-m_\beta^2(1-\beta^2)]}, \quad (1.4.76)$$

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{(1-\beta^2)(m_\beta^2-1)}{\beta [1+m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}]} + \frac{1}{n\beta}, \quad (1.4.77)$$

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{(1-\beta^2)(m_\beta^2-1)}{\beta [1-m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}]} - \frac{1}{n\beta} \quad (1.4.78)$$

Из (1.4.77) и (1.4.78) мы видим, что при больших n и β , близких к 1, при изменении порядка функции на единицу отношение производной функции к самой функции изменяется на величину порядка:

$$\frac{J'_{n\pm 1}(n\beta)}{J_{n\pm 1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = O(1-\beta^2),$$

так как m_β при больших β примерно равно $2^{1/2}$, а $n(1-\beta^2)$ — больше единицы. При этом изменение порядка на (+1) вызывает увеличение, а на (-1) — уменьшение этой функции на величины, которые с точностью до членов $O(1-\beta^2)^{1/2}$ и $\frac{1}{n\beta}$ совпадают по абсолютному значению. Действительно, вычитая (1.4.78) из (1.4.77), имеем:

$$\left[\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} \right] - \left[\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} \right] = \frac{2m_\beta(m_\beta^2-1)(1-\beta^2)^{3/2}}{\beta [1-m_\beta^2(1-\beta^2)]} - \frac{2}{n\beta} \quad (1.4.79)$$

При $\beta \sim 1$ соотношение (1.4.79) имеет порядок разности:

$$O(1-\beta^2)^{3/2} - \frac{2}{n\beta} \quad (1.4.80)$$

Поэтому при больших значениях n и малых $(1-\beta^2)$ мы можем в некотором приближении применить такое интерполяционное соотношение:

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} \approx \frac{1}{2} \left[\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} + \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} \right] \quad (1.4.81)$$

При этом член, которым мы пренебрегаем, будет иметь порядок разности (1.4.80).

С помощью (1.4.81) можно получить значение m_β , а с ним и все необхо-

димые нам выражения, с указанной точностью. С учетом (1.4.72) и (1.4.75), можно (1.4.81) представить так:

$$\frac{2 m_{\beta} (1 - \beta^2)^{1/2}}{\beta} = \frac{2 m_{\beta} \beta (1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - m_{\beta}^2 (1 - \beta^2)} - \frac{2}{n \beta} \quad (1.4.82)$$

или

$$m_{\beta} (1 - \beta^2)^{1/2} \left[\frac{1 - m_{\beta}^2 (1 - \beta^2) - \beta^2}{1 - m_{\beta}^2 (1 - \beta^2)} \right] = \frac{m_{\beta} (1 - \beta^2)^{1/2} (1 - m_{\beta}^2)}{1 - m_{\beta}^2 (1 - \beta^2)} = - \frac{1}{n} ,$$

откуда:

$$n = \frac{1 - m_{\beta}^2 (1 - \beta^2)}{m_{\beta} (m_{\beta}^2 - 1) (1 - \beta^2)^{3/2}} \quad (1.4.83)$$

Для номера искомой гармоники выше уже найдено было выражение (1.4.49). Сравнивая (1.4.83) и (1.4.49) имеем:

$$1 + m_{\beta}^2 (1 - \beta^2) = \frac{1 - m_{\beta}^2 (1 - \beta^2)}{m_{\beta}^2 - 1}$$

или

$$(1 - \beta^2) m_{\beta}^4 + m_{\beta}^2 - 2 = 0 , \quad (1.4.84)$$

откуда:

$$m_{\beta}^2 = \frac{\pm \sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)} - 1}{2(1 - \beta^2)} \quad (1.4.85)$$

Так как m_{β} — действительное число, то оставим у радикала только знак "+". Итак:

$$m_{\beta}^2 = \frac{\sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)} - 1}{2(1 - \beta^2)} \quad (1.4.86)$$

В пределе, когда $\beta \rightarrow 1$:

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} m_{\beta}^2 = 2 \quad (1.4.87)$$

Из (1.4.84) и (1.4.49) можно получить еще одно важное соотношение. Перепишем (1.4.49) так:

$$n_{\beta} = \left[\frac{1}{m_{\beta}} - m_{\beta} (1 - \beta^2) \right] : (1 - \beta^2)^{3/2} , \quad (1.4.88)$$

а (1.4.84) представим в виде:

$$\frac{1}{m_{\beta}} + m_{\beta} (1 - \beta^2) = \frac{2}{m_{\beta}^3}$$

Тогда из (1.4.88) следует:

$$n_{\beta} = \frac{K_{\beta}}{(1-\beta^2)^{3/2}}, \quad (1.4.89)$$

где

$$K_{\beta} = \frac{2}{m_{\beta}^2} \quad (1.4.90)$$

— некоторая монотонная и медленно меняющаяся функция.

Из (1.4.90) с учетом (1.4.86) можно получить непосредственно для K_{β} и такое выражение:

$$K_{\beta} = \frac{2^{5/2} (1-\beta^2)^{3/2}}{[\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1]^{3/2}}, \quad (1.4.91)$$

и, следовательно:

$$n_{\beta} = \frac{2^{5/2}}{[\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1]^{3/2}} \quad (1.4.92)$$

Можно представить (1.4.92) и в другом, пожалуй, более удобном для вычисления виде:

$$n_{\beta} = \frac{[1+\sqrt{1+8(1-\beta^2)}]^{3/2}}{4(1-\beta^2)^{3/2}}, \quad (1.4.93)$$

и, соответственно для K_{β} :

$$K_{\beta} = \frac{[1+\sqrt{1+8(1-\beta^2)}]^{3/2}}{4} \quad (1.4.94)$$

В тождественности (1.4.92) и (1.4.93) легко убедиться из их сравнения.

Из (1.4.94) видно, что при $\beta = 0$ $K_{\beta} = 2$, при $\beta = 1$, $K_{\beta} = 2^{-1/2}$.

Точка $n \approx (1-\beta^2)^{-3/2}$ ($K_{\beta} = 1$) является граничной для условия $K_{\beta} < 0$ и $K_{\beta} > 0$ и мы должны рассмотреть либо случай $n < (1-\beta^2)^{-3/2}$, либо $n > (1-\beta^2)^{-3/2}$. Поскольку нас интересует ультрарелятивистский случай, то мы выбираем верхнюю область, тогда $K_{\beta \max} = 1$, откуда $\beta_{\min} = \sqrt{1 - \frac{(2^{5/2}-1)^2}{8}}$ и, следовательно,

$$\beta_{\min} = \sqrt{1 - \frac{1}{2^{1/2}} \left(1 - \frac{1}{2^{1/2}}\right)} = \sqrt{0,8362600} = 0,9144725$$

Теперь систему уравнений (1.4.30) можно представить в виде:

$$\frac{1}{[\sqrt{1+8(1-\beta_1^2)}-1]^{3/2}} - \frac{1}{[\sqrt{1+8(1-\beta_2^2)}-1]^{3/2}} = \frac{K_1}{2^{5/2}}, \quad (1.4.95)$$

$$\frac{\beta_1}{[\sqrt{1+8(1-\beta_1^2)}-1]^{3/2}} - \frac{\beta_2}{[\sqrt{1+8(1-\beta_2^2)}-1]^{3/2}} = \frac{2\pi K}{2^{5/2}}$$

Прежде чем рассматривать методы решения этой системы, определим точность, которую может нам обеспечить такое решение. Мы видим, что (1.4.83), полученное нами из рекуррентных соотношений для бесселевых функций при единственном предположении, указанном в (1.4.81), и точное выражение (1.4.49) для искомой гармоник оказались совместными алгебраически и дали общее решение в виде (1.4.93). Вероятность того, что это совпадение случайно, крайне мала. Поэтому представляет интерес выяснить, не свидетельствует ли это о том, что в частном случае, когда порядок бесселевой функции определяется равенством (1.4.49), зависимость (1.4.81) удовлетворяется не приближенно, а точно.

Решая (1.4.84), мы ограничивались действительной областью решений. Между тем легко видеть, что уравнения:

$$n_{\beta} = \frac{1 - m_{\beta}^2(1 - \beta^2)}{m_{\beta}(m_{\beta}^2 - 1)(1 - \beta^2)^{3/2}} \quad I$$

$$\text{и} \quad n_{\beta} = \frac{1 + m_{\beta}^2(1 - \beta^2)}{m_{\beta}(1 - \beta^2)^{3/2}} \quad II$$

совместны в действительной области значений m_{β} не для всех β .

Для того, чтобы найти $\beta_{\min}$, при котором m_{β} будет вещественным, перепишем I так:

$$n_{\beta} = \frac{1}{m_{\beta}(1 - \beta^2)^{3/2}} \left(\frac{m_{\beta}^2 \beta^2}{m_{\beta}^2 - 1} - 1 \right) \quad (1.4.96)$$

Так как $n_{\beta} > 0$ и $m_{\beta}(1 - \beta^2)^{3/2} > 0$, то должно быть $\frac{m_{\beta}^2 \beta^2}{m_{\beta}^2 - 1} - 1 > 0$, откуда $\beta^2 > \left(1 - \frac{1}{m_{\beta}^2}\right)$. С учетом II имеем: $\sqrt{1 + \beta^2(1 - \beta^2)} < 3$, 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 (1.4.83) и, следовательно, условие (1.4.81) строго совпадают в области значений $0 < \beta \leq 1$ при условии, что одновременно имеет место равенство (1.4.45).

Теперь, зная область применимости и точность системы уравнений (1.4.95), можно приступить к ее решению.

Сперва определим число возможных решений системы относительно β_1 и β_2 в интервале

$$0,914 < \beta_2 < \beta_1 \leq 1 \quad (1.4.97)$$

Можно показать, что в этом интервале система имеет только единственное решение.

Действительно, представим систему (1.4.95) в виде:

$$I' \quad F_1 = \frac{x}{[\sqrt{1+8(1-x^2)}-1]^{\frac{1}{2}}} - \frac{y}{[\sqrt{1+8(1-y^2)}-1]^{\frac{1}{2}}} = a, \quad (1.4.98)$$

$$II' \quad F_2 = \frac{1}{[\sqrt{1+8(1-x^2)}-1]^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{[\sqrt{1+8(1-y^2)}-1]^{\frac{1}{2}}} = b \quad (1.4.99)$$

и найдем ее решение в области (1.4.97).

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 $\frac{dy_{I'}}{dx}$ определенная для семейства I' , будет всегда больше (или меньше) таковой для семейства II' рассматриваемой системы уравнений.

$$\text{Найдем отношение производных: } \frac{dy_{I'}}{dx} : \frac{dy_{II'}}{dx} = \frac{9+4x^2-\sqrt{1+8(1-x^2)}}{x} : \frac{9+4y^2-\sqrt{1+8(1-y^2)}}{y}$$

Проанализировав функцию $f(\beta) |x \text{ или } y|$, получим:

$$f(\beta) = \frac{9+4\beta^2-\sqrt{1+8(1-\beta^2)}}{\beta}, \quad (1.4.100)$$

$$f'(\beta) = -\frac{9}{\beta^2} + 4 + \frac{9}{\beta^2 \sqrt{9-8\beta^2}}$$

Легко видеть, что во всем рассматриваемом интервале (1.4.97) $f'(\beta) > 0$, то есть $f(\beta)$ монотонно возрастает. Но 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 $\frac{dy_{II'}}{dx} > \frac{dy_{I'}}{dx}$ во всей рассматриваемой области значений искомых величин, что и требовалось доказать. Таким образом, в интересующей нас области система уравнений (1.4.95) имеет только одно решение.

Для нахождения этого единственного решения найдем приближенные значения n_1 и n_2 , разложив подкоренное выражение в (1.4.93) в ряд и удержав два первых члена этого выражения

$$n_1 = \frac{[1+\sqrt{1+8(1-x^2)}]^{\frac{1}{2}}}{4(1-x^2)^{\frac{3}{2}}} \approx \frac{[2+4(1-x^2)]^{\frac{1}{2}}}{4(1-x^2)^{\frac{3}{2}}} \approx$$

$$\approx \frac{1+3(1-x^2)}{2^{\frac{1}{2}}(1-x^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{1}{2^{\frac{1}{2}}(1-x^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{3}{2^{\frac{1}{2}}(1-x^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.4.101)$$

и соответственно, для n_2 :

$$n_2 \cong \frac{1}{2^{1/2}(1-y^2)^{3/2}} + \frac{3}{2^{1/2}(1-y^2)^{1/2}} \quad (1.4.102)$$

тогда система уравнений:

$$\left. \begin{aligned} n_1 - n_2 &= K_1 \\ x \cdot n_1 - y n_2 &= 2\pi K \end{aligned} \right\} \quad (1.4.103)$$

примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \left[\frac{1}{(1-x^2)^{3/2}} - \frac{1}{(1-y^2)^{3/2}} \right] + 3 \left[\frac{1}{(1-x^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1-y^2)^{1/2}} \right] &= \sqrt{2} K_1 \\ \left[\frac{x}{(1-x^2)^{3/2}} - \frac{y}{(1-y^2)^{3/2}} \right] + 3 \left[\frac{x}{(1-x^2)^{1/2}} - \frac{y}{(1-y^2)^{1/2}} \right] &= \sqrt{2} 2\pi K \end{aligned} \right\} \quad (1.4.104)$$

Решая эту систему, получим:

$$(1-x^2)^{1/2} \cong \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3(1-\frac{2\pi K}{K_1})} - \frac{26}{3} K_1^2 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)^2 + 4} + \sqrt{2} K_1 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)} \quad (1.4.105)$$

$$(1-y^2)^{1/2} \cong \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3(1-\frac{2\pi K}{K_1})} - \frac{26}{3} K_1^2 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)^2 + 4} - \sqrt{2} K_1 \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)} \quad (1.4.106)$$

Подставляя в (1.4.101) и (1.4.102) значения $1-x^2$ и $1-y^2$ из (1.4.105) и (1.4.106), можно вычислить значения n_1 и n_2 .

Таким образом, значения основных внутренних параметров системы: скорости β_1 и β_2 ; номера критических гармоник n_1 и n_2 , и, следовательно (с учетом (1.4.21)), 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 однозначными функциями целочисленных параметров K и K_1 . Об этих параметрах нам известно только то, что они являются целыми числами и должны удовлетворять рассматриваемой системе уравнений.

Из (1.4.105) и (1.4.106) видно, что в интервале

$$0,914 < yx < 1 \quad (1.4.107)$$

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 (1.4.107), либо условие однозначности решения при данном значении параметров.

Таким образом, между параметрами K_1 и K_2 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 $|K_1 = \rho_1 - \rho_2|$, 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 волн, то это означает, что фиксировано расстояние между радиусами $R_1 - R_2$, а на одном и том же участке никак не может уложиться разное число длин волн, образованных обеими системами зарядов. Следовательно, $K = \frac{R_1 - R_2}{\lambda}$ при заданном K_1 должно иметь только одно значение. Итак, нахождение целочисленных параметров K и K_1 сводится к определению одного из них.

Для того, чтобы найти все возможные решения системы (1.4.104), можно в качестве возможных значений, например, параметра K , рассмотреть ряд натуральных чисел, начиная от 1. Такой способ решения 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 $\beta \rightarrow 1$

$$\left. \frac{K_1}{K} \right|_{\beta \rightarrow 1} \rightarrow 2\pi \quad (1.4.108)$$

Условие (1.4.108) выполняется тем точнее, чем ближе β к 1.

Легко видеть, что условию (1.4.108) удовлетворяют не любые пары чисел, а строго определенные. Например, если $K=7$, то только при $K_1 = 44$ наилучшим образом удовлетворяется условие (1.4.108). Простой подстановкой легко убедиться в том, что значения K от 1 до 6 включительно вообще не дают решения (1.3.95), так как для них нельзя подобрать такие целочисленные значения K_1 , при которых выполнялось бы (1.4.107). В то же время значения величин K и K_1 , кратные соответственно 7 и 44, 14 и 88, 21 и 132 и т.д., дают решения. Однако, по мере возрастания абсолютного значения K при некотором максимальном его значении решения опять нет. Последнее значение K , которое в этом ряду даст решение системы в действительной области, равно $K_{\max} = 7 \times 112 = 784$.

Таким образом значения $K = 7$ и $K_1 = 44$ и кратные им составляют некоторый ряд возможных решений системы уравнений.

Из (1.4.105) и (1.4.106) также легко видеть, что при постоянном $\frac{K_1}{2\pi K}$

большим значениям K должно соответствовать большее значение X , но меньшее значение Y . Если же отношение $\frac{K_1}{2\pi K}$ меняется, то для получения большего значения K , чем ранее найденное, надо, чтобы $\frac{K_1}{K}$ в последующем случае было ближе к 2π , чем в предыдущем случае.

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:

$$\left[\left(\frac{K_1}{K} \right)_I - 2\pi \right] > \left[\left(\frac{K_1}{K} \right)_{II} - 2\pi \right] \quad (1.4.109)$$

Этому условию после $\frac{44}{7}$ удовлетворяет только пара чисел $\frac{710}{113}$ и кратные им числа. Действительно,

$$1 - \frac{2\pi \cdot 7}{44} = 4,02 \dots \cdot 10^{-4}, \quad 1 - \frac{2\pi \cdot 113}{710} = 8,49 \dots \cdot 10^{-8}$$

Между $K = 7$ ($K_1 = 44$) и $K = 133$ ($K_1 = 710$) нет пары чисел, которые бы удовлетворяли (1.4.109) лучше, чем 113 и 710. Эти же числа составляют опять конечный ряд кратных значений, дающий решения системы (1.4.104).

Таким образом, нахождение чисел, дающих решения системы уравнений (1.4.30), сводятся к отысканию целых чисел, отношение которых наилучшим образом удовлетворяют соотношениям (1.4.108) и (1.4.109). Причем эти условия должны удовлетворяться при наименьшем значении K .

Это правило позволило с помощью не очень сложных приемов отыскать значения пар целых чисел, которые могут быть использованы в качестве параметров, соответствующих решению системы уравнений (1.4.30). Эти числа сведены в таблицу № 2.

Т а б л и ц а № 2^{x)}

I ряд $K = 7$;	7×2 ;	$7 \times 3 \dots$
II ряд $K = 113$;	113×2 ;	$113 \times 3 \dots$
III ряд $K = 33215$;	33215×2 ;	$33215 \times 3 \dots$
IV ряд $K = 99532$;	99532×2 ;	$99532 \times 3 \dots$
V ряд $K = 364913$;	364913×2 ;	$364913 \times 3 \dots$

^{x)} Значения K даны без учета критерия отбора, согласно которому должно быть $\left(1 - \frac{2\pi K}{K_1} \right) \leq \frac{1}{6\sqrt{2}K_p^2}$

Продолжение таблицы

У1 ряд	$K = 1725033;$	$1725033 \times 2;$	$1725033 \times 3 \dots$
УП ряд	$K = 27235615;$	$27235615 \times 2;$	$27235615 \times 3 \dots$
УШ ряд	$K = 52746197;$	$52746197 \times 2;$	$52746197 \times 3 \dots$
1X ряд	$K = 131002976;$	$131002976 \times 2;$	$131002976 \times 3 \dots$
X ряд	$K = 471265707;$	$471265707 \times 2;$	$471265707 \times 3 \dots$
X1 ряд	$K = 811528438;$	$811528438 \times 2;$	$811528438 \times 3 \dots$
ХП ряд	$K = 2774848045;$	$2774848045 \times 2;$	$2774848045 \times 3 \dots$

Мы получили, таким образом, весьма примечательный результат, согласно которому фазовым и частотным условиям неизлучения удовлетворяет только дискретный ряд состояний, характеризуемый определенными парами скоростей вращения зарядов по окружности.

Существенно отметить, что дискретными являются не только скорости вращения, но также и соответствующие им номера гармоник и отношения радиусов, так как из (1.4.21) и (1.4.24) следует, что

$$\frac{R_2}{R_1} = 1 - \frac{2\pi K}{\beta_1 n_1} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi K}{n_2 \beta_2}} \quad (1.4.110)$$

а n_1 и n_2 однозначно определяются из β_1 и β_2 по уравнению (1.4.31).

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 значение $K = 113 \cdot 7 = 791$, но точно такое же значение K будет иметь седьмой по порядку член второго ряда.

Выше было показано, что уравнения электродинамической устойчивости имеют одно и только одно решение. Следовательно, 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:

$$N_{max} = K_p (N_s + 1) \quad (1.4.111)$$

Мы уже отмечали в § 4, что имеется согласование между требованиями минимума энергии и фундаментального поля, рассматриваемого как силовое поле Эйнштейна, и требованиями, предъявленными к параметрам частиц из рассмотрения их

структуры. То есть, рассматриваемая здесь структура ЭЧ является энергетически наиболее стабильной.

Таким образом, структура ЭЧ представляется в теории в таком виде (см. рис. №№ 1 и 2). В первом подпространстве частица представляется в виде точки, находящейся в центре сферы Шварцшильда радиуса R_1 . Внутри этой сферы существует структура ЭЧ для описания которой надо перейти во второе подпространство. Во втором подпространстве имеется система двух дискретных соосных круговых токов, на которых, при соблюдении условий устойчивости, расположены регулярно субзаряды. Число субзарядов на наружной n_1 и внутренней n_2 окружностях должно определяться в теории. Расчет должен ответить так же на вопрос о том, вращаются ли оси с одной частотой или нет. Нет оснований считать, что радиусы R_1 и R_2 , и число субзарядов n_1 и n_2 во втором пространстве должны совпадать с теми параметрами, которые были определены нами из условий неизлучения. Условия неизлучения дают нам информацию о том, как должны отобразиться на свойства ЭЧ, наблюдаемые в первом подпространстве, свойства субчастиц, которые наблюдаются во втором. Все это должно выявиться из расчета и не может быть заранее постулировано. Особую роль будет играть в решении этого вопроса правильный выбор Естественной Системы Координат (ЕСК) в каждом из подпространств, привлекаемых для описания ЭЧ и ЭЧВ.

В третьем подпространстве у всех ЭЧ имеется всего две субчастицы, по одной на наружной и внутренней окружностях. У ЭЧВ, представляющих собой соединение двух ЭЧ — частицы и античастицы, имеется по две частицы на каждой окружности, но разных знаков. Эти субчастицы движутся по окружностям, но уже в третьем подпространстве (для первого и второго подпространств они уже в черной дыре) со скоростями на много превышающими скорость света. Соотношение скоростей и радиусов, для субчастиц, наблюдаемых во втором и в третьем подпространствах, должно определяться из расчета.

Вопрос о том, почему при переходе из второго подпространства в третье меняется число субчастиц должен быть рассмотрен особо. Ввиду важности его при выяснении структуры ЭЧ и ЭЧВ мы ознакомимся с этим эффектом, который, по-видимому, уместнее всего назвать "тахинным" (от слова — тахion, которым именуются сейчас сверхсветовые частицы)^{х)}, в этом параграфе, хотя этот вопрос относится к методике расчета параметров частиц.

х) Тахинный эффект рассматривался совместно с М.М.Протодяконовым.

Уже из электродинамики известно, что заряды, движущиеся релятивистски, деформируют образованное ими электрическое поле так, что оно существенно зависит от угла между радиусом вектором и направлением скорости движения частиц:

$$|E| = \frac{q^2 (1 - \beta^2)}{R^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} \quad (1.4.112)$$

Эта зависимость верна как для равномерно и прямолинейно движущегося заряда, так и для статической составляющей поля заряда, движущегося с как угодно меняющимся вектором скорости. В нашей модели ЭЧ волновая составляющая поля скомпенсирована и нас может интересовать только статическое поле. Поэтому приведенная формула применима и в нашем случае.

Легко видеть, что если $\beta^2 > 1$, то при определенных углах подкоренное выражение становится отрицательным, а, следовательно, во втором и первом подпространствах, где скорость распространения любого сигнала не может быть больше C , поле вовсе не будет наблюдаться. Если: $\beta_{(3)}$ — целое число, то за один оборот движущегося в третьем подпространстве тахиона во втором подпространстве возникает $\beta_{(3)}$ сигналов о прохождении частицы. Поскольку скорость движения тахиона в N раз больше C , то один тахион будет восприниматься во втором подпространстве и при отображении на первое, как система из N частиц, движущихся со скоростью $\beta_{(1)} N = \beta_{(3)}$.

Это и есть "тахионный эффект", играющий большую роль в формировании структуры частиц и ее свойств.

Мы говорили о структуре частиц, как дискретных образований, локализованных в определенном объеме. Однако, частица — это проявление локальных свойств поля. Сила инерции фундаментального поля, связанного с частицей, а следовательно, и мера инерции — масса частицы, проявляются локально только в центре черных дыр структуры ЭЧ и ЭЧВ — в центре симметрии поля. Эти точки концентрации сил инерции и относятся к дискретной части всех трех подпространств — к подпространствам $M_1; M_2; M_3$. А в континуальной части этих подпространств $P_1; P_2; P_3$ расположено само поле. То есть, заряд и масса с одной стороны, а поле — с другой, это две стороны структуры ЭЧ и ЭЧВ — два ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ друг к другу способа описания этих физических объектов. В этом и состоит чисто физическая сущность "Принципа дополнительности", гениально угаданного Бором. О математической стороне этого принципа мы уже говорили.

Опишем теперь полевую структуру ЭЧ и ЭЧВ. Уже в /2/ было указано, что фундаментальное поле характеризуется не кулоновым потенциалом: $\varphi(r) = \frac{q}{r}$, а

потенциалом вида

$$\varphi(z) = q \frac{e^{-R/2}}{z} \quad (1.4.113)$$

где: R — постоянная величина.

Вывод этого потенциала в /2/ дан не был. Сейчас будет показано, что в ТФП кулоново взаимодействие в абсолютно пустом пространстве переходит во взаимодействие, характеризуемое потенциалом (1.4.113), который мы далее будем именовать Потенциалом Фундаментального Поля (ПФП).

Известно /37/, что конформное отображение из одного пространства на другое имеет вид:

$$g_{ik}^{(j)} = e^{f(x)} g_{ik} \quad (1.4.114)$$

Рассматривая потенциал Кулона, как отображение ПФП на евклидово пространство получим:

$$\varphi_j = \frac{q_j}{z} e^{-R/2} \quad (1.4.115)$$

Значение константы R должно быть найдено в теории из условий внутреннего самосогласования в ней. В следующем параграфе будет показано, что такое самосогласование возникает, если положить, что R равно радиусу соответствующей сферы Шварцшильда, то есть:

$$\varphi_j = \frac{q_j}{z} e^{-R/2} \quad (1.4.116)$$

И тогда поле, создаваемое этим потенциалом, будет:

$$\vec{E} = - \text{grad } \varphi = q \frac{e^{-R/2}}{z^2} \left(1 - \frac{R}{2}\right) \frac{\vec{z}}{z} \quad (1.4.117)$$

Легко видеть, что $\vec{E} = 0$ при:

$$a) z=0; \quad b) z=R; \quad b) z=\infty \quad (1.4.118)$$

Что соответствует такому распределению "плотности заряда" ρ — в пространстве:

$$\rho = \frac{\text{div } \vec{E}}{4\pi} = \frac{q}{4\pi} \frac{R e^{-R/2}}{z^4} \left(2 - \frac{R}{2}\right) \quad (1.4.119)$$

$\rho = 0$ при: а) $z = 0$; б) $z = \frac{R}{2}$; в) $z = \infty$

$$\rho = \rho_+ - \rho_- = \frac{2q e^{-R/2} R}{4\pi z^4} - \frac{q e^{-R/2} R^2}{4\pi z^5} \quad (1.4.120)$$

Заряд, образуемый этим распределением внутри сферы с радиусом $z = z_0$ будет:

$$Q = \int_0^{z_0} \rho dv = q e^{-R/2} \left(1 - \frac{R}{2z_0}\right) \quad (1.4.121)$$

А во всем пространстве:

$$Q = \int_0^{\infty} \rho dv = q \quad (1.4.122)$$

Таким образом в ТФП нет "точечного" заряда при полевом рассмотрении ЭЧ. Роль константы с размерностью заряда играет интеграл $\int \rho dv$ численно равный q . При "частичном" рассмотрении, наоборот, есть заряд в точке, но при этом ПФП - "вырождается" в кулонов потенциал.

То есть, "заряд" в данной точке есть отображение распределения плотности заряда во всем пространстве.

На рис. № 3 показан вид распределения ψ , E и ρ в пространстве.

Найдем энергию поля U , которую оно создает во всем пространстве:

$$U = \int_0^{\infty} \frac{E^2}{8\pi} dv = \frac{q^2}{2} \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{R}{2z_0}\right)^2 \frac{e^{-2R/2}}{z_0^2} dz_0 = \frac{q^2}{8R} \quad (1.4.123)$$

Указанные формулы записаны для зарядов фундаментального поля. Понятно, что общий потенциал, создаваемый наружным и внутренним зарядами фундаментального поля, с учетом того, что заряды всегда имеют разный знак, будет:

$$\varphi_{12} = \frac{q_1 e^{-R/2}}{z} - \frac{q_2 e^{-R/2}}{z} \quad (1.4.124)$$

И, следовательно:

$$E_{12} = \frac{1}{z^2} \left[q_1 \left(\frac{R_1}{2} - 1 \right) e^{-R/2} - q_2 \left(\frac{R_2}{2} - 1 \right) e^{-R/2} \right] \quad (1.4.125)$$

и:

$$U_{12} = \frac{1}{8\pi} \int_0^{\infty} E_{12}^2 dv = \frac{q_1^2}{8R_1} \left[1 + \frac{q_2^2}{q_1^2} \frac{R_1}{R_2} - \frac{R_2 q_2}{R_1 q_1 \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)^3} \right] \quad (1.4.126)$$

При $R_1 = R_2$, $U_{1,2}$ переходит в $\frac{(q_1 - q_2)^2}{8R}$, как и должно быть.

Таким образом, заряды, поля и энергии, создаваемые фундаментальным полем, не имеют расхождений ни в одной точке пространства, ни интегрально во всем пространстве.

Такова структура частиц. Мы видим, что она заметно отличается от того, что принято понимать под словом "структура" в существующих классических и квантовых теориях.

До сих пор еще нет теории, которая бы количественно описала исключительное многообразие явлений, открытых в лаборатории. Поэтому физики-теоретики, занимающиеся этими проблемами, не имеют права игнорировать ни одно из направлений, которое привело хотя бы к частичному успеху в объяснении некоторых из этих явлений.

С.Газиорович /38/

Г л а в а П

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ И ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

§ 1. Основные свойства и параметры элементарных частиц

Выше мы видели (см. стр. 42), что условие синхронности и противофазности, приводит к таким зависимостям:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2} \quad , \quad (2.1.1)$$

$$R_1 - R_2 = K\lambda \quad , \quad (2.1.2)$$

$$\lambda = \frac{2\pi R_1}{\beta_1 n_1} = \frac{2\pi R_2}{\beta_2 n_2} \quad , \quad (2.1.3)$$

$$n_1 \beta_1 - n_2 \beta_2 = 2\pi K \quad (2.1.4)$$

Для удобства последующих расчетов введем обозначение:

$$n_1 - n_2 = K_1 \quad (2.1.5)$$

Где: R_1 , β_1 , n_1 и R_2 , β_2 , n_2 - соответственно радиусы, линейные скорости вращения, число "сгустков" - субчастиц на "наружной" и "внутренней" окружностях, вдоль которых сконцентрирована плотность тока, создаваемая фундаментальными зарядами.

Поскольку $n_{1,2}$ численно совпадает с номером гармоники, на которой субчастицы могут излучать максимум энергии, то (см. подробнее в главе 1, § 4) для этих чисел можно записать:

$$n_1 = \frac{\beta_1 \frac{J'n_1(n_1 \beta_1)}{Jn_1(n_1 \beta_1)} + \beta_1^{-1} \frac{Jn_1(n_1 \beta_1)}{J'n_1(n_1 \beta_1)}}{1 - \beta_1^2}, \quad (2.1.6)$$

$$n_2 = \frac{\beta_2 \frac{J'n_2(n_2 \beta_2)}{Jn_2(n_2 \beta_2)} + \beta_2^{-1} \frac{Jn_2(n_2 \beta_2)}{J'n_2(n_2 \beta_2)}}{1 - \beta_2^2} \quad (2.1.7)$$

Или, с учетом весьма точной зависимости, найденной для $\frac{Jn(n\beta)}{J'n(n\beta)}$ выше (см. стр. 49), можно записать в более удобном для расчета виде:

$$n_1 = \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta_1^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta_1^2)^{3/2}} \quad 1/ \quad (2.1.8)$$

$$n_2 = \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta_2^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta_2^2)^{3/2}} \quad (2.1.9)$$

Уравнения (2.1.4), (2.1.5), (2.1.8) и (2.1.9) могут быть решены совместно, если известны значения целых чисел K и K_1 . Поскольку скорости β_1 и β_2 близки к 1, между K и K_1 для выполнения (2.1.4) и (2.1.5) должно соблюдаться условие:

$$K_1 = 2[\mathcal{E}(\pi K) + 1] \quad (2.1.10)$$

которое позволяет найти "наиболее подходящее".

Это условие позволяет найти K_1 из K . Таким образом, все безразмерные внутренние параметры частиц: $\beta_{1,2}$; $n_{1,2}$; $\frac{R_{1,2}}{R_{2,1}}$ могут быть определены из уравнений (2.1.1), (2.1.5), (2.1.4), (2.1.8), (2.1.9), (2.1.10), как функция одного целочисленного параметра K . Параметр K в Теории именуется "Фундаментальным квантовым параметром".

Совместное решение упомянутых шести уравнений с достаточно большой точностью возможно далеко не при любых значениях K . Следовательно, совместное решение данной системы уравнений возможно только при определенных значениях K , а не при любом целом числе.

Еще Пенроуз [19] обратил внимание на то, что в ОТО сохраняется число частиц в системе. В ТФП имеет место аналогичное условие: общее число "суб-частиц" во втором подпространстве сохраняется у всех частиц данного заряда. Это

1/ Смысл черточки, поставленной здесь над β_1 и β_2 будет разъяснен ниже.

же число остается неизменным при отображении структуры со второго подпространства на первое.

Излучение, погашенное интерференцией, исходно направлено вдоль вектора скорости движения субчастиц. В лабораторной системе координат при скоростях движения, близких к скорости света, и с учетом дисперсии в вакууме, излучение представляется идущим точно вдоль радиуса. Понятно, что стоячие волны, образовавшиеся при наложении излучений с внутренней и наружной окружностей, расположены вдоль радиуса в интервале, равном: $R_1 - R_2$. Из (2.1.2) следует, что число этих волн равно K .

В теории масса частиц только полевая. Поэтому масса, как мера инерции субчастиц, связана с погашенным излучением и принципиально не может наблюдаться в системе координат, где нет никаких следов этого излучения. Это и есть та, давно предсказанная теорией относительности "продольная масса", которую весьма некорректным образом "устранили".

Мы уже отмечали, что в ТФП "продольная масса" — это масса объекта во втором подпространстве. В первой ЕСК наблюдается только "поперечная масса", а разность между продольными массами образует энергию связи элементов структуры Элементарной Частицы (ЭЧ).

Понятно, что максимальное число "поперечных" стоячих волн должно составлять такую часть от "продольных" стоячих волн, которая не превышала бы соответствующей части "поперечной" массы от "продольной". То есть должно быть:

$$\frac{K}{n} \leq \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} = (1 - \beta^2) \quad (2.1.11)$$

Иначе:

$$\frac{K^2}{n^2} \leq \sqrt{2} (1 - \beta^2)^2$$

А так как $n^2 \approx \frac{1}{2(1 - \beta^2)^3}$ и $(1 - \beta^2) \approx 6(1 - \frac{2\pi K}{K_1})$, то (2.1.11) принимает вид:

$$6\sqrt{2} \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right) \leq K^{-2} \quad (2.1.12)$$

Этот критерий сильно ограничивает число возможных значений K .

При расчете параметров частиц необходимо учесть еще один ограничительный критерий, который требуется принципом соответствия. Все расчеты, из которых получены приведенные выше формулы, выполнены по законам классической, не квантовой теории. Понятно, что они справедливы только с той точностью, с какой допустимо это квазиклассическое приближение. Очевидно, что полная совместность

всех уравнений с любой наперед заданной точностью определяемых величин означала бы, что квазиклассический подход имеет абсолютно точные решения, что не должно быть. Еще в 1962 г. при обсуждении этого вопроса с акад. И.Е.Таммом, последний обратил внимание автора на необходимость согласования возможной неточности классических решений с соотношением неопределенности. Вскоре эта задача была нами решена, и привела к дополнительному математическому критерию выбора правильных решений.

Сущность полученного решения такова. Если ограничиться небольшим числом знаков, то рассматриваемая система уравнений имеет совместные корни. Однако, при увеличении точности определяемых величин выясняется, что абсолютной совместности - нет. Они не имеют общих решений, точность определения которых заранее не ограничена (на возможность такого результата и обратил внимание автора акад. И.Е.Тамм). Так как по физическому смыслу целочисленные параметры $n_{1,2}$; K и K должны быть определены точно, то неполнота совместности уравнений должна быть отнесена к значениям β_1 и β_2 . Эта неполнота выражается в том, что $\bar{\beta}_1$ и $\bar{\beta}_2$, определенные из (2.1.8) и (2.1.9) не совпадают по своим значениям, начиная с некоторого знака, характеризующего неточность совместности уравнения, - с β_1 и β_2 .

Таким образом, между $\bar{\beta}_1$ и $\bar{\beta}_2$, определенными из (2.1.8) и (2.1.9) и β_1 и β_2 , соответствующим (2.1.5) и (2.1.4) должно иметь место некоторое различие:

$$(1-\beta_2) - (1-\bar{\beta}_2) = (1-\bar{\beta}_1) - (1-\beta_1) = \mathcal{F} > 0 \quad (2.1.13)$$

В то же время, при определении этих скоростей должно иметь место такое соотношение неопределенности:

$$\Delta X_1 \Delta \beta_1 \geq \frac{\hbar_z}{mc} ; \quad \Delta X_2 \Delta \beta_2 \geq \frac{\hbar_z}{mc} \quad (2.1.14)$$

Поскольку в ТФП между $\hbar_z$ и $\hbar$ имеет место зависимость:

$$\hbar_z = \frac{\hbar}{1 + \frac{v}{mc^2}} \quad (2.1.15)$$

и:

$$\frac{U}{mc^2} \approx \frac{8n^2}{K(1+tv)} - 1 \quad (2.1.16)$$

То для $\hbar_j$ можно записать:

$$\hbar_j \approx \frac{\kappa(1+tv)}{8n^2} \quad (2.1.17)$$

А так как:

$$m \approx \frac{2S\hbar}{Rc} ; \quad n^2 = \frac{1}{2(1-\beta^2)^{3/2}} ; \quad \Delta X = R \quad (2.1.18)$$

то:

$$\Delta\beta_{1,2} \geq \frac{(1-\beta_{1,2}^2)^3}{8S} \quad (2.1.19)$$

где:

$$S = \frac{2n_1^2(1-\beta_1^2)\beta_1}{(1+\beta_1)^2\pi\kappa} \left[1 + \frac{n_2\beta_2(1-\beta_1^2)\epsilon_1}{n_1\beta_1(1-\beta_2^2)} (1+tv) \right]; \quad tv = \frac{n\kappa_1[(1-\beta_1)-(1-\frac{2\pi\kappa}{n_1})]}{2\pi n_2 n_1 (1-\beta_1^2)^{3/2}} \quad (2.1.20)$$

Понятно, что неточность в классическом расчете должна по порядку величины совпадать с неточностью, которая требуется соотношениям неопределенности, с тем, чтобы ошибку в классическом расчете можно было трактовать как необходимость учета квантовых поправок. Следовательно, должно иметь место неравенство:

$$\Delta\beta_{1,2} \min \leq \mathcal{F} \leq \Delta\beta_{1,2} \max \quad (2.1.21)$$

иначе:

$$\frac{\kappa(1-\beta_{1,2}^2)^3}{24S} \leq \mathcal{F} \leq \frac{3\kappa(1-\beta_{1,2}^2)^3}{8S} \quad (2.1.22)$$

Условие (2.1.22) обязательно должно выполняться для всех состояний элементарных частиц. Понятно, что это накладывает дополнительные ограничения на число возможных состояний.

Таким образом, полная система уравнений, из которых могут определиться все внутренние параметры частиц, удовлетворяющие уравнениям фундаментального поля и ограниченные только условиями неизлучения, составит из следующих уравнений и неравенств, которые мы для удобства использования выпишем вместе:

$$1) \quad n_1\beta_1 - n_2\beta_2 = 2\pi\kappa,$$

$$\begin{aligned}
 2) \quad n_1 - n_2 &= K_1, \\
 3) \quad K_1 &= 2[\varepsilon(\pi K) + 1], \\
 4) \quad (1 - \bar{\beta}_1^2) &= \frac{1}{2} \left(\frac{2}{n_1} \right)^{2/3} \left[1 + \left(\frac{2}{n_1} \right)^{2/3} \right], \\
 5) \quad (1 - \bar{\beta}_2^2) &= \frac{1}{2} \left(\frac{2}{n_2} \right)^{2/3} \left[1 + \left(\frac{2}{n_2} \right)^{2/3} \right], \\
 6) \quad (1 - \bar{\beta}_1) - (1 - \beta_1) &= (1 - \beta_2) - (1 - \bar{\beta}_2) = \mathcal{F} > 0, \\
 7) \quad \mathcal{F}_{(n-1)} < 0 &\leq \mathcal{F}_{(n)} < \mathcal{F}_{(n+1)}
 \end{aligned}
 \tag{2.1.23}$$

Как уже отмечалось в предыдущем параграфе, удовлетворяющие совместности системы уравнений числа K образуют ряды, в каждом из которых $\frac{K_1}{K} = const$ и K и K_1 кратны друг другу. Внутри этих рядов требование минимальности $\mathcal{F}$ приводит к новому дополнительному условию при вычислении параметров, которые соответствуют кратному значению одного из ранее вычисленных K , если при этом у кратных значений не изменилось отношение $\frac{K_1}{K}$.

Если значения внутренних параметров, соответствующих первому значению в каждом ряду кратных значений K снабдить индексом p ($prim$), для указанных кратных значений K будут иметь место такие зависимости (для частиц данного ряда):

$$n = \frac{n_1 + n_2}{2} = \left(\frac{n_1 + n_2}{2} \right)_p = const \tag{2.1.24}$$

Так как суммарное число субчастиц у частиц данного ряда не меняется.

С использованием среднего значения n удобно определять n_1 и n_2 по формулам:

$$n_1 = n + \frac{K_1}{2}, \quad n_2 = n - \frac{K_1}{2} \tag{2.1.25}$$

Для средней скорости получаются аналогичные зависимости:

$$\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} = \left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \right)_p = const \tag{2.1.26}$$

И соответственно формулы:

002472/

$$\beta_1 = \beta + \Delta\beta \quad (2.1.27)$$

$$\beta_2 = \beta - \Delta\beta \quad (2.1.28)$$

Для нахождения величины $\Delta\beta$ удобно пользоваться соотношением

$$\Delta\beta = \frac{K_{1p} \left[(1-\beta) - \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1} \right) \right]}{2n} \quad (2.1.29)$$

где: $(1-\beta)$ из (2.1.26).

Приведенные здесь расчетные формулы позволяют определить параметры всех состояний независимо от времени их возможного существования. Эти формулы дают много меньше состояний, нежели формулы, опубликованные ранее, однако, их оказывается еще слишком много. В /3/ опубликован новый критерий отбора, который оставляет только те элементарные частицы, которые могут наблюдаться в экспериментах, подобных тем, которые сейчас приводят к "рождению" частиц. Далее мы выведем эти формулы и рассмотрим, как их надо использовать при вычислении параметров частиц.

§ 2. Определение величины зарядов частиц

При выводе предыдущих формул не было использовано амплитудное условие гашения излучения, которое определяет отношение зарядов на наружном и внутреннем круговых токах. Требование равенства амплитуд соответствующих излучений приводит к формулам:

Для частиц:

$$W_1 f_1(t) = W_2 f_2(t) \quad (2.2.1)$$

$$W_1 T + W_1 \frac{R_1 - R_2}{c} = W_2 T \quad (2.2.2)$$

Для античастиц:

$$W_1 f_2(t) = W_2 f_1(t) \quad (2.2.3)$$

$$W_1 T = W_2 T + W \frac{R_1 - R_2}{c} \quad (2.2.4)$$

Для дубльчастиц

$$W_1 f_3(t) = W_2 f_4(t) \quad (2.2.5)$$

$$W_1 \frac{3}{2\sqrt{2}} T + W_1 \frac{R_1 - R_2}{c} = W_2 \frac{3}{2\sqrt{2}} T \quad (2.2.6)$$

Для антидубльчастиц:

$$W_1 \frac{3}{2\sqrt{2}} T = W_2 \frac{3}{2\sqrt{2}} T + W_2 \frac{R_1 - R_2}{c} \quad (2.2.7)$$

Из этих формул прямо следует для всех частиц:

Для частиц:

$$\frac{q_2^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1 + \beta_2)^2 (1 + t_v) n_2^2 \epsilon_1}{\beta_2^2 (1 + \beta_1)^2 n_1^2} \quad (2.2.8)$$

Для античастиц:

$$\frac{q_2^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1 + \beta_2)^2}{\beta_2^2 (1 + \beta_1)^2 (1 + t_v)} \quad (2.2.9)$$

Для дубльчастиц:

$$\frac{q_2^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1 + \beta_2)^2 (1 + t_{vd}) n_2^2}{\beta_2^2 (1 + \beta_1)^2 n_1^2 \epsilon_1 d} \quad (2.2.10)$$

Для антидубльчастиц:

$$\frac{q_2^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1 + \beta_2)^2}{\beta_2^2 (1 + \beta_1)^2 (1 + t_{vd})} \quad (2.2.11)$$

Коэффициент $f(R, T)$ в формулах от (2.2.1) до (2.2.11) учитывает запаздывание, связанное с тем, что излучение либо наружного заряда (у античастиц), либо внутреннего заряда (у частиц) запаздывает на время, равное:

$$\Delta t = \frac{R_1 - R_2}{c} \quad (2.2.12)$$

Учитывая релятивистское преобразование, имеем: для частиц:

$$f(R, T) = t_v = \frac{R_1 - R_2}{c T K_\beta} \quad (2.2.13)$$

Для дубльчастиц:

$$f(R, T) = t_{vd} = \frac{R_1 - R_2}{c T K_\beta} \frac{8}{9} \epsilon_1 d \quad (2.2.14)$$

Из этих формул следует, что "коэффициент запаздывания" будет равен, для частиц (античастиц)

$$t_v = \frac{R_1(1-R_2/R_1)}{c T_{K_X}} \quad (2.2.15)$$

Для дубльчастиц (антидубльчастиц)

$$t_{vd} = \frac{8}{9} \varepsilon_{1d}^2 t_v \quad (2.2.16)$$

Учитывая значения соответствующих величин, имеем:

$$t_v = \frac{n K_1 [(1-\beta_1) - (1-2\pi K/K_1)]}{2\pi n_2 K_X} \quad (2.2.17)$$

$$t_{vd} = \frac{8}{9} \varepsilon_{1d}^2 t_v \quad (2.2.18)$$

Приведенные формулы и позволяют нам произвести расчет отношения фундаментальных зарядов q_1 и q_2 между собой.

Не следует забывать, что все эти величины относятся к значениям этих зарядов, соответствующих тому, как они "отображаются" на первое подпространство. Поэтому, и только поэтому, мы можем пользоваться в наших расчетах формулами, основанными на условиях неизлучения в первом подпространстве. В собственных системах координат (то есть во втором и третьем подпространствах) отношение фундаментальных зарядов должно определяться из физических условий, которые имеют место в соответствующем подпространстве. При этом, конечно, с необходимостью должно выполняться условие самосогласования, которое в данном случае сводится к требованию, чтобы заряды фундаментального поля, наблюдаемые во втором и третьем подпространствах, отражались бы в первом подпространстве так, как этого требуют приведенные выше формулы.

Для того, чтобы определить не только отношение зарядов q_1 и q_2 , но и их абсолютное значение, необходимо учесть такое условие, следующее из принципа соответствия. При аннигиляции частицы и античастицы, или дубльчастицы и антидубльчастицы, должно выделяться два кванта с оптимальной частотой. Энергия, уносимая этими двумя квантами, должна быть равна энергии, которая сконцентрирована в поясе между R_1 и R_2 у каждой из аннигилирующих частиц до того, как они аннигилируют, превратившись в частицу вакуума.

Это условие позволяет связать величину квадрата наружного заряда с конс-

тантами $\hbar$ и c , используемые как единицы масштаба, через внутренние параметры частицы.

Для энергии, которую могут излучить, например, наружные фундаментальные заряды мы можем записать:

$$Z = \frac{2 q_1^2 \beta_1^4 (R_1 - R_2) \cos \alpha}{3 R_1^2 (1 - \beta_1^2)^2} \equiv W_1 \frac{(R_1 - R_2)}{c} \quad (2.2.19)$$

При аннигиляции энергия, накопившаяся в поясе шириной $(R_1 - R_2)$ за время T , при компенсации излучения от наружного и внутреннего зарядов во всем остальном пространстве, должна породить два кванта с частотой $\nu = \frac{1}{T}$ и тогда:

$$h\nu = \frac{q_1^2 \beta_1^4 (R_1 - R_2) \cos \alpha}{6 R_1^2 (1 - \beta_1^2)^2} \quad (2.2.20)$$

Следовательно:

$$q_1^2 = \frac{6 (1 - \beta_1^2)^2 n_1}{\beta_1^3 (1 - \frac{R_2}{R_1}) \cos \alpha} \hbar c$$

Откуда:

$$q_1^2 = \frac{3 K_x^2}{\pi K (1 - \beta_1^2) \beta_1^2 \cos \alpha} \hbar c \quad (2.2.21)$$

Мы получили, таким образом, формулу для определения абсолютного значения наружного заряда (точнее всех наружных субзарядов) в единицах $\hbar c$, то есть в безразмерном масштабе.

Аналогично можно получить и формулу для внутренних фундаментальных зарядов.

В этой формуле не учтен тот факт, что в ТФП квантование происходит не единицу механического момента частицы S , который не обязательно должен быть равным постоянной Планка (или ее половине). Принцип соответствия требует только, чтобы наблюдаемый в первом подпространстве механический момент частиц — "спин" был бы кратным $\hbar$ (или $\frac{\hbar}{2}$). В следующем параграфе будет показано, что в первом подпространстве мы наблюдаем не собственно спин частицы S , а его проекцию на ось прецессии, которой обладает частица.

Поэтому должно быть:

$$q_1^2 = \frac{6 S K_x^2}{\pi K (1 - \beta_1^2) \beta_1^2} \hbar c \quad (2.2.22)$$

Для античастиц необходимо еще учесть нормализующий их по отношению к "оптимальной" частице множитель:

$$\left[\frac{(1+ty) \frac{\varepsilon_1^{1/2} (1.0p.1)}{\varepsilon_2^{1/2} (1.0p.1)}}{(1+ty)_{op} \varepsilon} \right]^{1/2} \quad (2.2.23)$$

А для частиц множитель:

$$f(q_{00}) \quad (2.2.24)$$

Тогда окончательно для абсолютного значения q_1 для всех видов частиц можно записать:

Для частиц:

$$q_{in} = q_1 \cdot f(q_{00}) \quad (2.2.25)$$

Для античастиц:

$$q_{in} = q_1 \left\{ \left[\frac{(1+ty)}{(1+ty)_{op} \varepsilon} \frac{\varepsilon_1^{1/2} (1.0p.1)}{\varepsilon_2^{1/2} (1.0p.1)} \right]^{1/2} \right\}^* \quad (2.2.26)$$

Для дубльчастиц:

$$q_{1dn} = q_{1d} \left\{ \frac{\varepsilon_1^{1/4} (1.0p.1)}{\varepsilon_2^{1/4} (1.0p.1)} \right\}^* \quad (2.2.27)$$

Для антидубльчастиц:

$$q_{1dn} = q_{1d} \left\{ \frac{9}{8} \left[\frac{1+ty_d}{2S_{dop} (1+ty_d)_{op} \varepsilon \cdot \varepsilon_2 (1.0p.1)} \right]^{1/2} \right\}^* \quad (2.2.28)$$

Понятно, что величина заряда электромагнитного поля есть разность "наружного" q_1 и "внутреннего" q_2 зарядов и легко определяется для всех видов частиц из указанных уравнений.

Расчет, выполненный по этим формулам для всех видов частиц, показывает, что амплитудное условие неизлучения выполняется только для электрически заряженных частиц. Следовательно, нейтральные состояния, у которых $q_1 = q_2$, должны иметь очень малое время жизни, так как у них не выполняется условие полного

* "Оптимальной" частицей именуются в ТФП устойчивые частицы каждого ряда в рамках их систематизации. Подробнее см. в главе 4 настоящей работы.

взаимного гашения излучений. Поэтому истинно нейтральные — по состоянию частицы не существуют в природе. Существуют только системы взаимно нейтрализующих суммарный заряд частиц, состоящие из 2-х и более частиц.

Однако, далеко не все частицы имеют большое время жизни. В /4/ отмечалось, что в каждом ряду только одно состояние удовлетворяет не только условиям неизлучения, но и условиям динамической устойчивости. Но кроме того, взаимодействие ЭЧ с частицами вакуума приводит к тому, что все заряженные ЭЧ, кроме частиц, образующих устойчивые частицы вакуума, не могут удержать нужное для сохранения амплитудного условия соотношение зарядов фундаментального поля. Происходит это потому, что вакуум составляют только оптимальные частицы (частицы динамически устойчивые). В то же время разность фундаментальных зарядов — (электрический заряд), полученная из амплитудного условия, очень близка у всех заряженных частиц, но не равна строго одной и той же величине. Поскольку между зарядом только что рожденной не оптимальной частицы и зарядом у составных элементов возбужденных частиц вакуума существует различие, происходит концентрация возбужденных частиц вакуума около данной частицы. Концентрация частиц вакуума приводит к тому, что заряд самой частицы нормализуется до величины, близкой к доминирующему в вакууме заряду оптимальных частиц. Заряд у оптимальных частиц — одинаков.

В формулах (2.2.25)–(2.2.28) звездочками отмечены нормализующие множители, которые приближают заряд всех частиц к заряду, доминирующему в вакууме, но нарушают полное выполнение амплитудного условия. В 1969 г. при опубликовании /7/ это обстоятельство не было выяснено, что не позволило тогда найти новый критерий отбора частиц, он был найден в 1970 году /3/.

Таким образом, у частиц есть два заряда: один в момент рождения до нормализации, обеспечивающий неизлучение, а второй — нормализованный, обеспечивающий стабильность зарядов, но способствующий появлению излучения, а с ним и перехода частицы в другое состояние.

Очевидно, что время нормализации и время перехода частицы в ближайшее устойчивое состояние — время существования — необходимо вычислить. К сожалению, время нормализации точно вычислить пока не удастся, поскольку не все детали этого процесса выяснены. Но можно оценить порядок этого времени. Понятно, что процесс нормализации, являющийся результатом воздействия на одну частицу всего окружающего ее вакуума, должен с очевидностью соответствовать ультра-сильному взаимодействию. Очевидно, что такому взаимодействию должно соответствовать время, которое на несколько порядков меньше времени сильного взаимодействия, имеющего порядок 10^{-23} – 10^{-24} сек. Следовательно, с точностью до

временных интервалов, не больших чем 10^{-27} сек., можно считать время нормализации равным нулю.

Тогда время существования уже нормализованных частиц может быть легко определено. Это время определится как время, в течение которого нормализованная частица излучит, вследствие нарушения амплитудного условия, энергию, соответствующую разности между m_N данной частицы и m_{N+1} ближайшего к ней устойчивого состояния.

Поскольку при расчете мы пренебрегаем временем нормализации, то точность расчета может не превысить точности до единицы третьего знака, поэтому, в формуле для τ_n можно пренебречь величинами, которые отличаются от единицы не более, чем на единицу третьего знака для любой частицы. Такими величинами являются: $\beta_1, \beta_2, \epsilon_1, \epsilon_2$, но, конечно, не разность между этими величинами и единицей, например, часто используемая в расчетах величина $(1 - \beta^2)$.

В таком приближении формула для расчета τ_n принимает вид:

$$\tau_n = \frac{(1 - m_{N+1}/m_N) m_N c^2}{W |1 - q_n^2/q^2|} \frac{(1 - \beta_1^2)^{1/2}}{(1 - \beta_1^2)_{(1.ор.1)}} \quad (2.2.29)$$

В отличие от всех ранее приведенных формул эта формула размерная, поэтому в нее должно быть подставлено c - численное значение скорости света в $\frac{см}{сек}$, а также значение радиуса данной частицы $R_1 = \frac{2Sh\beta_1}{m_N c^2}$. Последний определяется из опытного значения массы электрона и m_N - расчетной безразмерной массы данной частицы. То есть τ_n находится по формуле:

$$\tau_n = \frac{4S (1 - m_{N+1}/m_N) (1 - \beta_1^2)^{1/2}}{S_{\alpha(3.ор.3)} |1 - q_n^2/q^2| (1 - \beta_1^2)_{(1.ор.1)}^{1/2}} \quad (2.2.30)$$

Для истинно нейтральных состояний член:

$$1 - q_n^2/q^2 = 1 \quad (2.2.31)$$

Для составных некоторых состояний справедлива формула (2.2.30) для каждого состояния элемента в отдельности.

Массы соответствующих частиц определяются по формулам, приведенным в следующем параграфе. Массы "соседних" состояний определяются по тем же формулам для частиц, принадлежащих тому же ряду, но имеющих номер в этом ряду на единицу больше.

Теперь, зная время существования частицы (не время жизни), которое для ряда частиц соответствует переходу в соседнее состояние в данном ряду, мы мо-

жем установить критерий отбора частиц по возможности их наблюдения. Отбор по абсолютному значению времени существования нам представляется необъективным, так как возможности эксперимента могут быть улучшены и, кроме того, частица может переходить последовательно в другой ряд возможных состояний, на что потребуется, естественно, больше времени.

Но возможен и такой объективный критерий отбора: Понятно, что время существования частицы должно превышать один период ее осцилляции, в противном случае может идти речь о некоем виртуальном процессе перехода частицы через ряд соседних состояний.

Оставляя в стороне вопрос о том, правомерно ли предположение о существовании таких виртуальных состояний, мы, во всяком случае, должны утверждать, что частица со временем существования, меньшим одного периода, не может проявлять индивидуальных свойств и рассматриваться как самостоятельный объект. Следовательно, используя значение τ_n , мы можем записать такой критерий отбора частиц, которые могут наблюдаться:

$$\frac{2(1 - m_{n+1}/m_n)(1 - \beta_1^2)^{1/2}}{\pi |1 - q_n^2/q^2| (1 - \beta_1^2)^{1/2}_{\text{lopt}}} \geq 1 \quad (2.2.32)$$

Множитель $(1 - \beta_1^2)^{1/2}_{\text{lopt}}$, равно как и множитель в уравнении (2.2.29) введены для согласования систем отсчета времени.

§ 3. Определение массы частиц и спина

Известно /34/, что определение полевой массы зарядов в электродинамике требует знаний об объемном распределении зарядов в пространстве и кроме того связано с внутренними противоречиями. В ТФП возможны два метода расчета масс ЭЧ. Здесь мы рассмотрим наиболее простой способ, уже указанный нами в /1/.

Этот расчет, выполненный в весьма общем виде, применим для зарядов разной структуры и не требует применения конкретного представления о структуре этих зарядов.

Для изменения энергии и количества движения зарядов во времени при излучении уравнения Максвелла дают, как известно /51/, выражения:

$$W_\beta = \frac{dW}{dt} = - \frac{2q^2 \left[\dot{\vec{V}}^2 - \frac{(\vec{V} \times \dot{\vec{V}})^2}{c^2} \right]}{3c^3 (1 - \beta^2)^3} \quad (2.3.1)$$

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = - \frac{\vec{V}}{c^2} W_\beta \quad (2.3.2)$$

При движении по окружности $|\vec{V}| = \frac{V^2}{R}$ и (2.3.1) приобретает вид:

$$W_0 = \frac{2q^2\beta^4 c}{3R^2(1-\beta^2)^2} \quad (2.3.3)$$

Это без участия реакции излучения.

Определенная часть излучения всегда направлена так, что она своей реакцией тормозит заряд. Тогда эффективное ускорение будет равно:

$$|\dot{\vec{V}}| = \frac{V^2}{R} + \left| \frac{d\vec{p}}{dt} \right| \frac{\cos \alpha}{m} \quad (2.3.4)$$

где $\left| \frac{d\vec{p}}{dt} \right| \frac{\cos \alpha}{m}$ — ускорение, вызванное реакцией излучения. С учетом (2.3.2) получим, что:

$$|\dot{\vec{V}}| = \frac{V^2}{R} - \frac{V}{mc^2} W_\beta \cos \alpha \quad (2.3.5)$$

где $\cos \alpha$ — множитель, показывающий, какая часть излучения направлена против $\dot{\vec{V}}$. Понятно, что для зарядов, располагаемых в плоскости, которая прецессирует, угол α — есть угол прецессии. Подставляя значение $\dot{\vec{V}}$ из (2.3.5) в (2.3.1) и, учитывая обозначение (2.3.3), получим:

$$W_\beta = W_0 \left(1 - \frac{R W_\beta \cos \alpha}{V m c^2} \right)^2 \quad (2.3.6)$$

Для центробежной силы при фиксированном R мы можем записать:

$$F = \frac{m c^2 \beta^2}{R} = \frac{W_\beta}{c} \cos \alpha \quad (2.3.7)$$

и тогда (2.3.6) может быть выражено так:

$$W_\beta = W_0 (1 - \beta)^2 \quad (2.3.8)$$

Из (2.3.7) и (2.3.8) с учетом (2.3.3) имеем:

$$m = \frac{2q^2\beta^2}{3R(1+\beta)^2 c^2} \cos \alpha \quad (2.3.9)$$

До вычисления угла прецессии, найдем механический момент частиц S .

Легко видеть, что S определяется из равенства:

$$S^{(2)} = m_1^{(2)} \beta_1 R_1^{(2)} C + m_2^{(2)} \beta_2 R_2^{(2)} C \quad (2.3.10)$$

При отображении $S^{(2)}$ на первое подпространство получим:

$$S = \sqrt{\frac{g}{8}} m_1 \beta_1 R_1 C_1 \cos \alpha \left[1 + \frac{m_2 \beta_2 R_2}{m_1 \beta_1 R_1} \frac{K_x (1 - \beta_2^2)^{1/2}}{K_y (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \right] \quad (2.3.11)$$

С учетом (2.3.9) имеем:

$$S = \frac{\beta_1^3 q_1^2 \cos \alpha}{\sqrt{2} (1 + \beta_1)^2 C} \left[1 + \frac{m_2 \beta_2 R_2 K_x (1 - \beta_2^2)^{1/2}}{m_1 \beta_1 R_1 K_y (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \right] \quad (2.3.12)$$

Так как (2.3.9) верно как для m_1 , так и для m_2 , то можно записать:

$$\frac{m_2 \beta_2 R_2}{m_1 \beta_1 R_1} = \frac{\beta_2^3 (1 + \beta_1)^2}{\beta_1^3 (1 + \beta_2)^2} \frac{q_2^2}{q_1^2} \quad (2.3.13)$$

Подставляя в явном виде значение $\frac{q_2^2}{q_1^2}$ для частиц, найденное в предыдущем параграфе, получим:

$$S \equiv \frac{S}{\hbar} = \frac{\beta_1^3 Q_1^2}{\sqrt{2} (1 + \beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_2 n_2 (1 - \beta_1^2) (1 + t \nu) \varepsilon_1}{\beta_1 n_1 (1 - \beta_2^2)} \right] \quad (2.3.14)$$

В таком виде формула для S и указана в /2/, где учтено, что для частиц имеет место равенство:

$$\frac{q_1^2 \cos \alpha}{\hbar c} = Q_1^2 \quad (2.3.15)$$

В (2.3.14) введено обозначение:

$$Q_1^2 = \frac{3 K_x^2}{\pi K \beta_1^2 (1 - \beta_1^2)} \quad (2.3.16)$$

Непосредственно для $S^{(2)} \equiv \frac{S^{(2)}}{\hbar}$ можно получить такое выражение:

$$S^{(2)} = \frac{3}{4} \frac{\beta_1^3 q_1^2}{(1 + \beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_1^3 n_2^2 (1 + \beta_2)^2 K_x (1 - \beta_2^2)^{1/2}}{\beta_2^3 n_1^2 (1 + \beta_1)^2 K_y (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \left(\frac{Q_1^2}{Q_2^2} \right)_n \right]; \quad \text{где: } Q_1^2 \equiv \frac{q_1^2}{\hbar c} \quad (2.3.17)$$

в котором учтено, что для нормализованных частиц $\frac{m_1}{m_2} = \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2}$. Понятно, что Q и $\frac{q_2}{q_1}$ необходимо брать для соответствующих видов частиц, входящих в мультиплет с одинаковым значением K . С учетом этой зависимости и учитывая, что

$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2}$ (см. (2.1.1)), можно записать и такую полезную для расчетов зависимость:

$$\frac{m_2^{(2)} \beta_2 R_2}{m_1^{(2)} \beta_1 R_1} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.3.18)$$

Решая совместно (2.3.17) и (2.3.14), и выражая q_1 и q_2 через внутренние параметры, получим для $\cos \alpha$ такое выражение:

$$\cos \alpha = S \left\{ \frac{3}{4} \frac{\beta_1^3 q_1^2}{(1+\beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_1^3 n_1^2 (1+\beta_2)^2 K_x (1-\beta_2^2)^{1/2}}{\beta_2^3 n_2^2 (1+\beta_1)^2 K_y (1-\beta_1^2)^{1/2}} \left(\frac{q_1^2}{q_2^2/n} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (2.3.19)$$

Численный расчет значения J_n для ВСЕХ ЭЧ, приводит к очень важному результату:

$$J_n = S \cos \alpha = \frac{1}{2} \quad (N \leq N_{opt}) \quad (2.3.20)$$

то есть проекция механического момента частиц на ось прецессии, или, что тоже самое, отображенный на первое пространство момент - спин частиц, для ВСЕХ НОРМАЛИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ, МАССА КОТОРЫХ БОЛЬШЕ МАССЫ ОПТИМАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ, РАВЕН $\frac{1}{2}$, т.е. $\frac{\hbar}{2}$. Здесь мы употребляем понятие "оптимальная частица", связанное с методом систематизации частиц. Подробно о систематизации мы будем говорить ниже. Здесь рекомендуем обратиться к рис. № 4.

Таким образом, все достаточно устойчивые частицы, которые за время существования в данном состоянии успели нормализоваться, являются фермионами со спином $1/2$.

Для частиц у которых $N > N_{opt}$, то есть масса меньше массы оптимальной частицы:

$$J_n = S \cos \alpha = 0 \quad (N > N_{opt}) \quad (2.3.21)$$

Из расчета получается в этом случае, что $\cos \alpha > 1$, то есть уходит в мнимую область и $J_n = 0$. Иначе частицы, масса которых меньше массы оптимальных частиц в данном ряду, "прячут" свой механический момент за сферу Шварцшильда и не проявляют его в первом подпространстве. В первом ряду все частицы, номер которых больше 19 (оптимальная частица) имеют спин равный нулю. К ним относятся в частности Каон (частица за № 36 и Пион - частица за № 113). Во втором ряду это частицы, наблюдение которых исключено ввиду того, что они обладают очень малым временем существования и не могут успеть нормализоваться ва-

куумом. В третьем ряду существование таких частиц в свободном состоянии так же следует исключить. Однако, условия, возникающие в атомах и твердых телах могут позволить возбужденным электронам ("квазиэлектронам") малой массы существовать достаточное для нормализации время. В этом случае образование такого рода квазичастиц исключить нельзя.

Частицы, которые с момента рождения не успели еще нормализоваться вакуумом, будут иметь спин, значение которого будет лежать между S и J_n . Частицы, масса которых меньше массы оптимальных частиц, в любом состоянии будут иметь спин равный нулю, так как в этом случае $S < \frac{1}{2}$ и $\cos \alpha > 1$. Спин частиц с большой массой в момент рождения, до того как частица хотя бы частично нормализовалась, будет определяться равенством:

$$J = \varepsilon \left| S \frac{K_{xp} (1 - \beta_1^2)^{1/2}}{K_x (1 - \beta_1^2)^{1/2}_p} + 0,5 \right| \quad (2.3.22)$$

где внутренние параметры с индексом p , соответствуют оптимальной частице первого ряда, то есть протону.

Из существующих квантовых теорий наибольшее приближение к теории спина в ТФП нашел Редже /43/, который постулировал правомерность расчета с непрерывно меняющимся (не квантуемым), но мнимым спином. В ТФП аналогом спина Редже является S , величина которого не квантуется на величины кратные 1 или 1/2 и является для первого подпространства мнимой. Правда, в ТФП, мнимый спин меняется не непрерывно, а дискретно, хотя и не кратно указанным числам.

В следующей главе будет показано, как приведенный здесь метод расчета спина внутренне самосогласуется с другими методами, которые позволяет ТФП.

§ 4. Определение магнитного момента частиц

Поскольку в ТФП внутренние (проявляющиеся под сферой Шварцшильда) свойства частиц отображаются на первое подпространство так, как если бы заряды фундаментального поля двигались по концентрическим окружностям радиуса R_1 и R_2 , то есть по радиусам, которые определяются из условий неизлучения, рассмотренных в § 4 главы 1. Следовательно мы можем определить магнитный момент по формулам магнитного момента кругового тока:

$$M = \frac{q_1}{\varepsilon_1} \frac{V_{01} \pi R_1^2}{c} + \frac{q_2}{\varepsilon_2} \frac{V_{02} \pi R_2^2}{c}, \quad (2.4.1)$$

но: $V_{0\beta} = \frac{\beta C}{2\pi R_\beta}$, и тогда:

$$M = \frac{q_1}{\varepsilon_1} \frac{\beta_1 R_1}{2} + \frac{q_2}{\varepsilon_2} \frac{\beta_2 R_2}{2} \quad (2.4.2)$$

или

$$M = \frac{q_1 \beta_1 R_1}{2\varepsilon_1} \left[1 + \frac{q_2 \beta_2 R_2 \varepsilon_1}{q_1 \beta_1 R_1 \varepsilon_2} \right] \quad (2.4.3)$$

Если выразить M в собственных магнетонах:

$$M_j = \frac{e\hbar}{2mc} = \frac{\hbar |q_1 + q_2|}{2mc},$$

то получим:

$$M = \frac{q_1 \beta_1 R_1 mc}{\hbar \varepsilon_1 |q_1 + q_2|} \frac{2J}{2} \left[1 + \frac{q_2 \beta_2 R_2 \varepsilon_1}{q_1 \beta_1 R_1 \varepsilon_2} \right], \quad (2.4.4)$$

иначе:

$$M = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{2J \beta_1 R_1 mc}{\varepsilon \hbar} \left[\frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|} \right] \quad (2.4.5)$$

Поскольку (см. § 1 этой главы) $m = \frac{2S\hbar\beta_0}{R_1 C \varepsilon}$, $\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_1(1.0p.1); \Delta=1,2 \\ \varepsilon_2(1.0p.1); \Delta=3,4 \end{cases}$ X)

мы можем для магнитного момента частиц (античастиц) получить окончательно:

$$M = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{2J \beta_1 \beta_0}{\varepsilon_1 \varepsilon_2(1.0p.1)} \left[\frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|} \right], (2S \equiv 1); \quad (2.4.6)$$

Для частиц, у которых при формировании токов, ответственных за магнитный момент, отсутствует влияние ε_1 и ε_2 (это имеет место у дубльчастиц) будем иметь соответственно:

$$\mu_d = \frac{q_1 V_{01} \pi R_1^2}{C} + \frac{q_2 V_{02} \pi R_2^2}{C} \quad (2.4.7)$$

и:

$$\mu_d = \frac{q_1 \beta_1 R_1}{2} \left[1 + \frac{q_2 \beta_2 R_2}{q_1 \beta_1 R_1} \right] \quad (2.4.8)$$

X) см. Главу 4 § 2

В собственных магнетонах:

$$\mu_d = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{2J \beta_1 R_1 m c}{\hbar} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|} \right] \quad (2.4.9)$$

Или, выражая соответственно массу, имеем окончательно:

$$\mu_d = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{2J \beta_1 \beta_2}{\varepsilon_1 (1.0 p 1)} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|} \right] \quad (2.4.10)$$

Для нейтрального состояния $|q_1| = |q_2|$, у которого так же отсутствует влияние ε_1 и ε_2 , получим из (2.4.7):

$$\mu_o = \frac{q_1 \beta_1 R_1}{2} \left(1 + \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} \right) \quad (2.4.11)$$

Считая, что у нейтрального состояния данной частицы в определении магнетона Бора должен участвовать заряд, соответствующий заряженному состоянию в этом же мультиплете (при том же значении K), то есть, что: $|q_{1\text{нейт}}| = |q_{2\text{нейт}}|$ и $|q_1|$ (заряженное состояние) $= |q_1|$ (нейтральное состояние), получим для магнитного момента нейтрального состояния такую формулу:

$$\mu_o = \frac{2J q_1 \beta_1 \beta_2 \varepsilon}{|q_1| \varepsilon_1^{1/2}} \left[\frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|} \right] \quad (2.4.12)$$

При выводе (2.4.12) учтено, что масса нейтрального состояния, входящая в определение величины собственного магнетона, не равна массе заряженного состояния, и между ними имеет место зависимость:

$$m_o = m_{\text{зар}} \frac{\varepsilon_1^{1/2}}{\varepsilon}, \quad (\varepsilon - \text{см. табл. N7}) \quad (2.4.13)$$

В предыдущих расчетах мы использовали величины ε_1 и ε_2 . Эти величины при полевом рассмотрении частиц могут трактоваться как соответствующие магнитные проницаемости. При "частичном" рассмотрении эти величины характеризуют кривизну пространства и однозначно определяются g_{oo} , являющейся нулевой составляющей метрического тензора g_{ik} . Найдем способ вычисления ε_1 и ε_2 , рассматриваемых как диэлектрические проницаемости.

002472

§ 5. Метрические и диэлектрические свойства вакуума

Элементарные Частицы Вакуума (ЭЧВ) первого подпространства в теории представляют собой систему из двух частиц, принадлежащих одному мультиплету ПЗМ и отличающихся только знаками фундаментальных зарядов. То есть система из двух частиц — частица и античастица. В результате соединения таких двух частиц в границах одной сферы Шварцшильда — в первом подпространстве исчезает всякая информация об этой "аннигилированной" паре частиц. Это и есть невозбужденная ЭЧВ. В собственной системе координат ЭЧ или ЭЧВ во втором и третьем подпространствах структура ЭЧВ, даже при отсутствии возбуждения, — "видна". Поэтому, ЭЧ могут возбудить ЭЧВ. Рассмотрим, что произойдет в результате этого возбуждения. Пусть на пару античастиц подействовало некоторое поле E , меняющееся с частотой ω , тогда для дипольного плеча X , образовавшегося между частицей и античастицей (до возбуждения они находились в одной плоскости), имеем:

$$m \frac{d^2 X}{dt^2} = q E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.5.1)$$

откуда:

$$X = - \frac{q}{m\omega^2} E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.5.2)$$

дипольный момент:

$$Xq = p = - \frac{2q^2}{m\omega^2} E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.5.3)$$

Поляризация:

$$\vec{p} = - \frac{2q^2 n_v}{m\omega^2} \vec{E} e^{-i\omega t} \quad (2.5.4)$$

И, следовательно, диэлектрическая проницаемость:

$$\epsilon = 1 - \frac{8\pi q^2 n_w}{m\omega^2} \quad (2.5.5)$$

Для частиц в ТФП:

$$q = q_1 - q_2 = \sqrt{\alpha \hbar c} ; \quad m = \frac{2S\hbar\beta_L}{R_1 c \epsilon_w}$$

$$\alpha = 2S; \quad \omega_1 = \frac{\beta_1 C}{R_1}; \quad \omega_2 = \frac{\beta_2 C}{R_2}.$$

И тогда для ε_1 получим:

$$(1 - \varepsilon_1) = \frac{8\pi\alpha \hbar c n_w \beta_2 K_y \varepsilon_1 \beta}{m \omega_1^2 \beta_1 K_x \varepsilon_w} \quad (2.5.6)$$

где $n_w = \frac{1}{8\pi^2 R_1^3}$ - концентрация ЭЧВ.

И для ε_2 :

$$(1 - \varepsilon_2) = \frac{8\pi\alpha \hbar c n_w \beta_2 K_y \varepsilon_2 (1 - \beta_2^2)}{m \omega_2^2 \beta_1 K_x \varepsilon_w (1 - \beta_1^2)} \quad (2.5.7)$$

Или:

$$\varepsilon_1 = \left(1 + \frac{8\pi\alpha \hbar c n_w \beta_2 K_y \beta}{m \omega_1^2 \beta_1 K_x \varepsilon_w} \right)^{-1} \quad (2.5.8)$$

и:

$$\varepsilon_2 = \left(1 + \frac{8\pi\alpha \hbar c n_w \beta_2 K_y (1 - \beta_2^2)}{m \omega_2^2 \beta_1 K_x \varepsilon_w (1 - \beta_1^2)} \right)^{-1} \quad (2.5.9)$$

Для оптимальной частицы первого ряда (протона):

$$\varepsilon_1 = \beta_1^2, \quad \varepsilon_2 = \beta_2^2 \quad (2.5.10)$$

И тогда, выражая ε_1 и ε_2 через ε_{1p} и ε_{2p} для протона, имеем:

$$\varepsilon_1 = \left[1 + \frac{A_1}{S} \frac{K_y \beta_2}{K_x \beta_1^3} \right]^{-1} \quad (2.5.11)$$

$$\varepsilon_2 = \left[1 + \frac{A_2}{S} \frac{K_y \beta_2}{K_x \beta_1^3} \right]^{-1} \quad (2.5.12)$$

Где:

$$A_1 = \text{const} = S (1 - \beta_1^2) \frac{K_x \beta_1}{K_y \beta_2} \Big|_{I_{op}} \quad (2.5.13)$$

и:

$$A_2 = \text{const} = S (1 - \beta_2^2) \frac{K_x \beta_1^3}{K_x \beta_2^3} \Big|_{I_{op}} \quad (2.5.14)$$

Постоянные A_1 и A_2 можно выразить еще и так:

$$A_1 = \frac{\alpha}{\pi} S_p ; \quad A_2 = \frac{\alpha}{\pi} S_p \left[\frac{(1-\beta_2^2) \beta_1^2}{(1-\beta_1^2) \beta_2^2} \right]_p$$

Таким образом для всех частиц, нормализованных в вакууме:

$$(1-\varepsilon_1^{-1}) S \frac{\beta_1^3 K_x}{\beta_2 K_y} = \frac{\alpha}{\pi} S_p \quad (2.5.15)$$

$$(1-\varepsilon_2^{-1}) S \frac{\beta_1^3 K_x}{\beta_2 K_y} = \frac{\alpha}{\pi} S_p \left[\frac{(1-\beta_2^2) \beta_1^2}{(1-\beta_1^2) \beta_2^2} \right]_p \quad (2.5.16)$$

И, следовательно:

$$\frac{1-\varepsilon_1^{-1}}{1-\varepsilon_2^{-1}} = \left[\frac{(1-\beta_1^2) \beta_2^2}{(1-\beta_2^2) \beta_1^2} \right]_p = const \quad (2.5.17)$$

Еще в ОТО было замечено /14/, что между метрикой пространства Эйнштейна и диэлектрической проницаемостью существует связь:

$$\varepsilon = \mu = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}} \quad (2.5.18)$$

Эта связь в ОТО трактуется /14/ как чисто формальная. В ТФП указанная связь носит далеко не формальный характер. Действительно, из:

$$\frac{\varepsilon_1^{-1}-1}{(\beta_1^2-1)_p} = \frac{\varepsilon_2^{-1}-1}{(\beta_2^2-1)_p} = const = A_\varepsilon \quad (2.5.19)$$

имеем:

$$(\varepsilon_1^{-1}-1) = A_\varepsilon (\beta_1^2-1)_p ; \quad (\varepsilon_2^{-1}-1) = A_\varepsilon (\beta_2^2-1)_p \quad (2.5.20)$$

откуда:

$$g_{00}^{(w)} = [A_\varepsilon (\beta_1^2-1)_p + 1]^2 - [A_\varepsilon (\beta_2^2-1)_p + 1]^2 \quad (2.5.21)$$

Понятно, что это далеко не формальная связь.

В ТФП существует два дополнительных (в смысле Бора) способа описания ЭЧ и ЭЧВ. В одном случае "частица" рассматривается как центр симметрии рас-

пределенного во всем пространстве поля, и тогда в этой точке $r = 0$, $E = 0$. Действительно, из потенциала $\varphi = \frac{q}{r} e^{-R/r}$ имеем:

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi = q \frac{e^{-R/r}}{r^2} \left(1 - \frac{R}{r}\right) \frac{r}{r} \quad (2.5.22)$$

$$\rho = \frac{\text{div } \vec{E}}{4\pi} = \frac{q}{4\pi r^3} \frac{R}{r} e^{-R/r} (2 - R/r) \quad (2.5.23)$$

Следовательно (см. рис. № 3) при $r = 0$, то есть в центре "частицы" $E = 0$ и $\rho = 0$. При полевом рассмотрении плотность заряда распределена во всем пространстве, в центре - "частица", так сказать, ничего нет. Сам же заряд q , который входит в потенциал φ , надо рассматривать как постоянную для данной структуры интегральную величину:

$$Q = \int \rho dv = q e^{-R/r_0} \left(1 - \frac{R}{r_0}\right) \Big|_0^\infty = q \quad (2.5.24)$$

Это полевое описание частицы. При таком описании понятия о локальном заряде и локальной массе просто бессмысленны - их нет.

Но мы знаем, что у частицы есть заряд и масса. Да, есть. И в этом физическая сущность двуединства микромира и принципа дополнительности. Фундаментальное поле, распределенное в первом подпространстве, сферически симметрично (для покоящейся в этом подпространстве частицы), и оно проявляет массу, как меру инерции в центре симметрии - в точке, где плотность заряда $\rho = 0$. Это дает нам право именовать эту точку "частицей" и приписывать ей локализованную в этой точке массу. Понятно, что в этом случае мы не можем одновременно рассматривать и поле, как бы созданное этой частицей. Такого поля нет. Есть частица, механические свойства которой можно рассматривать через меру инерции, проявляющуюся в центре симметрии. Поэтому, когда мы рассматриваем точечный объект, обладающий конечной и локальной массой, то в первом подпространстве мы не можем одновременно рассматривать и поле - оно дополнительно к частичному рассмотрению.

По отношению к внешнему полю ЭЧ ведет себя как локализованный в центре локальный заряд, обладающий так же локальной массой. Поэтому можно говорить о частице, находящейся в поле, но нельзя в первом подпространстве говорить о частице и поле, создавшем эту частицу, одновременно. Локальное рассмотрение, нашего физического объекта возможно только в пространстве Эйнштейна, обладающем кривизной.

Вакуум обладает диэлектрической, рассмотренной выше, и магнитной:

$$\mu = 1 + 4\pi\chi = \left(1 + \frac{2\pi n_V q^2 \ell_w^2}{3mc^2}\right)^{-1} \quad (2.5.24)^A$$

проницаемостями.

Траектория локальной частицы, обладающей массой, деформируется в соответствии с метрическими свойствами пространства. Понятно, что это две стороны одной медали.

Метрические свойства пространства, связанного с ЭЧ и ЭЧВ, нет нужды постулировать, они получаются в ТФП из расчета.

Действительно, в сферических координатах для ЭЧ имеем:

$$dS = g_{00} c^2 dt^2 - g_{11} dz^2 - g_{22} d\theta - g_{33} d\varphi^2 \quad (2.5.25)$$

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 $d\theta = 0$, имеем:

$$\frac{1}{g_{00}} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{g_{11}} \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)^2 - \frac{1}{g_{33}} \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi} \right)^2 - m^2 c^2 = 0 \quad (2.5.26)$$

В нашей задаче мы должны искать решение в виде:

$$S = -Et + M\varphi + S_z(z) \quad , \quad (2.5.27)$$

и тогда:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -E; \quad \frac{\partial S}{\partial \varphi} = M; \quad \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial S_z}{\partial z} \quad (2.5.28)$$

Для $\left(\frac{\partial S_z}{\partial z} \right)^2$ имеем:

$$\left(\frac{\partial S_z}{\partial z} \right)^2 = \frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M}{g_{33}} \right) g_{11} \quad (2.5.29)$$

То есть:

$$S_z = \int \sqrt{\frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M}{g_{33}} \right) g_{11}} dz \quad (2.5.30)$$

Мы рассматриваем устойчивые орбиты и тем не менее считаем, что $dz \neq 0$. Это означает, что задача рассматривается для последовательного спектра возможных устойчивых состояний, а не для одного конкретного физического объекта.

Найдем значение производной:

$$\frac{\partial S_z}{\partial M} = - \int \frac{g_{11}/g_{33} M dz}{\sqrt{\frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M}{g_{33}}\right) g_{11}}} \quad (2.5.31)$$

Но $\frac{\partial S_z}{\partial M} = \varphi$ и, следовательно:

$$\varphi = - \int \frac{g_{11} M dz}{g_{33} \sqrt{\frac{g_{11}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M}{g_{33}}\right) g_{11}}} \quad (2.5.32)$$

А так как $g_{11} = \frac{1}{g_{00}}$, то:

$$\varphi = - \int \frac{M dz}{g_{33} \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{g_{33}}\right) g_{00}}} \quad (2.5.33)$$

Но $g_{33} = r^2$, поэтому:

$$\varphi = - \int \frac{M dz}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right) g_{00}}} \quad (2.5.34)$$

Поскольку всегда $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$, то можно записать:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = - \frac{M}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right) g_{00}}} \frac{dz}{dt} \quad (2.5.35)$$

Во вращающейся системе координат должны выполняться условия $\frac{dz}{dt} = v$; $v = \omega r$, следовательно, (2.5.35) можно записать в виде:

$$\omega = - \frac{M}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right) g_{00}}} v, \quad (2.5.36)$$

откуда:

$$- \frac{M}{r \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right) g_{00}}} = 1$$

или

$$\frac{M^2}{r^2 \left[\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right) g_{00} \right]} = 1 \quad (2.5.37)$$

Из этого уравнения для определенных зависимостей между E и M можно получить выражение для g_{00}

Действительно, если $M^2 = m^2 v^2 z^2$ и $E = mc^2$, то:

$$\frac{v^2}{c^2 \left[1 - \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) g_{00} \right]} = 1 \quad (2.5.38)$$

Иначе: $1 - (1 + \beta^2) g_{00} = \beta^2$, откуда:

$$g_{00} = \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} \quad (2.5.39)$$

А так как $g_{00} = \frac{1 - z_g/z}{1 + z_g/z}$, то:

$$\frac{z_g}{z} = \beta^2 \quad (2.5.40)$$

Такова метрика в ТФП решения Фока для пространства Эйнштейна. Если же $z'_g = 0.5 z_g$ и $z' = z - z_g$, то:

$$g'_{00} = 1 - \frac{z'_g}{z'} \quad (2.5.41)$$

И, следовательно:

$$g'_{00} = 1 - \frac{z'_g}{z'} = 1 - \beta^2 \quad (2.5.42)$$

Это решение соответствует метрике Шварцшильда.

В ТФП метрика g'_{00} характеризует пространство в котором движется "наружный", или "внутренний" заряд фундаментального поля в третьем подпространстве. А метрика g_{00} характеризует движение "субчастиц" во втором подпространстве.

Однако, условия, принятые нами для определения метрики, носят приближенный характер. Действительно, мы получили, что:

$$g_{00} = \frac{1 - z_g/z}{1 + z_g/z} = \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2}; \quad \frac{z_g}{z} = \beta^2$$

но: $z_g = 2z'_g$ и $z = z' + z'_g$

Следовательно:

$$g_{00} = 1 - \frac{z_g/z}{2 - z_g/z} \quad (2.5.43)$$

И тогда:

$$g'_{00} = 1 - \frac{\beta^2}{2 - \beta^2}$$

Откуда:

$$g'_{00} = \frac{2 \cdot (1 - \beta^2)}{1 + (1 - \beta^2)} \quad (2.5.44)$$

Что не полностью совпадает с решением (2.5.42).

Если потребовать полного самосогласования решений для всех подпространств, в которых описывается объект, то мы получим решения для метрики пространств Эйнштейна, в которых движутся наружные и внутренние заряды, а также суммарные заряды. Эти решения приведены в таблице № 3.

§ 6. Устойчивость и энергия связи структуры элементарных частиц

Устойчивость структуры ЭЧ так же надо рассматривать как в частичном, так и в полевом аспекте. Устойчивость структуры ЭЧ при частичном рассмотрении характеризуется весьма простыми зависимостями. Механическая устойчивость массодипольной системы, состоящей из положительной и отрицательной масс и совершающей движение около их общего центра тяжести, который вследствие наличия отрицательной массы оказывается снаружи диполя, определяется как требование сохранения момента, так и равенством направленных в разные стороны (из-за разных знаков масс) центробежных сил.

Закон сохранения момента требует чтобы во всех подпространствах выполнялось условие:

$$m_1^{(j)} R_1^{(j)} + m_2^{(j)} R_2^{(j)} = 0, \quad j=1,2,3 \quad (2.6.1)$$

Во втором подпространстве из него следует:

$$m_1^{(2)} R_1^{(2)} = m_2^{(2)} R_2^{(2)} \quad (2.6.2)$$

$$\frac{m_1^{(2)}}{m_2^{(2)}} = \frac{R_2^{(2)}}{R_1^{(2)}} = \frac{\beta_2}{\beta_1} \quad (2.6.3)$$

В третьем подпространстве:

$$m_1^{(3)} R_1^{(3)} = m_2^{(3)} R_2^{(3)} \quad (2.6.4)$$

$$\frac{m_1^{(3)}}{m_2^{(3)}} = \frac{R_2^{(3)}}{R_1^{(3)}} = \frac{R_2}{R_1} = \frac{\beta_2 \eta_2}{\beta_1 \eta_1} \quad (2.6.5)$$

Для параметров, характеризующих отображение внутренних свойств на первое подпространство:

$$m_1^{(2 \rightarrow 1)} R_1^{(2 \rightarrow 1)} + m_2^{(2 \rightarrow 1)} R_2^{(2 \rightarrow 1)} = 0 \quad ; \quad (2.6.6)$$

$$\frac{m_1^{(2 \rightarrow 1)}}{m_2^{(2 \rightarrow 1)}} = \frac{R_2^{(2 \rightarrow 1)}}{R_1^{(2 \rightarrow 1)}} \equiv \frac{R_2}{R_1} = \frac{\beta_2 n_2}{\beta_1 n_1} \quad (2.6.7)$$

Условия чисто механической устойчивости должны быть записаны так:

$$\frac{m_1^{(3)} (v_1^{(3)})^2}{R_1^{(3)}} = \frac{m_2^{(3)} (v_2^{(3)})^2}{R_2^{(3)}} \quad (2.6.8)$$

Откуда для второго подпространства:

$$\frac{m_1^{(2)}}{m_2^{(2)}} = \frac{R_1^{(2)} (v_2^{(2)})^2}{R_2^{(2)} (v_1^{(2)})^2} \quad ; \quad (2.6.9)$$

$$\frac{R_1^{(2)}}{R_2^{(2)}} = \frac{v_1^{(2)}}{v_2^{(2)}} \quad ; \quad \omega_{1,2}^{(2)} = \frac{v_1^{(2)}}{R_1^{(2)}} = \frac{v_2^{(2)}}{R_2^{(2)}} \quad (2.6.10)$$

для третьего:

$$\frac{m_1^{(3)}}{m_2^{(3)}} = \frac{R_1^{(3)} (v_2^{(3)})^2}{R_2^{(3)} (v_1^{(3)})^2} \quad ; \quad (2.6.11)$$

$$\frac{R_1^{(3)}}{R_2^{(3)}} = \frac{v_1^{(3)}}{v_2^{(3)}} \quad ; \quad \omega_{1,2}^{(3)} = \frac{v_1^{(3)}}{R_1^{(3)}} = \frac{v_2^{(3)}}{R_2^{(3)}} \quad (2.6.12)$$

и отображения на первое:

$$\frac{m_1^{(3 \rightarrow 1)}}{m_2^{(3 \rightarrow 1)}} = \frac{R_1^{(3 \rightarrow 1)} (v_2^{(3 \rightarrow 1)})^2}{R_2^{(3 \rightarrow 1)} (v_1^{(3 \rightarrow 1)})^2} \quad ; \quad (2.6.13)$$

$$\frac{R_1^{(3 \rightarrow 1)}}{R_2^{(3 \rightarrow 1)}} = \frac{v_1^{(3 \rightarrow 1)}}{v_2^{(3 \rightarrow 1)}} \quad ; \quad \frac{v_1^{(3 \rightarrow 1)}}{v_2^{(3 \rightarrow 1)}} = \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2} \equiv \frac{R_1}{R_2} \quad (2.6.14)$$

С учетом описанного в § 4 "тахинного эффекта" можно записать:

$$\beta_1^{(3)} = n_1 \beta_1 \quad ; \quad \beta_2^{(3)} = n_2 \beta_2 \quad (2.6.15)$$

Приведенные уравнения показывают какими должны быть соотношения между основными механическими характеристиками ЭЧ.

Устойчивость ЭЧ при "зарядовом" их рассмотрении определяется тем, что "электростатическое" притяжение зарядов разных знаков должна компенсироваться

давлением стоячей волны, которая возникает между R_1 и R_2 вследствие того, что снаружи излучения нет. (Подробнее об этом см. § 4 в главе № 1). Это требование означает, что должно соблюдаться условие:

$$\begin{aligned} \frac{q_1^{(2)}}{n_1 \varepsilon_1} \cdot \frac{q_2^{(2)}}{n_2 \varepsilon_2 (R_1 - R_2)^2} \cdot \frac{K_y}{(1 - \beta_2^2)^{1/2}} &= \frac{4}{9} \frac{(q_2^{(2)})^2 \beta_2^4}{n_2 R_2^2 (1 + \beta_2)^2}; \quad (\Delta = 1, 2) \\ \frac{q_1^{(2)}}{n_1} \cdot \frac{q_2^{(2)}}{n_2 (R_1 - R_2)^2} \cdot \frac{K_y}{(1 - \beta_1^2)^{1/2}} &= \frac{4}{9} \frac{(q_1^{(2)})^2 \beta_1^4}{n_2 R_1^2 (1 + \beta_1)^2 \varepsilon_2 \varepsilon_1}; \quad (\Delta = 3, 4) \end{aligned} \quad (2.6.16)$$

Подставляя соответствующие значения, получим:

$$\begin{aligned} 2\pi K_{opt} &= \frac{3}{2} \frac{n_2 (1 - \beta_2^2)^{1/2} (1 + \beta_2)}{\beta_2 \varepsilon_1^{1/2} \varepsilon_2^{1/2}}; \quad (\Delta = 1, 2) \\ 2\pi K_{opt} &= \frac{3}{2} \frac{n_2 (1 - \beta_1^2)^{1/2} (1 + \beta_1)}{\beta_2 \varepsilon_1^{-1/2} \varepsilon_2^{-1/2}}; \quad (\Delta = 3, 4) \end{aligned} \quad (2.6.17)$$

Это условие может быть записано и для порядкового номера частицы N в каждом из рядов возможных состояний частиц:

$$\begin{aligned} N_{opt} &= \frac{A_o n}{1 + A_o \cdot K_{opt}/2}; \quad \text{где: } A_o = \frac{3(1 - \beta_2^2)^{1/2} (1 + \beta_2)}{4\pi K_p \beta_2 \varepsilon_1^{1/2} \varepsilon_2^{1/2}}; \quad (\Delta = 1, 2) \\ N_{opt} &= \frac{A_{od} n}{1 + A_{od} \cdot K_{opt}/2}; \quad \text{где: } A_{od} = \frac{3(1 - \beta_1^2)^{1/2} (1 + \beta_1)}{4\pi K_p \beta_2 \varepsilon_1^{-1/2} \varepsilon_2^{-1/2}}; \quad (\Delta = 3, 4) \end{aligned} \quad (2.6.18)$$

Если все параметры частицы определены абсолютно точно, то число, найденное из (2.6.18), должно быть целым числом.

Результаты численного расчета, о которых далее мы будем говорить подробнее, показывают, что этому условию из всех мыслимых состояний Элементарных Частиц удовлетворяют только заряженные ЭЧ, имеющие № 19 в первом ряду возможных состояний и № 16009 в третьем ряду возможных состояний.

Соотношение всех параметров этих оптимальных частиц показывает, что в первом ряду это протон (антипротон), а в третьем ряду это электрон (позитрон). Только для этих состояний удовлетворяется (2.6.18), причем с точностью, которую позволяет расчет, найденные величины являются целыми числами.

Физический закон должен быть математически изящным.

П.А.М.Дирак

Глава 3

ВЫПОЛНЕНИЕ УСЛОВИЙ ВНУТРЕННЕЙ САМОСОГЛАСОВАННОСТИ В ТФП

§ 1. Соотношение между массой и энергией

Определим энергию поля, созданного потенциалом:

$$\varphi_{1,2} = \frac{q_1 e^{-\frac{R_1}{r}}}{r} - \frac{q_2 e^{-\frac{R_2}{r}}}{r} \quad (3.1.1)$$

Тогда:

$$E_{1,2} = \frac{1}{r^2} \left[q_1 \left(\frac{R_1}{r} - 1 \right) e^{-\frac{R_1}{r}} - q_2 \left(\frac{R_2}{r} - 1 \right) e^{-\frac{R_2}{r}} \right] \quad (3.1.2)$$

и:

$$U_E = \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty E_{1,2}^2 dV = \frac{q_1^2}{8R_1} \left[1 + \frac{q_2^2}{q_1^2} \frac{R_1}{R_2} - \frac{R_2}{R_1} \frac{q_2}{q_1} \frac{16}{\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)^3} \right] \quad (3.1.3)$$

Соответственно для магнитной составляющей получим:

$$U_H = \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty H_{1,2}^2 dV = \frac{\beta_1^2 q_1^2}{4R_1} \left[1 + \frac{\beta_2^2 q_2^2 R_1}{\beta_1^2 q_1^2 R_2} - \frac{4\beta_2 q_2}{\beta_1 q_1 \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)} \right] \quad (3.1.4)$$

Если $R_1 \approx R_2$ и $\beta_1 \approx \beta_2$, то:

$$U_E \approx \frac{(q_1 - q_2)^2}{8R_1}, \quad (3.1.5)$$

$$U_H \approx \frac{(q_1 - q_2)^2}{4R_1} \quad (3.1.6)$$

Эти предельные случаи хорошо согласуются со значениями энергии для наружного:

$$\frac{q_1^2}{2} \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{R_1}{r}\right)^2 \frac{e^{-2\frac{R_1}{r}}}{r^2} dr = \frac{q_1^2}{8R_1}, \quad (3.1.7)$$

и внутреннего

$$\frac{q_2^2}{2} \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{R_2}{r}\right)^2 \frac{e^{-2\frac{R_2}{r}}}{r^2} dr = \frac{q_2^2}{8R_2} \quad (3.1.8)$$

зарядов фундаментального поля.

В ТФП энергия, определяемая из (3.1.3) и (3.1.5), соответствует наблюдаемому электромагнитному полю, но оно не может соответствовать наблюдаемой массе, ибо за ее образование ответственны заряды фундаментального поля непосредственно не проявляющие себя в первом подпространстве.

Наблюдаемую в первом подпространстве массу должна характеризовать энергия:

$$U_m = \frac{q_1^2}{8R_1} + \frac{q_2^2}{8R_2} + \frac{\beta_1^2 q_1^2}{4R_1} + \frac{\beta_2^2 q_2^2}{4R_2} \quad (3.1.9)$$

При наличии внутреннего самосогласования теории эта энергия характеризует массу, то есть должно выполняться условие:

$$\bar{m} = \frac{U_m}{c^2} \quad (3.1.10)$$

Конечно, все параметры в этих уравнениях должны соответствовать значениям, характеризующим отображение свойств, наблюдаемых во втором подпространстве, на первое. Поэтому для получения возможности сопоставления этой формулы для массы с формулой

$$m = \frac{2S\hbar\beta_k}{R_1\epsilon}, \quad \epsilon = \begin{cases} \epsilon_1 \text{ (1. op 1) } , & \Delta = 1, 2 \\ \epsilon_2 \text{ (1. op 1) } , & \Delta = 3, 4 \end{cases} \quad (3.1.11)$$

выведенной в § 3 главы 2, мы должны записать (3.1.10) в виде:

$$\bar{m} = \frac{U_m}{c^2} B_s, \quad B_s = \frac{3}{\sqrt{2}} S \frac{K_x (1-\beta_2^2)^{1/2} \epsilon_1}{K_y (1-\beta_1^2)^{1/2} \epsilon_2^{1/2}} \quad (3.1.12)$$

Условие самосогласования требует, чтобы оба выражения для масс согласовывались между собой.

Легко видеть, что сопоставляемые уравнения не сводятся одно к другому и поэтому требование их взаимного самосогласования не носит тривиальный характер.

В таблице № 4 указаны значения отношения $\frac{\bar{m}}{m}$ для целого ряда ЭЧ. Из таблицы видно, что оба метода расчета масс ЭЧ находятся в отличном самосогласовании между собой.

Глубина этого внутреннего самосогласования характеризуется еще и тем, что значения $\bar{q}_1$ и $\frac{\bar{q}_2}{\bar{q}_1}$ найденные из формул

$$\bar{q}_1^2 = \frac{16}{3} \frac{B_s S \beta_1}{\varepsilon_2} \left\{ 1 - \frac{2}{3} (1 - \beta_1^2) + \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2} \frac{q_2^2}{q_1^2} \left[1 - \frac{2}{3} (1 - \beta_2^2) \right] \right\}^{-1} \quad (\Delta=1) \quad (3.1.13)$$

и

$$\left(\frac{\bar{q}_2}{\bar{q}_1} \right)^2 = \frac{\frac{16}{3} \frac{S \beta_2}{q_1^2 \varepsilon_2} B_s - \left[1 - \frac{2}{3} (1 - \beta_1^2) \right]}{\frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2} \left[1 - \frac{2}{3} (1 - \beta_2^2) \right]}, \quad (\Delta=1) \quad (3.1.14)$$

в сравнении со значениями для этих величин, найденных в § 2 главы 2 из формул, имеющих вид:

$$q_1^2 = 2 \frac{\sqrt{8}}{9} S Q_1^2 f^2(q_{\infty})$$

и

$$\frac{q_2^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2}{\beta_2^2} \frac{(1 + \beta_2)^2}{(1 + \beta_1)^2} \frac{n_2^2}{n_1^2} (1 + t_v)$$

также хорошо согласуются между собой. Причем и это самосогласование далеко не тривиально.

§ 2. Соотношение параметров устойчивых состояний

Мы уже упоминали, что протон, оптимальная частица первого ряда, у которой фундаментальное квантовое число $K = 7 \times 9 = 133$, и антипротон принадлежат к одному и тому же зарядовому мультиплету ТФП, следовательно характеризуются одним и тем же значением K . Однако, параметры этих частиц находятся из разных формул.

Для протона:

$$m_n = \frac{\beta_1 K_x S (1 - \beta_1^2)^{1/2}}{\beta_2 K_y \varepsilon_2 (1. \text{ор. } 1)} A_m, \quad (A_m - \text{см. табл. 7}) \quad (3.2.1)$$

$$q_{in} = q_1 f(q_{00}) \quad (3.2.2)$$

$$q_n = q_{in} \left(1 - \frac{\beta_1 (1+\beta_2) n_2}{\beta_2 (1+\beta_1) n_1} \sqrt{f(q_{00}) (1+t_v) \varepsilon_1} \right) \quad (3.2.3)$$

$$\mu = \frac{q_1}{|q_1|} \cdot \frac{2J\beta_1\beta_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (1.0p.1)} \left[\frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n} \right] \quad (3.2.4)$$

$$\cos \alpha = S \left\{ \frac{3}{4} \frac{\beta_1^3 q_1^2}{(1+\beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_1 n_2 (1-\beta_1^2)}{\beta_2 n_1 (1-\beta_2^2)} (1+t_v) f(q_{00}) \right] \right\}^{-1} \quad (3.2.5)$$

И соответственно, для антипротона:

$$m_n = \frac{\beta_1 K_x S (1-\beta_2^2)^{1/2}}{\beta_2 K_y \varepsilon_2 (1.0p.1)} A_m \quad (3.2.6)$$

$$q_{in} = q_1 \left[\frac{(1+t_v) \varepsilon_1^{1/2} (1.0p.1)}{(1+t_v)_{op} \varepsilon_2^{1/2} (1.0p.1)} \right]^{1/2} \quad (3.2.7)$$

$$q_n = q_{in} \left[1 - \frac{\beta_1 (1+\beta_2)}{\beta_2 (1+\beta_1) \sqrt{(1+t_v) f(q_{00})}} \right] \quad (3.2.8)$$

$$\mu = \frac{q}{|q|} \cdot \frac{2J\beta_1\beta_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (1.0p.1)} \left[\frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n} \right] \quad (3.2.9)$$

$$\cos \alpha = S \left\{ \frac{3}{4} \frac{\beta_1^3 q_1^2}{(1+\beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_1 n_2 (1-\beta_1^2)}{\beta_2 n_1 (1-\beta_2^2)} (1+t_v) f(q_{00}) \right] \right\}^{-1} \quad (3.2.10)$$

Аргументом для всех этих уравнений, определяющих параметры в безразмерном масштабе, является одно и то же число $K = 133$.

В таблице № 5 сведены результаты расчета параметров по этим формулам.

Мы видим, что имеется великолепное самосогласование этих параметров между собой. Ни одна другая частица и античастица первого ряда не имеют столь полного самосогласования. Это одна из причин того, что они не образуют своих устойчивых ЭЧВ и своего вакуума. ЭЧВ из всех частиц, входящих в первый ряд

возможных состояний, образуют только частица и античастица 19 состояния в этом ряду, то есть протон и антипротон.

Во втором ряду нет ни одного состояния в котором бы реализовалось столь полное самосоогласование между параметрами частицы и античастицы или между дубль-частицей и антидубль-частицей.

Условие устойчивости согласно (2.6.18) дает наилучшие значения для состояния № 5846 во втором ряду. Это состояние и можно считать оптимальным. Однако, условие устойчивости выполняется недостаточно точно и поэтому оптимальная частица второго ряда не имеет своих устойчивых ЭЧВ и, следовательно, своего вакуума. Это видно из численных значений, приведенных в таблице № 5.

Оптимальное состояние третьего ряда за № 16009 хорошо удовлетворяет условию (2.6.18) и имеет хорошее внутреннее самосоогласование между параметрами дубль-состояния:

$$m_{dn} = m \sqrt{\frac{g}{8}} \frac{S_d}{S} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{1(1.op.1)}} \quad (3.2.11)$$

$$q_{1dn} = q_{1d} \frac{\epsilon_1^{1/4} (1.op.1)}{\epsilon_{2d}^{1/4} (2.op.3)} \quad (3.2.12)$$

$$q_{dn} = q_{1dn} \left[1 - \frac{\beta_1 (1+\beta_2) n_2 (1+t_{vd})^{1/2}}{\beta_2 (1+\beta_1) n_1 \epsilon_{1d}^{1/2}} \right] \quad (3.2.13)$$

$$\mu_d = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{2J \beta_1 \beta_2}{\epsilon_{1(1.op.1)}} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_{dn}} \right] \quad (3.2.14)$$

$$\cos \alpha = S \left\{ \frac{\beta_1^3 q_1^3}{\sqrt{2} (1+\beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_1 (1-\beta_1^2) n_1 \epsilon_{1d}}{\beta_2 (1-\beta_2^2) n_2 (1+t_{vd})} \right] \right\}^{-1} \quad (3.2.15)$$

и для античастицы, параметры которой определяются аналогично параметрами антипротона по формулам:

$$m_{dn} = m \sqrt{\frac{g}{8}} \frac{S_d}{S} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{1(1.op.1)}} \quad (3.2.16)$$

$$q_{1dn} = q_{1d} \frac{g}{8} \left[\frac{1+t_{vd}}{2 S_{d.op} (1+t_{vd})_{op} \epsilon_{2d}^{1/4} \epsilon_{2(1.op.1)}} \right]^{1/2} \quad (3.2.17)$$

$$q_{dn} = q_{idn} \left[1 - \frac{\beta_1 (1 + \beta_2)}{\beta_2 (1 + \beta_1) (1 + t_{vd})^{1/2}} \right] \quad (3.2.18)$$

$$\mu_d = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{2\beta_1 \beta_2}{\epsilon_{1(op.1)}} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_{dn}} \right] \quad (3.2.19)$$

$$\cos \alpha = S \left\{ \frac{\beta_1^3 q_1^2}{\sqrt{2} (1 + \beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_1 (1 - \beta_1^2) n_2}{\beta_2 (1 - \beta_2^2) n_1} (1 + t_{vd}) \right] \right\}^{-1} \quad (3.2.20)$$

Полученные по этим формулам численные значения также приведены в таблице № 5. Из них видно, как хорошо согласуются между собой параметры у электрона и позитрона.

Представляет особый интерес тот факт, что диэлектрическая проницаемость для частиц вакуума, составленного из электрон-позитронных пар и протон-антипротонных пар, оказывается практически (в пределах точности расчета) одинаковой. Между тем величины, входящие в формулы для определения ϵ протон-антипротонного и электрон-позитронного вакуумов значительно расходятся. Поэтому согласование ϵ у этих двух основных пар античастиц имеет принципиальное значение. Оно свидетельствует о том, что в вакууме, образованном протон-антипротонными ЭЧВ и электрон-позитронными ЭЧВ одна из важнейших характеристик вакуума, непосредственно связанная с метрическими свойствами пространства, одинакова.

Хорошим примером самосогласования внутренних параметров оптимальных частиц может быть и определение угла прецессии протона и электрона не только из формулы:

$$\cos \alpha = \frac{S}{\frac{3 \beta_1^3 q_1^2}{4 (1 + \beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_1^3 n_2^2 (1 + \beta_2)^2 K_x (1 - \beta_2^2)^{1/2}}{\beta_2^3 n_1^2 (1 + \beta_1)^2 K_y (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \left(\frac{q_1^2}{q_2^2} \right)_n \right]} \quad (3.2.21)$$

но и из других условий. Косинус угла прецессии для протона, найденный из этой формулы, оказывается равным:

$$\cos \alpha = 0,954020$$

Значение этого угла можно найти и из других физических соображений. Действительно, при наличии прецессии, так сказать, "излучающей поверхностью" будет поверхность, определяемая равенством:

$$M_s = 4\pi R^2 \sin \alpha \quad ; \quad k_n = \frac{M_s}{4\pi R^2} = \sin \alpha \quad (3.2.22)$$

Это эффективная "поверхность" частицы. Условие равенства ε и μ для вакуума приводит для протона к такой простой зависимости синуса угла прецессии от других параметров частицы:

$$k_n = \sin \alpha = \frac{g \beta^4 \varepsilon_w^{3/2} A_w^3}{6\sqrt{3}} \quad (3.2.23)$$

Коэффициент A_w^3 для протона $A_w = 1$, поэтому из уравнения мы получаем:

$$\sin \alpha = 0,299744 \quad \text{и} \quad \cos \alpha = 0,954020 \quad ,$$

то есть такое же значение, какое было найдено ранее по другой формуле.

Наблюдаемый в первом подпространстве "спин" частиц есть проекция механического момента на ось прецессии, то есть,

$$J = S \cos \alpha \quad (3.2.24)$$

Подставляя соответствующие значения, мы получаем для J значение точно равное $1/2$.

Таким же получается спин у антипротона, электрона и позитрона.

Весьма примечательным является и такое самосогласование. Анализируя групповые свойства кристаллов, М.М.Протодаконов пришел к выводу, что если за структурные свойства атомов, молекул и кристаллов ответственна анизотропия электрического поля, характеризуемая углом прецессии, то для тангенсов этих углов можно получить такие формулы. Для частиц ядра, то есть для протонов:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2}{9} \sqrt{2} \cong 0,314269 \quad (3.2.25)$$

а для частиц, расположенных на атомной оболочке, то есть для электронов:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2}{7} \sqrt{2} \cong 0,4040611 \quad (3.3.26)$$

Находя из этих формул значения косинусов соответствующих углов, мы получим для протона:

$$\cos \alpha_p = 0,95399811$$

и для электрона:

$$\cos \alpha_e = 0,92717269 ,$$

то есть ранее найденные значения, полученные из совершенно иных соображений.

Весьма любопытно и то, что $\tan \alpha = \frac{2\sqrt{2}}{9} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{8}{9}}$, т.е. $\frac{1}{3}$ от множителя при массе, найденного из условий устойчивости круговых орбит.

Внешние параметры всех четырех основных частиц вещества, как видно из таблицы № 5, хорошо совпадают с известными опытными значениями, что является свидетельством соответствия эксперименту, и наряду с внутренней самосогласованностью, на наш взгляд, весьма убедительно говорит о справедливости теории.

§ 3. Мир элементарных частиц, как саморегулирующая система.

Известно, что самое совершенное образование в окружающем нас мире — живая природа — обладает одним из самых эффективных и самых эффектных свойств — способностью к самоорганизации. ТФП показывает, что эта способность не является прерогативой живой природы или планируемых сейчас самоорганизующихся искусственных кибернетических устройств.

Мир элементарных частиц является одной из самых совершенных (если не самой совершенной в веществе) систем, обладающей способностью к самоорганизации.

В предыдущем параграфе мы уже сталкивались с проявлением этого свойства. Оптимальные частицы всех трех рядов, имея различные механические моменты, сохраняют с огромной точностью одинаковой для всех частиц проекцию этого момента на ось прецессии, которая у всех частиц равна $1/2$.

Но не только оптимальные частицы обладают этим свойством. Любая частица, которая сумеет просуществовать в вакууме время достаточное для того, чтобы он успел ее нормализовать, будет иметь такой же спин. То есть мир частиц в физическом вакууме, самоорганизуясь, стремится сохранить свой спин, равный половине. И даже более того, процесс нормализации момента количества движения частиц осуществляется так, что частица, переходя из одного состояния в другое, сохраняет спин полусцелым. У всех еще не нормализованных частиц спин определяется по формуле:

$$J_i = \varepsilon \left[S_q \frac{K_{x(1.0p.0)} (1 - \beta_i^2)}{(1 - \beta_i^2)_{1.0p.1} K_x} + 0,5 \right] \quad (3.3.1)$$

Мир всех возможных состояний частиц огромен. В первом ряду имеется 113 мультиплетов, во втором ряду 33215 состояний, в третьем ряду 99532 состояния. Ничтожная часть этих состояний может проявлять себя в первом подпространстве и наблюдается в ведущихся сейчас экспериментах непосредственно. Но во втором подпространстве все эти состояния могут проявлять себя и мы будем фиксировать эти проявления косвенно. В современных квантовых теориях эти состояния получили наименование "виртуальных". В ТФП мы сохраним за ними это наименование.

Во втором подпространстве виртуальные состояния ничуть не менее "законны", нежели состояния, могущие проявляться в первом подпространстве, — нормальные состояния. Во втором подпространстве между ними нет принципиального различия. Поэтому очень важен результат, полученный в ТФП, согласно которому способность к самоорганизации свойственна всем без исключения состояниям как "нормальным", так и виртуальным. Параметры виртуальных состояний рассчитываются во втором и третьем подпространствах по тем же формулам, что и нормальные. Эти параметры также отображаются на первом подпространстве, но их нельзя, или трудно, в этом подпространстве непосредственно зафиксировать.

Поэтому представляет большой интерес способность к самоорганизации частиц, которые еще не обнаружены, как первые состояния всех рядов, обладающие очень большой массой, так и виртуальные состояния, которые непосредственно не будут наблюдаться.

В таблице № 6 приведены примеры параметров первых и последних состояний в семи рядах возможных состояний частиц. Частицы, входящие в четвертый и высшие ряды вообще не имеют нормальных состояний. Они могут проявляться только виртуально. Но часть рядов имеет достаточно устойчивые оптимальные состояния, которые могут участвовать в образовании своих частиц вакуума. Эти ЭЧВ вообще не имеют нормальных состояний и не могут образовать пар отдельно существующих нормальных (не виртуальных частиц). По мнению Н.И.Кобозева /44/ эти ЭЧВ играют существенную роль в процессах формирования памяти и мышления у высших животных.

Если дальнейшее развитие науки покажет, что Кобозев прав, то связь между самоорганизацией на уровне ЭЧ и ЭЧВ и самоорганизацией в живой природе окажется далеко не символической. Этот вопрос выходит за рамки данной работы, и мы ограничимся здесь только замечанием о том, что автор не исключает того, что указанная идея профессора Н.И.Кобозева окажется правильной.

Сколь велика способность микромира к самоорганизации видно из такого

сопоставления цифр, приведенных в таблице № 6. Заряды фундаментального поля меняются у частиц вдоль ряда и между рядами на много порядков, а разность этих зарядов, электрический заряд, практически сохраняется. Этот известный из опыта факт нигде, кроме ТФП, не находил объяснения.

То же можно сказать и о механическом моменте частиц и его проекции на ось наблюдения — спине.

Это свойство микромира и является ответственным за такие квантовые законы и необъясненные ранее факты:

а) принцип Паули, согласно которому два фермиона с одними и теми же параметрами не могут существовать в одной системе.

Этот принцип означает в ТФП невозможность совмещения центров и осей прецессии ни у одной из частиц, анизотропия фундаментального поля у которых не погашена. Такими частицами и являются все фермионы, как заряженные, так и не заряженные. Составные частицы могут взаимно скомпенсировать анизотропию своих фундаментальных полей и в первом подпространстве у этих частиц спин может быть целым. Наиболее ярким представителем составных частиц являются частицы вакуума, у которых спин равен сумме спинов частицы и античастицы, то есть равен единице. Частицы вакуума в первом подпространстве вообще не могут проявляться. Другие частицы с целым спином могут проявлять все виды взаимодействий, но они не обладают анизотропией фундаментального поля и поэтому, во-первых, безразличны к взаимному совмещению, не подчинены принципу Паули, во-вторых, не могут участвовать в формировании структурных форм вещества атомов, молекул, кристаллов и т.п., без фермионов. В то же время фермионы без бозонов могут создавать структурные формы.

б) Существование частиц с одинаковым спином, но сильно отличающимися массами.

в) Существование частиц с разными массами и характером взаимодействий, но имеющих один и тот же электрический заряд.

Число примеров внутренней самосогласованности в ТФП может быть умножено, но вряд ли в этом есть необходимость в рамках данной работы после уже сказанного в данной главе.

Глава 4

СПОСОБ И РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

§ 1. Оптимальный алгоритм для расчета параметров частиц^х

Для расчета удобно делить параметры частиц на "внутренние" и "внешние". Понимая под первыми параметры частиц во втором и третьем подпространствах, с учетом их отражения на первое подпространство, а под "внешними" параметрами — наблюдаемые в первом подпространстве.

В рамках такого несколько искусственного деления внутренние параметры могут быть найдены из решения такой системы уравнений:^{хх}

$$n_1 \beta_1 - n_2 \beta_2 = 2\pi K \quad , \quad (4.1.1)$$

$$n_1 = n + \frac{K_1}{2} \quad , \quad (4.1.2)$$

$$n_2 = n - \frac{K_1}{2} \quad , \quad (4.1.3)$$

$$n_1 = \varepsilon \left[0,5 + \frac{(1 + \sqrt{1 + 8(1 - \bar{\beta}_1^2)})^{3/2}}{4(1 - \bar{\beta}_1^2)^{3/2}} \right] \quad , \quad (4.1.4)$$

$$n_2 = \varepsilon \left[0,5 + \frac{(1 + \sqrt{1 + 8(1 - \bar{\beta}_2^2)})^{3/2}}{4(1 - \bar{\beta}_2^2)^{3/2}} \right] \quad , \quad (4.1.5)$$

$$K_1 = 2\varepsilon [\pi K + 1] \quad , \quad (4.1.6)$$

$$F(n-1) < 0 \leq F(n) < F(n+1) \quad , \quad (4.1.7)$$

$$\text{где: } F(n) = \frac{n_1}{2n} \left[(1 - \bar{\beta}_1) - \frac{n_2}{n} (1 - \bar{\beta}_2) - \frac{K_1}{n_1} \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1} \right) \right] \quad ,$$

^х Работа, изложенная в этом параграфе, выполнялась при участии А.Д.Шнаревича, А.Г.Златопольского, Б.И.Эдельмана и Ж.П.Аносовой, основной вклад внесли первые три соавтора.

^{хх} где: K, n, n_1, n_2 — целые числа.

$$(1 - \bar{\beta}_1) - (1 - \beta_1) = (1 - \beta_2) - (1 - \bar{\beta}_2) \quad , \quad (4.1.8)$$

E (*entire*) — целая часть числа.

В приведенных восьми уравнениях имеется девять неизвестных. Одному из них, целочисленному параметру K , присваиваются последовательно значения натурального ряда чисел: 1, 2, 3 ... и проверяется, при каких значениях K система из восьми уравнений с восьмью неизвестными имеет совместные корни. Число возможных решений ограничивается как предварительными, так и окончательными критериями отбора.

Для каждого K , удовлетворяющего указанным условиям, находятся определяемые в задаче величины. Часть этих величин используется для нахождения окончательного критерия отбора искомых значений вычисляемых величин.

Особенностью данного расчета является необходимость сохранения максимального числа значащих цифр, чтобы часть их не терялась в разностях между очень близкими друг к другу числами. Частично это достигается специальной записью расчетных формул, но избежать расчета с большой разрядностью не удается.

При составлении алгоритма мы пользовались таблицей формул № 7.

Алгоритм решения задачи следующий:

1. Вводится число L с требуемой степенью точности.
2. Вступает в действие первый критерий отбора (условие релятивизма):

$$A \leq \frac{1}{6\sqrt{2} K_p^2} \quad (4.1.9)$$

где: $A = 1 - \frac{2\pi K}{K_1}$

K_p (*prim*) — первые значения K в каждом ряду.

Удовлетворяющие этому критерию значения K , с одним и тем же значением A , образуют ряд кратных K_p чисел. Каждому ряду присваивается порядковый номер NS и каждому члену ряда свой номер в ряду NT .

Последний член ряда — K_{max} имеет номер, величина которого численно равна первому значению K в следующем ряду:

$$NT_{\max}[NS] = K_p[NS-1] \quad (4.1.10)$$

Поэтому для нахождения искомых рядов достаточно найти их первое значение.

На блок-схеме (рис. № 5) как более доказательный приведен вариант последовательного перебора значений K , из которых мы выбираем число, удовлетворяющее условию:

$$1 - \frac{2\pi K_p}{K_{ip}} \leq \frac{1}{6\sqrt{2} K_p^2} \quad (4.1.11)$$

Они образуют массив чисел, порождающих новые ряды $- K_p[NS]$, где $NS = 1, 2, 3 \dots$

Возможен и другой вариант, более удобный, так как для больших чисел перебор K - будет занимать большое машинное время. Поэтому для удобства расчета можно воспользоваться известными методами теории чисел.

В теории чисел известен алгоритм для нахождения наилучших приближений для любого числа X в виде:

$$\frac{P_i m + P_{i-1}}{Q_i m + Q_{i-1}} = \frac{t_i}{n_i} \quad (4.1.12)$$

где: $\frac{P_i}{Q_i}$ ($i = 0, 1, 2 \dots$) - подходящие дроби к действительному числу, т.е.

$$P_{i+1} = P_{i-1} + b_{i+1} P_i \quad (4.1.13)$$

$$Q_{i+1} = Q_{i-1} + b_{i+1} Q_i$$

где: $b_i = \epsilon[a_{i+1}]$, $a_{i+1} = \frac{1}{a_i - b_i}$, $a_0 = X$, $P_{-2} = 0$, $Q_{-2} = 1$, $P_{-1} = 1$, $Q_{-1} = 0$, $P_0 = \epsilon[X]$, $Q_0 = 1$. Величина m принимает целочисленные значения, такие, что $0 \leq m \leq b_{i+1}$.

Отношение $\frac{t_i}{n_i}$ с нечетным индексом дает приближение к X с недостатком; при четном индексе - приближение с избытком.

Можно показать, что для $\frac{t_i}{n_i}$ выполняется неравенство

$$\left| X - \frac{t_i}{n_i} \right| < \frac{1}{Q_{i-1}^2}, \quad (i > 1) \quad (4.1.14)$$

Мы интересуемся случаем приближения к 2π с избытком отношения: $\frac{K_i}{K}$. При этом наилучшие приближения будут удовлетворять условию (используя (4.1.14)):

$$1 - \frac{2\pi K_{pi}}{K_{ip i}} < \frac{1}{6Q_{i-1}^2} \quad (4.1.15)$$

где: $K_{pi} = Q_i m + Q_{i-1}$,
 $K_{ipi} = P_i m + P_{i-1}$,

K_{pi} — текущее значение K_p

Однако, полученное неравенство (как можно доказать), слабее условия релятивизма (4.1.11) и, следовательно, не каждое наилучшее приближение порождает свой ряд.

Но теперь перебор значений K сводится к проверке условия (4.1.11) для улучшения приближений, построенных согласно аппарату цепных дробей по уравнениям (4.1.12), (4.1.13).

Для каждого ряда по значению K_p находятся величины n и $(1-\beta)$, которые сохраняются для всех K в данном ряду. Они образуют массивы чисел $n[NS]$, $\beta[NS]$, где $NS = 1, 2, 3$.

Значение n должно удовлетворять условию минимальности (4.1.7), а также неравенству:

$$n_0 + 2^y > n > n_0 - 2^y; \quad y = 4 - \varepsilon \left[\frac{\lg A}{\lg 4} \right] \quad (4.1.16)$$

Это позволяет найти значение n (численно равное целому числу) методом половинного деления. Алгоритм приведен на блок-схеме (рис. № 5).

После нахождения значений $K_p[NS]$ для $NS = 1, 2, 3, 4$ (т.е. K_p и NT_{max} первых трех рядов) определяются некоторые "оптимальные" величины 1-го и 3-го рядов, присутствующие в вычислениях "внешних" параметров частиц любого ряда.

Эти величины соответствуют значениям N_{op} и N_{dop} , получаемым методом итерации. Начальное значение $N = 1$. Последовательность вычисления их представлена на блок-схеме (рис. № 5).

Для сохранения возможно большего числа знаков величины S и ε , S_d и ε_d находятся методом итерации.

Начальные значения $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_{1d} = 1$ (в случае первого ряда при нахождении N_{op} лучшими начальными значениями являются $\varepsilon_1 = \beta_1^2$, $\varepsilon_2 = \beta_2^2$). Итерации проводятся до тех пор, пока значения S и S_d не будут получены с требуемой точностью.

Каждому порядковому номеру данного ряда соответствует свой зарядовый мультиплет возможных состояний частиц.

"Жизнеспособность" того или иного вида частиц определяется по критериям существования.

Если:

$$F \leq \frac{K(1-\beta_1^2)^3}{8S} \quad (4.1.17)$$

то можно ожидать, что это K будет одним из возможных решений, и в задаче могут быть "первые" и "вторые" корни (частица и античастица).

Если:

$$F \leq \frac{K(1-\beta_2^2)^3}{8S_d} \quad (4.1.17a)$$

то при данном K могут быть "третьи" и "четвертые" корни (дубль и антидубль-частицы).

В каждом мультиплете, в принципе, возможно 8 состояний частиц, массы и заряды которых вычисляются согласно формулам таблицы № 7 (для каждой Δ , где $\Delta=1...4$).

Используя окончательный критерий отбора наблюдаемых частиц для каждой массы $m[\Delta, r]$ в виде:

$$\frac{2\left(1 - \frac{m_1[\Delta, r]}{m[\Delta, r]}\right)(1-\beta_1^2)^{1/2}}{\pi \left|1 - \frac{q_n[\Delta]}{q[\Delta]}\right| (1-\beta_1^2)^{1/2}_{1.op.1}} \geq 1 \quad (4.1.18)$$

где: $m[\Delta, r]$ - соответствующая масса для текущего номера NT , $m_1[\Delta, r]$ - та же масса, но для номера $NT+1$.

Мы отбираем только те состояния, масса частиц которых $m[\Delta, r]$ прошла этот критерий. На печать выводятся (кроме массы, прошедшей критерий) параметры, характеризующие частицу.

Пользуясь условием (4.1.3):

$$m_1[\Delta, r] = 0 \quad (\text{для } NT = NT_{max} + 1) \quad (4.1.19)$$

удобно проводить отбор наблюдаемых частиц в каждом ряду, начиная с $NT = NT_{max}$

Перед тем, как непосредственно вычислить требуемые параметры наблюдаемых частиц в каждом данном ряду, нужно найти "оптимальные" величины для этого ряда:

$$(1+t_v)_{op}; \quad (1+t_{vd})_{op},$$

которые необходимы при определении "внешних" и "внутренних" параметров частиц данного ряда.

С помощью ячейки $j=0$ происходит остановка программы. Равенство:

$$j = 0 \quad (4.1.20)$$

означает, что в найденном ряду не оказалось ни одной наблюдаемой частицы (ни одна из них не прошла критерий (4.1.18)).

Физическая и математическая основы этого алгоритма понятны из предыдущих разделов книги и материалов данного параграфа. Нам представляется только уместным обратить здесь внимание читателя на следующие особенности этого алгоритма:

1. Алгоритм не содержит ни одной величины, взятой из опыта или произвольно установленной как подгоночный коэффициент.

2. Для определения всех значений α и β в алгоритме можно использовать аппарат цепных дробей в соответствии с методикой, указанной ранее. Для проверки правомерности использования такой методики использован метод перебора $\alpha = 1, 2, 3 \dots$ с тем, чтобы выяснить, при каких β удовлетворяется условие (4.1.11). Расчет показывает полное совпадение отобранных β по обеим методикам.

3. В процессе расчета проверяется точность квазиклассического приближения (в котором ведется расчет) и решения, не удовлетворяющие этому условию, отбрасываются как неверные. Таким образом, расчет должен рассматриваться как совершенно строгий в рамках квантовой теории, поскольку он ведется по формулам квазиклассического приближения, но с точностью, которую допускают для этого расчета квантовая Теория Фундаментального Поля (ТФП).

4. Большую роль в расчете играют константы ТФП, которые характеризуют физические свойства вакуума. Эти константы определяются из параметров оптимальных частиц, в основном, первого ("протонного") и третьего ("электронного") рядов, которые и образуют основу физического вакуума. Эти величины определяются из основных расчетных формул, также без привлечения каких бы то ни было произвольных или взятых из эксперимента чисел.

5. В качестве критерия окончательного отбора частиц, параметры которых определяются данным алгоритмом, использован критерий, найденный в /3/.

Рассматриваемый здесь математический алгоритм для расчета параметров элементарных частиц отработывался на отечественных машинах. Контрольная проверка была произведена на машине американской фирмы ИБМ системы 360 модель 50. Алгоритм в таком виде является достаточным для полного решения задачи.

§ 2. Расчетные формулы и результаты вычисления параметров

ЭЧ и ЭЧВ

В предыдущих разделах данной работы был рассмотрен вывод формул для

определения всех параметров частиц. Некоторые из них пригодны непосредственно для расчета, а другим желательно придать более удобный для расчета вид, особенно учитывая методику расчета на ЭВМ, рассмотренную в предыдущем параграфе.

Для удобства выполнения указанного расчета основные расчетные формулы сведены в таблицу № 7.

В таблице расчетных формул использованы следующие обозначения:

Номер формулы состоит из порядкового номера строки и буквы, обозначающей номер столбца, например, формула для "А" имеет № 1С.

$K; K_1; A$ - фундаментальный квантовый параметр и его прямые функции.

$NS; N_{np}; K_p; K_{p1}; N$ - соответственно: номер ряда, в котором находится данный зарядовый мультиплет частиц, максимально возможный номер члена в этом ряду; первые значения K и K_1 в данном ряду; номер мультиплета в ряду.

$\beta_0; n_0; V$ - вспомогательные величины, введенные для удобства расчета.

$n_1; n_2; \beta_{1p}; \beta_{2p}$ - число "субчастиц", наблюдаемое во втором пространстве на "наружной" и "внутренней" окружностях структуры; линейные скорости их движения в C , для первого члена данного ряда.

$\Delta\beta$ - величина, характеризующая отличие линейных скоростей от среднего значения скорости $\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}$ в единицах C .

$F(n)$ - функция F , характеризующая величину неопределенности в определении β для соответствующего значения n .

$Q_1; K_x; K_y; A_1; A_2; A_m; t_1$ - вспомогательные функции.

n_w - концентрация частиц в вакууме первого подпространства.

S - механические моменты частиц для соответствующих состояний.

$\epsilon_1; \epsilon_2; \epsilon_{1d}; \epsilon_{2d}$ - эффективные диэлектрические проницаемости вакуума для разных состояний, которые имеют различное значение, вследствие того, что вакуум по разному возмущается частицами и это определяет изменение эффективных значений ϵ .

op - индекс, характеризующий принадлежность к оптимальному состоянию.

3.ор.3; 1.ор.1 - обозначения частиц в Периодическом Законе Микрочастиц: первая цифра соответствует номеру ряда, вторая номеру мультиплета (оптимальное пишется "ор"), третья - номеру состояния в данном мультиплете.

$q_1; q_2; q_{1d}$ - заряды фундаментального поля в единицах $\hbar c$.

μ - магнитные моменты в собственных магнетонах.

$m; J$ - массы и спины (проекция S на ось наблюдения).

Формулы, которые позволяют определить значение мировых констант, приведены в таблице № 8. Большую часть этих формул легко получить непосредственно из рас-

смотренных выше. Формулы, вывод которых не столь тривиален, нам представляется целесообразным вывести в этом параграфе.

По физическому смыслу постоянная излучения R_∞ , введенная Ридбергом, есть отношение максимальной частоты, которую может излучить данная частица, к скорости света, то есть:

$$R_\infty = \frac{\nu_{изл. макс}}{c} \quad (4.2.1)$$

В собственной системе координат первая гармоника, которую может излучить частица, соответствует ее собственной частоте ν_0 . На первое подпространство эта максимальная частота отобразится в виде:

$$\nu_{изл. макс} = \sqrt{\frac{g}{8}} 2S_d (1 - \beta_1^2)^{1/2} \nu_{0,1} \quad (4.2.2)$$

Поскольку:

$$R_1 = \frac{2S_d \hbar \beta_L}{mc \epsilon_{2p}} \quad \text{и} \quad \nu_{0,1} = \frac{\beta_1 c}{2\pi R_1}$$

то для R_∞ получим:

$$R_\infty = \sqrt{\frac{g}{8}} \frac{\beta_1 \epsilon_{2p} mc}{\beta_L \hbar} (1 - \beta_1^2)^{1/2} \quad (4.2.3)$$

Используя найденное значение ν_0 в (4.2.1) получим искомую формулу для R_∞ .

Подставляя соответствующие значения величин, входящих в это уравнение, для электрона (оптимальная частица третьего ряда) получим для постоянной Ридберга численное значение, приведенное в таблице и соответствующее эксперименту.

Поскольку между R_∞ и другими мировыми константами существует давно известная связь:

$$R_\infty = \frac{2\pi m_e e^4}{ch^3}, \quad (4.2.4)$$

то из (4.2.4) и (4.2.3) получим для α :

$$\alpha = \sqrt{\frac{3 \epsilon_{2p} (1 - \beta_1^2) e^4}{2}} \quad (4.2.5)$$

Эта формула, которая позволяет определить α с наибольшей точностью, поскольку содержит очень малое число входящих в нее величин, включена нами в таблицу № 8.

В таблице № 7 заряды частиц, в единицах $\sqrt{\hbar c}$ (и, следовательно, равные $\sqrt{\alpha}$) определяются из формулы:

$$q = q_1 - q_2$$

Для облегчения их сравнения между собой в таблице № 9, в которой приведены примеры результатов расчета, значение заряда, вычисленное в единицах $\sqrt{\hbar c}$, разделено на численное значение этого корня $\sqrt{\alpha} = 8,5424357 \cdot 10^{-2}$, которое получено из значения α , найденного из (4.2.5).

Формулу для вычисления константы гравитации, приведенную в таблице № 8, легко получить из содержащихся в данной работе соотношений, если учесть следующее свойство вакуума, ответственное за гравитационные взаимодействия.

В ТФП рассматривается ранее неизвестное свойство физического вакуума нашего пространства, которое в отличие от гипотезы, заложенной в основу закона Ньютона и ОТО, не является пустым и которое обеспечивает гравитационные взаимодействия между всеми телами. Это свойство позволяет не только рассчитывать само взаимодействие при любых полях, но позволяет теоретический расчет гравитационной константы и объясняет (а не постулирует, как в ОТО), почему нет различия между "гравитационной" и "инертной" массами.

Это свойство физического вакуума заключается в том, что он оказывает всестороннее давление на все элементарные частицы и составленные из них атомы, молекулы и тела. Небольшая часть этого давления экранируется любой элементарной частицей (атомом, молекулой, телом). Размер и степень прозрачности этого экрана является свойством данной частицы (атома, молекулы, тела) и зависят от их инертной массы. Поскольку телесный угол, под которым виден эквивалентный для данной частицы, полностью непрозрачный экран, обратно пропорционален квадрату расстояния, а экранирование всестороннего сжатия вызывает силы притяжения, то это свойство приводит к гравитационному взаимодействию.

Гравитационная константа целиком определяется из структурных параметров элементарных частиц и оказывается одинаковой для всех частиц. Гравитационное взаимодействие в ТФП выражается через инертную массу, и поэтому принципиально отсутствует различие между "гравитационной" и "инертной" массами.

Гравитационное взаимодействие возникает между элементарными частицами, а взаимодействие между атомами, молекулами, телами, составленными из элементарных частиц, происходит как интегральный эффект от всех элементарных частиц. В

связи с этим на расстояниях, сопоставимых со структурными размерами элементарных частиц, гравитационное взаимодействие существенно отличается от Ньютоновского и Эйнштейновского законов тяготения и характеризуется потенциалом /2/:

$$\varphi = G \frac{m_1 m_2 e^{-R/r}}{r} \quad (4.2.6)$$

У протона телесный угол, под которым "виден" его непрозрачный экран на единице длины, равен:

$$\sin \alpha = \frac{(R_1 - R_2)^2}{r_{eg}^2 \cdot \epsilon_w} \quad (4.2.7)$$

А сила всестороннего давления вакуума на протон равна:

$$F_m = \frac{e^2}{r^2} \quad (4.2.8)$$

Тогда из формулы гравитационного взаимодействия протон-протон, написанной в виде:

$$F = G \frac{m_p^2}{r^2} \quad (4.2.9)$$

имеем:

$$G = \frac{l^2}{4\pi r_{eg}^2 \epsilon_{2p}} \left(\frac{e^2}{m_p^2} \right) \quad (4.2.10)$$

что легко переходит в наиболее удобный для расчета вид:

$$G = \left(\frac{\kappa_y \beta_2}{\kappa_x \beta_1} \right)^2 \frac{9}{32 \pi^2} (\lambda_p R_\infty)^4 \frac{e^2}{m_p^2} \quad (4.2.11)$$

В таблице № 9 приведены примеры результатов расчета параметров ЭЧ по формулам, указанным в таблице № 7. Расчетные численные значения мировых констант указаны вместе с расчетными формулами в таблице № 8.

Нам представляется, что сравнение найденных теоретически численных значений с соответствующими экспериментальными величинами не требует комментариев. Быть может, имеет смысл упомянуть, что "вероятность случайных совпадений", имеющая в данном случае порядок 10^{-35} , не оставляет места для научного рассмотрения гипотезы о возможности столь "вероятного" события.

При расчете параметров элементарных частиц обнаруживается строгая закономерность, которая в /1-4/ названа "Периодическим Законом Микрочастиц" - ПЗМ. Замена термина "Элементарная Частица" термином "Микрочастица" вызвана в данном случае тем, что в упомянутом периодическом законе рассматривается главным образом часть свойств ЭЧ, которую ЭЧ проявляют в первом подпространстве. В ПЗМ не анализируются все свойства на самом деле элементарных, то есть неделимых, хотя и имеющих структуру, элементарных частиц.

Принципиальная неделимость ЭЧ понятна из физической сущности их структуры. Структурные элементы ЭЧ не могут существовать самостоятельно, так как это не локальные сущности, в которых сконцентрирована материальная субстанция, ответственная за свойства частиц, а центры симметрии, в которых проявляются свойства материальной субстанции, распределенной во всем пространстве. Понятно, что если эти свойства проявляются в структурной системе ЭЧ, то принципиально невозможно выделить, как изолированно-самостоятельно существующий объект, структурные элементы элементарных частиц фундаментального поля. Поэтому при рассмотрении закономерностей, связанных с систематизацией ЭЧ, правильно применить термин МИКРОЧАСТИЦА, абстрагируясь этим термином от всех сложностей, связанных с понятием о многоструктурной, но неделимой Элементарной Частице - ЭЧ.

На рис. № 4 приведен график зависимости наблюдаемой массы микрочастиц от фундаментального квантового числа $-K$. Обе величины взяты в логарифмическом масштабе. На графике приведены значения масс только для частиц, которые могут проявляться непосредственно, а виртуальные состояния, которые не проходят критерий отбора (подробнее см. в первом параграфе этой главы), упущены. Из графика наглядно и отчетливо видно, что существует ярко выраженная периодически повторяющаяся закономерность в свойствах частиц.

Кратные значения фундаментального квантового числа $-K$ образуют ряд частиц, которые объединены многими общими свойствами. На графике приведены частицы, принадлежащие первым трем рядам ПЗМ. Однако, как уже было выше упомянуто, следующие ряды кратных значений K соответствуют очень населенному миру виртуальных частиц, не проявляющихся непосредственно в виде самостоятельно живущих образований, но от этого не лишенных своих свойств и своей роли в процессах, протекающих в окружающем нас мире.

Перечислим основные закономерности в ПЗМ.

Внутри каждого ряда имеют место следующие закономерности:

1. Суммарное число зарядов остается неизменным ($n_1 + n_2 = const$) для всех частиц данного ряда.

2. Наружный радиус частицы монотонно растет от первого до последнего чис-

ла ряда, увеличиваясь к концу ряда. Внутренний радиус, наоборот, монотонно уменьшается к концу ряда. Увеличение наружного радиуса и уменьшение внутреннего примерно пропорционально изменению числа расположенных на них зарядов.

3. Масса частиц имеет наибольшее значение в первом состоянии и монотонно уменьшается вдоль ряда.

4. Квант действия для процессов, протекающих внутри микрочастиц, одинаков для всех членов данного ряда.

5. Абсолютные значения величин фундаментальных зарядов q_1 и q_2 самые большие у первых членов ряда и монотонно уменьшаются вдоль ряда.

Вся периодическая система состояний микрочастиц имеет такие основные закономерности:

1. В каждом ряду имеется только одно состояние, которое соответствует не только условиям неизлучения (электродинамической устойчивости), но и определенной механической устойчивости. Следовательно, наиболее устойчивых в свободном состоянии (без внешних взаимодействий) микрочастиц столько, сколько есть рядов. Это состояние в ряду мы и называем "оптимальным".

2. У всех оптимальных состояний наименьшее различие между параметрами частиц и античастиц.

3. Значения фундаментальных и электромагнитных зарядов у оптимальных частиц разных рядов очень близки друг к другу по абсолютным значениям несмотря на то, что массы оптимальных частиц существенно уменьшаются по мере увеличения номера ряда. Так, в первых трех рядах эти массы составляют ряд относительных чисел 1836; 28; 1.

4. Суммарное число структурных образований, "спрятанных" под сферой Шварцшильда и проявляющихся во втором подпространстве $n = \frac{n_1 + n_2}{2}$ растет от ряда к ряду примерно обратно пропорционально кубу массы частиц.

5. Радиусы сфер Шварцшильда растут от ряда к ряду примерно обратно пропорционально массам.

6. Скорости осцилляции во втором подпространстве растут от ряда к ряду, приближаясь к предельной скорости распространения сигнала в первом и втором подпространствах - c .

7. У всех оптимальных частиц разных рядов практически совпадают метрические свойства связанного с ними пространственно-временного континуума. То есть частицы вакуума, составленные из частиц и античастиц оптимальных состояний всех рядов, образуют однородное по своим свойствам пространство - время.

Однако, не все оптимальные частицы участвуют в создании вакуума. Так оптимальная частица второго ряда, не будучи достаточно устойчивой, не участвует в отличие, например, от оптимальных частиц первого и третьего ряда, в формировании вакуума.

Глава 5

ПРИНЦИП СООТВЕТСТВИЯ В ТФП

§ 1. Предельный переход ТФП к существующим квантовым теориям

Нетрудно видеть, что изложенная в данной работе единая, релятивистская, квантовая теория не только противоречит уже существующим теориям, но имеет предельные переходы к ним в тех областях и с теми ограничениями, которые характеризуют ту или иную из существующих теорий.

В идеологической основе всех квантовых теорий лежит принцип дополнительности Бора. Этот принцип легче всего отразить математически, используя также известное свойство некоторых видов операторов. Два оператора $\hat{P}_x$ и $\hat{X}$ могут иметь отличный от нуля, не расходящийся и конечный коммутатор $i\hbar$:

$$\hat{P}_x \hat{X} - \hat{X} \hat{P}_x = i\hbar \quad (5.1.1)$$

Взяв в качестве отправного момента гамильтонов формализм, созданный для классических теорий, и заменив по аналогии классические динамические переменные на ПРОИЗВОЛЬНО ВЫБРАННЫЕ операторы, например, так:

$$\hat{P} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x}; \quad \hat{X} \rightarrow x \quad (5.1.2)$$

мы можем с помощью этого формализма сконструировать теорию, если сумеем удачно выбрать функцию, на которую бы действовали эти операторы так, что собственные значения характеризовали бы наблюдаемые величины.

Однако, заимствовав у классических теорий гамильтонов формализм, описываемый в одном и том же пространстве, классические квантовые теории лишаются полноты описания физических объектов. Иллюзия полноты, возникшая после известной

работы фон-Неймана /45/ и укрепившаяся многолетней привычкой веры в нее, очень ограничивала области поиска новых решений. В то же время достаточно отказаться от постулата об единственности кванта действия, характеризующего коммутатор двух не коммутирующих операторов, рассматриваемых как квантовая динамическая переменная, как от "доказанной" фон-Нейманом единственности и полноты описания не остается и следа. Тот же результат получится если отказаться от постулата о полноте описания физических объектов только в одном, удовлетворяющем условию связности, гильбертовом (или другом) пространстве. Как бы ни казался "очевидным" этот постулат, его мнимая очевидность не может компенсировать отсутствие доказательности, также как в свое время "очевидность" аксиом Евклида не могла быть аргументом против возможности существования неевклидовых геометрий.

Отказ от указанных двух постулатов, на которые опирается в своих достаточно обстоятельных доказательствах фон-Нейман, делает его правильно доказанную теорему ограниченной областью, где эти постулаты имеют место.

Поскольку из всего изложенного в этой работе ясно, что ограничение постулатами об единственности пространства и кванта действия лишает теорию необходимой общности, то теорема фон-Неймана становится теоремой о границах применимости идеологии классических квантовых теорий.

Вторым искусственным ограничением классических квантовых теорий является требование жесткой релятивистской инвариантности в смысле СТО. То есть требование ковариантности всех уравнений, описывающих микромир, преобразованию Лоренца. Иными словами, требование ограничиться при рассмотрении частиц плоским пространством Минковского. Введение отличной от нуля кривизны пространства, как ясно уже из ОТО, требует перехода к более сложным преобразованиям, в которых учитываются метрические свойства пространства, где рассматривается частица. Метрические свойства пространства являются в ОТО определяющими и, конечно, пренебрежение ими при описании частиц недопустимо. В теориях, предшествующих ТФП, предполагалось, что пространства Эйнштейна характеризуют только гравитационное взаимодействие, которое на уровне элементарных частиц так ничтожно мало, что им можно пренебречь, и, следовательно, можно пренебречь и кривизной пространства. В ТФП показано, что пространство, вернее пространства, Эйнштейна описывают все виды взаимодействий, в том числе сильное, ответственное за силы внутри ядра, и сверхсильное, ответственное за силы, определяющие свойства элементарных частиц. В этих условиях кривизна пространства не может быть "мелкой поправкой", она является величиной, определяющей свойства микромира. В связи с этим требование жесткой релятивистской инвариантности по отношению к группе преобразований Лоренца, адресованное всем уравнениям, характеризующим микро-

мир — неправомерно.

В настоящее время очень большое распространение получила так называемая диаграммная техника, разработанная Р.Фейнманом. Эта техника — очень удобный и емкий способ вычисления задач, в которых релятивистская инвариантность неукоснительно выполняется. Легко понять, что без серьезной модернизации эта техника принципиально не может описать фундаментальные свойства микромира, описываемые в ТФП.

Теперь, зная области применения и возможную точность описания современных классических квантовых теорий, мы можем показать, что в этих областях к ним существует предельный переход из ТФП, являющейся более общей теорией.

ТФП и привычные квантовые теории используют разный математический аппарат. В ТФП это аппарат континуально-дискретной римановой геометрии (подробнее см. § 3 в главе 1), а в других теориях это аппарат линейных, самосопряженных, в основном, эрмитовых операторов.

Для сопоставления теорий, записанных на разных математических языках, необходим способ перехода от одного языка к другому или нахождение возможности описать одно и то же явление как на одном, так и на другом языке.

Язык операторов далеко не во всех случаях является наиболее удобным. Аналогично известному методу Хивисайда, он имеет определенную область, где его использование либо усложняет расчеты, либо затрудняет решение задачи настолько, что она практически не решается. Очень ярким примером последнего может послужить такой факт. Уже более пятидесяти лет считается, что квантовая теория атома разработана, закончена, и все дело в численных расчетах по готовым формулам. Однако, как правильно заметил М.М.Протоdjяконов /46/, для расчета атомных оболочек, например, 100² элемента таблицы Менделеева надо рассчитать многочлен, имеющий 10¹⁵⁶ членов. Понятно, что никакая электронно-вычислительная машина, или машины, за многие тысячи лет не справятся с этим фантастическим перебором чисел. Вряд ли такой результат следует считать решением проблемы, даже принципиальным. Нам представляется, что этот пример достаточно убедительно говорит об ограниченных возможностях языка операторов, на котором и записано квантовое решение задачи атомных оболочек.

С учетом всех приведенных оговорок о возможностях языка операторов, мы тем не менее покажем, что с определенной точностью основные уравнения ТФП могут быть записаны на этом языке. Уже в /2 и 3/ было показано, что фундаментальное поле допускает каноническую форму записи на языке операторов в виде:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi \quad (5.1.3)$$

однако величинам, входящим в это уравнение, дается расширенное толкование. Так, гамильтониан $\hat{H}_3$ имеет вид:

$$\hat{H}_3 = c \hat{\alpha}_3 \hat{p} + \hat{\alpha}_0 m_0 c^2 = q_3 \hat{\phi}_3 + q_3 \hat{\alpha}_3 \hat{A}_3$$

$$\vec{E}_3 = -grad \varphi_3; \quad \vec{H}_3 = rot \vec{A}_3 \quad (5.1.4)$$

где q_3 — заряд фундаментального поля. Этот гамильтониан характеризует как частицу, так и создаваемое ею поле. Точнее, либо частицу, либо поле, отражая тем самым двойственную природу микромира.

Константа действия $\hbar_3$ определяется из уравнения:

$$\hbar_3 = \frac{\hbar}{1 + \frac{U}{mc^2}} \quad (5.1.5)$$

где: U — энергия связи внутренних параметров структуры частицы, $\hbar$ — постоянная Планка.

Когда $U = 0$ и мы рассматриваем точечную бесструктурную частицу на первом уровне элементарности, то $\hbar_3 = \hbar$.

Операторы α и α_0 , входящие в (5.1.4), во втором подпространстве ($U \neq 0$ и $\hbar_3 \neq \hbar$) имеют вид:

$$\alpha_y^2 = \alpha_z^2 = \beta^2 \leq 1; \quad \alpha_x^2 = 0; \quad \alpha_0^2 = 1 - (1 - \beta^2)^{1/2}$$

$$\alpha_i \alpha_k + \alpha_k \alpha_i = 0 \quad i \neq k \quad (5.1.6)$$

$$\alpha_0 \alpha_i + \alpha_i \alpha_0 = 0$$

А если мы хотим придать им понятный в рамках ТФП физический смысл, в первом подпространстве, то можно α и α_0 записать так:

$$\alpha_0^2 = \alpha_x^2 = \alpha_y^2 = \alpha_z^2 = 1$$

$$\alpha_i \alpha_k + \alpha_k \alpha_i = 0 \quad i \neq k \quad (5.1.7)$$

$$\alpha_i \alpha_0 + \alpha_0 \alpha_i = 0$$

Но при этом α и α_0 должны рассматриваться уже как не эрмитовы операторы.^x

^x Исследование вопроса о неэрмитовых операторах проводилось совместно с Е.С.Левиным.

Неэрмитовость операторов α и $\alpha_0 = \beta$ не лишает уравнение (5.1.3) релятивистской инвариантности по отношению к преобразованию Лоренца, но значительно расширяет возможности анализа свойств частиц со спином 1/2 в сравнении с теорией Дирака, где требуется чтобы α и β удовлетворяли бы условиям эрмитовости. Так, для спина из уравнения (5.1.3) с учетом (5.1.7) и накладывая условия неэрмитовости в виде:

$$\alpha_k^* \neq \alpha_k; \quad \beta^* \neq \beta; \quad H^* = H; \quad P_k^* = P_k \quad (5.1.8)$$

Получаем:

$$Re S_i = \frac{\hbar}{2} Re \frac{\alpha_i \alpha_i}{i}; \quad Im S_i = \frac{\hbar}{2} Im \frac{\alpha_i \alpha_i}{i}$$

и:

$$(Re S_i)^2 + (Im S_i)^2 = \frac{\hbar^2}{4}$$

$$Re S_i \cdot Im S_i + Im S_i \cdot Re S_i = 0 \quad (5.1.9)$$

Легко видеть, что мнимая величина $Im S_i$, отсутствующая в первом подпространстве, характеризует, наряду с $Re S_i$, механические моменты субструктуры частиц во втором подпространстве. Это уравнение выражает то же самое, что формула для спина J в ТФП:

$$J^2 = S^2 - S^2 \sin^2 \gamma = \frac{\hbar^2}{4} \quad (5.1.10)$$

И величины, входящие в оба уравнения, имеют один и тот же физический смысл и, следовательно, характеризуют не одну частицу (электрон, например), а спектр частиц со спином 1/2.

Для первого подпространства (5.1.3) с выражением α и β в виде (5.1.7) при наложении условия эрмитовости сводятся к уравнению Дирака для электрона.

Мы видим, что снятие с уравнения Дирака искусственного требования эрмитовости операторов (матриц) α и β , существенно расширяет возможности теории Дирака, позволяя описать не только электрон, но и другие частицы со спином 1/2. Снятие же требования эрмитовости к матрицам α и β означает, что неэрмитовым операторам придается физический смысл величин, характеризующих свойства объекта в дополнительном подпространстве.

Таким образом, мы показали, что уравнение Дирака является частным случаем общего уравнения ТФП, пригодным для приближенного описания частицы в пространстве Минковского.

ТФП в отношении выбора коммутатора и оценки эрмитовости операторов во многом коррелирует с теорией когерентных состояний /42/. Анализ этой корреляции выходит за рамки данной работы.

Квантовая электродинамика /47/ значительно расширяет возможности как теории Максвелла, так и теории Дирака потому, что в ней "угаданы" и постулированы некоторые свойства вакуума, не учтенные в теории Дирака. Эти постулаты квантовой электродинамики настолько неожиданны для классических квантовых теорий, что даже П.А.М.Дирак /48/ не может до сих пор примириться с ними.

Квантовая электродинамика - КЭД - наиболее близкая по духу и построению к ТФП из всех существующих квантовых теорий. Вопрос о корреляции между ТФП и КЭД большой и выходящий за рамки данной работы. Здесь мы ограничимся показом того, как ТФП позволяет снять в КЭД ряд сохраняющихся в ней трудностей.

В КЭД потенциалы электромагнитного поля A_μ раскладываются по плоским волнам так:

$$A_\mu = \sum_{k\lambda} (c_{k\lambda} e^{ikr} - c_{k\lambda}^* e^{-ikr}) \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k \Omega}} \epsilon_{k\mu}^\lambda \quad (5.1.11)$$

В уравнение введен произвольный множитель:

$$a_k = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k \Omega}}, \quad (5.1.12)$$

физический смысл которого в рамках КЭД совершенно непонятен.

Даже более того, нет ясности в том, как трактовать входящие в этот множитель величины. Если $\hbar$ и ω_k имеют понятный физический смысл, то величина:

$$\Omega = \frac{a_k^2 2\omega_k}{\hbar}, \quad (5.1.13)$$

именуемая иногда "условным объемом", в котором заключено поле, не имеет толкования ни в рамках КЭД, ни в рамках любой другой обычно используемой теории.

В ТФП множитель (5.1.12) теряет произвол и приобретает ясный физический смысл. Поскольку в ТФП распространение электромагнитных колебаний есть возбуждение вакуума, параметры которого известны, то для Ω мы можем записать:

$$\Omega = \frac{4\pi R_t^3}{3} K_0 \quad (5.1.14)$$

Из этого уравнения физический смысл Ω становится не только понятным, но и достаточно очевидным.

Известно, что в КЭД квантовые флуктуации как и в вакууме электромагнитного поля, так и в вакууме e^+e^- электрон-позитронного поля имеют расходимости, обязанные своим существованием бесконечной энергии, связанной с этими флуктуациями. Действительно, величина:

$$W_0 = \sum_{k\lambda} \frac{\hbar \omega_k}{2} \quad (5.1.15)$$

при суммировании на бесконечное число осцилляторов дает бесконечность.

В ТФП операторам рождения C^+ и уничтожения C^- частиц в вакууме соответствует в электромагнитном вакууме акт возбуждения - восстановления ЭЧВ, а в электрон-позитронном, так же как и в протон-антипротонном вакуумах - акт рождения пары античастиц из одной частицы вакуума. В ТФП электрон-позитронный вакуум может последовательно „рождать” и „уничтожать” акт возбуждения своих ЭЧВ, но не доводя этот процесс до рождения пары. Это и есть акт рождения фотонов в этом вакууме. Каждый фотон, связанный с сохранившей свою структуру ЭЧВ, имеет спин равный единице. Если же энергия возбуждения оказывается достаточной для рождения пары электрон-позитрон, то в момент рождения происходит качественный скачок - уничтожается одна ЭЧВ, имеющая спин равный единице, и появляется две античастицы со спином $1/2$. Поведение вакуума в этом акте и связанными с ним процессами существенно другое. В терминах КЭД это уже другой электрон-позитронный вакуум.

Поэтому для полной энергии, связанной с актом рождения фотона, мы должны записать:

$$\mathcal{E}_f = \frac{\nu}{4\pi\nu_w} \int_0^\infty (E_w^2 + H_w^2) d\Omega \quad (5.1.16)$$

Откуда для энергии вакуума имеем ясное по физическому смыслу и конечное значение:

$$\mathcal{E}_w = \frac{(1-\beta_i^2)^{1/2}}{4\pi} \int_0^\infty (E_w^2 + H_w^2) d\Omega = \frac{3q_i^2(1-\beta_i^2)^{1/2}}{4R_i} \quad (5.1.17)$$

Для процесса, связанного актом уничтожения ЭЧВ и соответствующим ему актом рождения пары ЭЧ, мы должны записать соответственно:

$$\mathcal{E}(c^-) = 2mc^2 - h\nu(\beta_i^2 - \beta_z^2) \quad (5.1.18)$$

и

$$\mathcal{E}(c^+) = 2mc^2 + 2\hbar\nu(\beta_1^2 - \beta_2^2) \quad (5.1.19)$$

Так в рамках ТФП снимается одна из существенных трудностей в КЭД, связанная с наличием в ней бесконечной энергии вакуумных флуктуаций, сопутствующих единичным, и, связанным с весьма небольшим, по абсолютному значению энергиями единичных актов, протекающих в микромире.

Нам представляется, что приведенных примеров достаточно для представления о том, как в ТФП удовлетворяется принцип соответствия по отношению к известным квантовым теориям.

Быть может, стоит только дополнить сказанное, что идеология S -матричного формализма приобретает в ТФП ясную трактовку. Действительно, если согласно Гейзенбергу /49/, считать, что ЭЧ являются действительно последними неделимыми сущностями, то есть, если возвести постулаты о единственности кванта действия и пространства, в котором можно рассматривать частицы, в ранг неизбывных истин, то из ТФП ясно, что в этом случае все, что происходит под сферой Шварцшильда — становится принципиально непознаваемым. А это и есть идеология S -матрицы, согласно которой можно фиксировать только то, что происходит до начала реакции и после, а сам процесс принципиально непознаваем. В рамках ТФП частицы взаимодействуют между собой только во втором подпространстве. Понятно, что если исключить второе подпространство из рассмотрения, то остается — S -матричное рассмотрение, со всей явной неполнотой и ограниченностью возможностей. Конечно, вокруг принципиально неверной идеологии можно создать целую серию дополнительных постулатов и получать те или иные количественные результаты, но это ничем не будет отличаться от известной методики расчета солнечной системы по Птолемею с его множеством искусственно введенных эпициклов. Таких "эпициклов", вокруг идеологии S -матричного формализма напридумано уже не мало. Перспектива их дальнейшего использования, по-видимому, ясна из выше сказанного.

§ 2. ТФП и электродинамика Лоренца-Максвелла^х

Классическая электродинамика, практически завершенная еще в начале этого века, продолжает содержать два достаточно глубоких внутренних противоречия.

^х Результат, изложенный в этом параграфе, получен совместно с С.В.Измайловым.

Уравнения Лоренца-Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi\rho; & \operatorname{rot} \vec{E} &= -\operatorname{grad} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0; & \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi\rho\vec{V}}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned}$$

инвариантны относительно преобразований Лоренца, в то же время в электродинамике не выполняется теорема Лауэ, согласно которой:

$$\int T_{ik}^0 d\Omega = 0, \text{ но: } \int T_{44}^0 d\Omega = U_0 = m_0 c^2 \quad (5.2.1)$$

Действительно, для компонент четырехмерного количества движения, электромагнитного поля, порожденного зарядом, движущимся со скоростью V , имеем:

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{V}{c^2(1-\beta^2)^{1/2}} \int (T_{44}^0 - T_{11}^0) d\Omega = \frac{4}{3} \frac{V}{(1-\beta^2)^{1/2}} \frac{U_0}{c^2} \\ G_4 &= \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} \int (T_{44}^0 - \beta T_{11}^0) d\Omega = \frac{U_0}{(1-\beta^2)^{1/2}} \left(1 - \frac{\beta^2}{3}\right) \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

вместо единственно правильного в рамках СТО выражения

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{U_0 V}{c^2(1-\beta^2)^{1/2}} \\ G_4 &= \frac{U_0}{(1-\beta^2)^{1/2}} = \frac{m_0 c^2}{(1-\beta^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (5.2.3)$$

Таким образом, в релятивистски инвариантной электродинамике компоненты G_K по до сих пор невыясненным причинам не образуют четырехмерного вектора.

Вторая трудность состоит в том, что релятивистски инвариантная в рамках СТО электродинамика содержит максвелловы натяжения в вакууме, между тем как в пустом пространстве Минковского никаких натяжений не может быть.

ТФП снимает эти трудности. Действительно, в ТФП заряды фундаментального поля удерживаются во втором подпространстве силами, которые для первого подпространства являются "посторонними". Электродинамика Максвелла имеет дело только с зарядом электромагнитного поля q , который в ТФП является разностью зарядов фундаментального поля. Поэтому, в соответствии с ТФП рассмотрение только разности зарядов является существенно неполным и не может позволить описать истоки электромагнитного поля — заряды, исчерпывающим образом.

Если учесть, что наряду с тензорами самого электромагнитного поля, T_{ik}

то есть поля, связанного с зарядом $q = q_1 - q_2$, имеется еще тензор натяжений M_{ik} , ответственный за связь q_1 и q_2 между собой, то легко показать, что трудность с определением полевой массы снимается. Действительно, в этом случае:

$$\sum \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} + \sum \frac{\partial M_{ik}}{\partial x_k} = 0, \text{ т.е.} \quad (5.2.4)$$

$$\int (T_{ii}^{\circ} + M_{ii}^{\circ}) d\Omega = 0$$

и:

$$G_1 = \frac{V}{c^2(1-\beta^2)^{1/2}} \int [T_{44}^{\circ} - (T_{ii}^{\circ} - M_{ii}^{\circ})] d\Omega = \frac{V}{(1-\beta^2)^{1/2}} \frac{U_0}{c^2},$$

$$G_4 = \frac{1}{(1-\beta^2)} \int [T_{44}^{\circ} - \beta^2(T_{ii}^{\circ} - M_{ii}^{\circ})] d\Omega = \frac{U_0}{(1-\beta^2)^{1/2}} \quad (5.2.5)$$

что и требовалось доказать.

Что касается максвелловых натяжений, то они в ТФП оказываются непосредственно связанными с тензором M_{ik} , который ответствен за удержание q_1 и q_2 .

В сказанном легко убедиться из такого простого расчета. Известно, что объемная плотность всех электромагнитных сил выражается так:

$$\vec{f} = \frac{1}{4\pi} \vec{E} \operatorname{div}(\epsilon \vec{H}) - \frac{1}{8\pi} |\vec{E}|^2 \operatorname{grad} \epsilon + \frac{1}{4\pi} (\operatorname{rot} \vec{E}) \times \epsilon \vec{E} +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \vec{H} \operatorname{div}(\mu \vec{H}) - \frac{1}{8\pi} |\vec{H}|^2 \operatorname{grad} \mu + \frac{1}{4\pi} (\operatorname{rot} \vec{H}) \times \mu \vec{H} \quad (5.2.6)$$

или:

$$\vec{f} = \vec{f}_{\partial n} + \vec{f}_{\text{магн}} + \vec{f}_s \quad (5.2.7)$$

где:

$$\vec{f}_{\partial n} = \rho \vec{E} - \frac{1}{8\pi} |\vec{E}|^2 \operatorname{grad} \epsilon$$

$$\vec{f}_{\text{магн}} = \frac{1}{c} \vec{D} \times \vec{B} - \frac{1}{8\pi} |\vec{H}|^2 \operatorname{grad} \mu \quad (5.2.8)$$

$$\vec{f}_s = \frac{\epsilon \mu}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{H})$$

Откуда ясно, что плотность максвелловых натяжений в вакууме выражается так:

$$\vec{f} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{d\vec{S}}{dt} = \sum_k \frac{\partial M_{ik}^0}{\partial x_k} \quad (5.2.9)$$

В ТФП для ЭЧВ имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{S}}{dt} &= \vec{S} \frac{d\alpha}{dt} = \vec{S} \omega \\ \vec{S} &= \frac{W}{4\pi R^2 K_n} \end{aligned} \quad (5.2.10)$$

где: K_n — поверхностный коэффициент, который определяет, какую часть сферы Шварцшильда занимает "излучающая" часть частицы (см. об этом также в § 2 главы 3) и тогда:

$$|f| = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{W \omega}{4\pi R^2 K_n} \quad (5.2.11)$$

но: $\omega R = \beta c$ и, следовательно,

$$|f| = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{W \beta c}{4\pi R^3 K_n} = \frac{\epsilon \mu W}{c} \frac{\beta}{4\pi R^3 K_n} \quad (5.2.12)$$

По физическому смыслу $|f|$ есть сила, действующая на единицу объема. Очевидно, что если на одну частицу приходится объем, равный:

$$V_{0\delta} = \frac{4\pi R^3}{3} K_0$$

где: $K_0 = \frac{3 K_n}{\beta} \cos \alpha$ — объемный коэффициент, то для силы, действующей на частицу, будет иметь:

$$F_m = |f| \cdot \frac{4\pi R^3}{3} K_0 \quad (5.2.13)$$

Подставляя значение $|f|$ из (5.2.12), получим окончательно:

$$F_m = \frac{W}{c} \cdot \frac{\epsilon \mu \beta K_0}{3 K_n} \quad (5.2.14)$$

Кроме того нам известно, что вектор объемной плотности импульса можно записать:

$$\vec{P} = \frac{\vec{E} \times \vec{H}}{4\pi c^2} = \frac{\vec{S}}{c^2} \quad (5.2.15)$$

Но по физическому смыслу этого вектора должно иметь место также и равенство:

$$|\vec{P}| = \frac{mV}{\frac{4}{3}\pi R^3 k_0} = \frac{3mV}{4\pi R^3 k_0} \quad (5.2.16)$$

где величины $\vec{P}$ и k_0 имеют вышеуказанное значение.

Если преобразовать:

$$|\vec{P}| = \frac{|\vec{S}|}{c^2} = \frac{W}{4\pi R^2 c^2 k_n}$$

к виду:

$$\frac{mV}{R} = \frac{W}{c^2} \cdot \frac{k_0}{3k_n}, \quad (5.2.17)$$

и учесть, что: $\beta = \frac{V}{c}$, то для центробежной силы, рассматриваемого объекта, можно написать:

$$F_y = \frac{mV^2}{R} = \frac{W}{c} \cdot \frac{\beta k_0}{3k_n} \quad (5.2.18)$$

Сравнивая с (5.2.14) имеем для силы Максвелла, действующей на одну частицу:

$$F_m = \frac{mV^2}{R} \epsilon \mu \quad (5.2.19)$$

Таким образом максвелловы натяжения в ТФП есть силы, удерживающие заряды q_1 и q_2 , численно равные центростремительным силам, которые образует чисто полевая масса, умноженным на диэлектрические и диамагнитные постоянные вакуума.

ТАБЛИЦЫ И РИСУНКИ

- Таблица № 1. Экспериментальные данные по частицам /8/.
- Таблица № 2. Первые значения параметров K и K_1 для 10 рядов частиц могущих принципиально существовать в основных и виртуальных состояниях.
- Таблица № 3. Значения некоторых параметров в разных подпространствах.
- Таблица № 4. Отношение $\frac{\bar{m}}{m}$ для разных состояний (включая и виртуальные) первых трех рядов.
- Таблица № 5. Значения основных параметров для оптимальных состояний в первых трех рядах.
- Таблица № 6. Значения основных параметров для первых и последних состояний (включая виртуальные) для 1, 2 и 3 рядов.
- Таблица № 7. Расчетные формулы для ЭВМ.
- Таблица № 8. Расчетные формулы и результаты расчета некоторых мировых констант.
- Таблица № 9. Примеры результатов расчета по формулам таблицы № 7.
- Рисунок № 1. Схематическое изображение пространственной составляющей 3^x подпространств, образующих триединство: Пространство-Время-Вещество.
- Рисунок № 2. Условная аналогия между моделью частиц в ТФП и „геоном” Уиллера.
- Рисунок № 3. Графики потенциалов и определяемых из них величин для первого подпространства.
- Рисунок № 4. График зависимости масс частиц от K для первых 3^x рядов в логарифмическом масштабе.
- Рисунок № 5. Блок-схема расчета параметров частиц по формулам таблицы № 7. Цифры в кружочках — номера формул.
- Рисунок № 6. Спектр масс и зарядов у частиц первого ряда.

ТАБЛИЦЫ И РИСУНКИ

- Таблица № 1. Экспериментальные данные по частицам /8/.
- Таблица № 2. Первые значения параметров K и K_1 для 10 рядов частиц могущих принципиально существовать в основных и виртуальных состояниях.
- Таблица № 3. Значения некоторых параметров в разных подпространствах.
- Таблица № 4. Отношение $\frac{\bar{m}}{m}$ для разных состояний (включая и виртуальные) первых трех рядов.
- Таблица № 5. Значения основных параметров для оптимальных состояний в первых трех рядах.
- Таблица № 6. Значения основных параметров для первых и последних состояний (включая виртуальные) для 1, 2 и 3 рядов.
- Таблица № 7. Расчетные формулы для ЭВМ.
- Таблица № 8. Расчетные формулы и результаты расчета некоторых мировых констант.
- Таблица № 9. Примеры результатов расчета по формулам таблицы № 7.
- Рисунок № 1. Схематическое изображение пространственной составляющей 3^x подпространств, образующих триединство: Пространство-Время-Вещество.
- Рисунок № 2. Условная аналогия между моделью частиц в ТФП и „геоном” Уиллера.
- Рисунок № 3. Графики потенциалов и определяемых из них величин для первого подпространства.
- Рисунок № 4. График зависимости масс частиц от K для первых 3^x рядов в логарифмическом масштабе.
- Рисунок № 5. Блок-схема расчета параметров частиц по формулам таблицы № 7. Цифры в кружочках — номера формул.
- Рисунок № 6. Спектр масс и зарядов у частиц первого ряда.

Таблица № I

№	СТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ				БАРИОНЫ		МЕЗОНЫ	
	Обозначение	Опытные данные			Обозначение	Опытные данные	Обозначение	Опытные данные
		Масса (в m_e)	τ (в сек)	μ (в $\frac{h}{2\pi m_e c}$)				
1	$\bar{\nu}$	∞	стаб.		$N'/1470/$	2876	$\rho^+/765/$	1497
2	$\nu(\mu, \nu)$	∞	стаб.		$N'/1520/$	2884	$\omega^+/784/$	1534
3	e^+	1,00000	стаб.	1,0011596577	$N'/1535/$	3033	ϵ	1800
4	μ^+	206,7682	$2,1994 \cdot 10^{-6}$	1,00116816	$N'/1670/$	3263	$\pi^+/958/$	1873
5	π^+	273,141	$2,6024 \cdot 10^{-8}$		$N'/1688/$	3289	$\pi_N^+/975/$	1908,0
6	π^0	264,131	$0,94 \cdot 10^{-16}$		$N^*/1700/$	3338	S^*	1957
7	K^+	966,41	$1,2371 \cdot 10^{-8}$		$N^*/1780/$	3434	$\phi^+/1018/$	1994,3
8	K^0	974,14			$N/1860/$	3581	$R_1/1070/$	2094
9	K_s^0	$\sim 974,14$	$0,862 \cdot 10^{-10}$		$N/2190/$	4168	$B/1235/$	2413
10	K_L^0	$\sim 974,14$	$5,172 \cdot 10^{-8}$		$N/2220/$	4349	$f^+/1260/$	2483
11	η^0	1074,0			$N/2650/$	5186	$D^0/1285/$	2517
12	ρ^+	1836,103	стаб.	2,76/782	$N/3030/$	5930	$A_2/1310/$	2564
13	η	1838,040	$0,835 \cdot 10^{-3}$	-1,813148	$\Delta^+/1236/$	2413	$E/1472/$	2783
14	Δ^0	2183,13	$2,521 \cdot 10^{-10}$	-0,80	$\Delta/1650/$	3238	$f^+/1514/$	2963
15	Σ^+	2327,61	$0,800 \cdot 10^{-10}$	3,28	$\Delta/1370/$	3287	$F_1/1540/$	3014
16	Σ^0	2333,60	$\sim 1,0 \cdot 10^{-14}$		$\Delta/1890/$	3678	$A_2/1640/$	3208
17	Σ^-	2343,11	$1,484 \cdot 10^{-10}$		$\Delta/1810/$	3633	$\phi/1675/$	3256
18	Ξ^0	2572,8	$3,03 \cdot 10^{-10}$		$\Delta/1950/$	3828	$\rho/1680/$	3288
19	Ξ^-	2585,69	$1,660 \cdot 10^{-10}$		$\Delta/2420/$	4667	$S/1930/$	3777
20	Ω^-	3273,0	$1,3 \cdot 10^{-10}$		$\Delta/2850/$	5577	$K^0/892/$	1745
21					$\Delta/3230/$	6321	$K_0/1240/$	2431
22					$\Lambda^+/1405/$	2749	κ	2800
23					$\Lambda^+/1520/$	2871	$K_0/1280+1400/$	2620
24					$\Lambda^*/1670/$	3268	$K_N/1420/$	2781
25					$\Lambda^*/1690/$	3307	$L/1770/$	3450
26					$\Lambda^+/1815/$	3562		
27					$\Lambda^+/1870/$	3591		
28					$\Lambda/2100/$	4110		
29					$\Lambda/2350/$	4598		
30					$\Sigma^+/1385/$	2706		
31					$\Sigma^+/1670/$	3268		
32					$\Sigma^+/1750/$	3425		
33					$\Sigma^+/1765/$	3454		
34					$\Sigma^+/1815/$	3738		
35					$\Sigma/2030/$	3874		
36					$\Sigma/2250/$	4403		
37					$\Sigma/2455/$	4804		
38					$\Sigma/2820/$	5127		
39					$\Xi^0/1530/$	2996,6		
40					$\Xi^0/1530/$	3005,5		
41					$\Xi/1620/$	3586		
42					$\Xi/1840/$	3772		

Таблица № 2

	K_p	K_{1p}	$A = 1 - \frac{2\pi k}{K_1}$
I	7	44	$4,023 \cdot 10^{-4}$
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	I 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	44 485 467 702 853	279 510 437 053 578	$5,128 \cdot 10^{-29}$
10	136 876 735 467 187 340	860 021 893 132 138 486	$2,756 \cdot 10^{-36}$

002472

Таблица № 3

№	Подпро- странство	g_{00}			β			R		
		для m_1	для m_2	для m	для m_1	для m_2	для m	для m_1	для m_2	для m
1	$P_1 U M_1$	$1 - \beta_1^2$	$1 - \beta_2^2$	1	—	—	0	—	—	R_L
2	$P_2 U M_2$	$1 - \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2}$	$1 - \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2}$	0	β_1	β_2	β_L	$R_1 \frac{2n}{n_1}$	$R_2 \frac{2n}{n_2}$	$2R_L$
3	$P_3 U M_3$	1	1	1	$n_1 \beta_1$	$n_2 \beta_2$	—	R_1	R_2	—
4	$\frac{P_2 U M_2}{P_1 U M_1}$	$1 - \beta_1^2$	$1 - \beta_2^2$	$1 - \beta_L^2$	β_1	β_2	β_L	R_1	R_2	—
5	$\frac{P_3 U M_3}{P_2 U M_2}$	$1 - \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2}$	$1 - \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2}$	0	β_1	β_2	β_L	$R_1 \frac{2n}{n_1}$	$R_2 \frac{2n}{n_2}$	$2R_L$

1/1

Таблица № 4

№ ряда	номер /N/ в ряду	Частицы		Дубль-частицы	
		ч $\Delta=1$	а $\Delta=2$	ч $\Delta=3$	а $\Delta=4$
I-й ряд	I	0,999570	0,999065	0,999480	0,999743
	I9	0,999990	0,999995	0,994897	I,00809
	36	0,997248	I,01134	0,988562	I,02586
	II3	0,914944	I,10215	0,899526	I,14973
2-й ряд	I	I,00000	I,00000	I,00000	I,00000
	47	I,00000	I,00003	0,999968	I,00012
	5846	I,00001	I,00336	0,996190	I,01313
3-й ряд	I	I,00000	I,00000	I,00000	I,00000
	72	I,00000	I,00001	0,999982	I,00006
	I6009	0,999961	I,00125	0,996128	I,01099

002472

002472

Таблица № 5

№ ряда Параметры	1 ряд ($N_{opt}=19$)				2 ряд ($N_{opt}=5846$)				3 ряд ($N_{opt}=16009$)			
	частица		дубль-частица		частица		дубль-частица		частица		дубль-частица	
	ψ ($\Delta=1$)	α ($\Delta=2$)	ψ ($\Delta=3$)	α ($\Delta=4$)	ψ ($\Delta=1$)	α ($\Delta=2$)	ψ ($\Delta=3$)	α ($\Delta=4$)	ψ ($\Delta=1$)	α ($\Delta=2$)	ψ ($\Delta=3$)	α ($\Delta=4$)
m	1836,099	1836,097	1947,15	1941,15	-	26,7373	28,3564	-	-	1,00016	1,00000	-
q_1	1,24052	-1,24059	-1,27771	1,27763	-	1,20321	1,27543	-	-	1,20273	1,23793	-
q	1,00000	-1,00002	-1,10568	1,01507	-	0,999843	-1,00100	-	-	1,00003	-1,00000	-
J	0,500005	0,500005	0,496826	0,503092	-	0,500	0,500	-	-	0,500	0,500	-
μ	2,792785	-2,79288	-2,65688	3,01304	-	1,02992	0,968312	-	-	1,00286	1,00116	-
$\varepsilon_1(\varepsilon_{1d})$	0,997676		0,997809		0,997751		0,997879		0,997752		0,997880	
$\varepsilon_2(\varepsilon_{2d})$	0,997445		0,997591		0,997527		0,997668		0,997529		0,997670	

№ п/п	1 pag						2-я pag						3 pag						№1
	всего			губ.- восточная			всего			губ.- восточная			всего			губ.- восточная			
	u (a+0)	o (a+1)	o (a+2)	u (a+1)	o (a+2)	o (a+3)	u (a+1)	o (a+2)	o (a+3)	u (a+1)	o (a+2)	o (a+3)	u (a+1)	o (a+2)	o (a+3)	u (a+1)	o (a+2)	o (a+3)	
m	344007	344007	364701	364723			1451262	8451260	1538037	1538937			140031	140031	140031	140031	140031	140031	
g ₁	232240	-217117	-239195	239181			-657511	629540	718230	697337			-177416	172274	172274	190864	190864	190864	
g ₂	0,949257	-1,01527	-1,06777	1,02960			1,00037	1,00001	-0,999964	0,999397			0,997668	0,999902	0,999902	-0,9999704	0,9999664	0,9999664	
J	0,500000	0,499999	0,500000	0,500189			0,500014	0,500002	0,500013	0,500000			0,500006	0,500001	0,500001	0,500005	0,500000	0,500000	
μ	3110-6	-2,04984	-2,93977	3,03321			-0,977587	1,02648	0,971353	1,03267			-1,00470	1,00046	1,00046	1,00128	1,00340	1,00340	
ε _{0,0}	0,999876		0,999885				1,000000		1,000000				1,000000		1,000000		1,000000		
ε _{0,1}	0,999866		0,999874				1,000000		1,000000				1,000000		1,000000		1,000000		
Σ	N = 113						N = 3213						N = 99532						
m	268234	268220	268389	268101			625401	4252609	6534203	65337019			0,208655	0,2086000	0,2086000	0,221345	0,221300	0,221300	
g ₁	0,182523	-0,245405	-0,182016	0,182008			-0,237067	0,312389	0,359023	0,251492			-0,213782	0,297139	0,297139	0,233585	0,233571	0,233571	
g ₂	0,898690	-0,851134	-0,951274	0,861768			0,967359	1,00486	-1,00658	1,02224			1,00567	1,01080	1,01080	-1,01172	1,01066	1,01066	
J	0	0	0	0			0	0	0	0			0	0	0	0	0	0	
μ	1,84810	-2,81393	-1,77066	2,86242			-0,969371	1,04183	0,853846	1,03765			-1,01466	1,01144	1,01144	1,00089	1,00362	1,00362	
ε _{0,0}	0,982742		0,983717				0,990439		0,990984				0,989920		0,989920		0,990495		
ε _{0,1}	0,980854		0,982126				0,989495		0,990094				0,989927		0,989927		0,990357		

Таблица № 7

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ЭВМ

№ п/п	параметры	A	B	C	D
1	K, K_1, A	$K = 1; 2; 3; \dots$	$K_1 = 2[\varepsilon(\pi K) + 1]$	$A = (1 - \frac{2\pi K}{K_1})$	$6\sqrt{2}A \leq K_1^{-2}$
2	NS, N_m, K_p, K_{1p}	$NS (N: \text{ряды}) = \text{порядковому } N: A$	$K_p \left\{ \begin{array}{l} \text{первое значение } K \\ K_{1p} \text{ и } K_1 \text{ в каждом ряду} \end{array} \right.$	$N = \frac{K}{K_p}$ номер состояния в ряду	$N_{max} = K_p(N_m - 1)$
3	β_0, n_0, n	$(1 - \beta_0^2) \approx 6A$	$n_0 = \varepsilon \left\{ 0.5 + \frac{[1 + \sqrt{1 - 8(1 - \beta_0^2)}]^{1/2}}{4(1 - \beta_0^2)^{1/2}} \right\}$	$n_0 + 2^j > n > n_0 - 2^j$	$j = 4 - \varepsilon \left(\frac{\lg A}{\lg 4} \right)$
4	$n_1, n_2, \beta_1, \beta_2$	$n_1 = n + \frac{K_1}{2}$	$n_2 = n - \frac{K_1}{2}$	$(1 - \beta_{1p}^2) = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{n_1} \right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{2}{n_1} \right)^{1/2} \right]$	$(1 - \beta_{2p}^2) = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{n_2} \right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{2}{n_2} \right)^{1/2} \right]$
5	$\Delta\beta, \beta_p, \beta_n, f, f_n$	$\Delta\beta = \frac{K_1 [(1 - \beta) - A]}{2n}$	$(1 - \beta) = \frac{(1 - \beta_{1p}) + (1 - \beta_{2p})}{2}$	$f = \frac{\beta_1}{2n_1} \left[(1 - \beta_1) - (1 - \frac{K_1}{n_1})(1 - \beta_2) - \frac{K_1 A}{n_1} \right]$	$f_{1n} - q = f_{1n} - f_{1n-1}$
6	$\beta_2, \beta, \beta_1, \beta_2$	$(1 - \beta_2) = (1 - \beta) + \frac{3(\Delta\beta)^2}{2\beta}$	$\frac{R_2}{R_1} = \frac{\beta_2 n_2}{\beta_1 n_1}$	$(1 - \beta_2) = (1 - \beta) - \Delta\beta$	$(1 - \beta_2) = (1 - \beta) + \Delta\beta$
7	K_x, Q_1, K_y, n_w	$K_x = n_2(1 - \beta_2^2)^{1/2}$	$Q_1^2 = \frac{3K_1^2}{2K_p \beta_1^2 (1 - \beta_1^2)}$	$K_y = n_2(1 - \beta_2^2)^{1/2}$	$n_w = \frac{1}{8\pi^2 R_1^2}$
8	A_1, A_2, A_n	$A_1 = \left[\frac{K_1 \beta_1 S}{K_y \beta_2} (1 - \beta_1^2) \right]_{1, \text{оп.1}}$	$A_2 = \left[\frac{K_2 \beta_2 S}{K_y \beta_1^2} (1 - \beta_2^2) \right]_{1, \text{оп.1}}$	$A_n = \left[\frac{\beta_1 K_y \varepsilon_{11(\text{оп.1})}}{\beta_1 K_y S_0 (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \right]_{1, \text{оп.3}}$	$f(q_{00}) = \left[\frac{f_n \varepsilon_{11}^2 (1 + \varepsilon_{11})}{n_1} \right]_{1, \text{оп.1}}$
		Частицы ($\Delta = 1$) Античастицы ($\Delta = 2$)	Дубльчастицы ($\Delta = 3$) Антидубльчастицы ($\Delta = 4$)	Первое состояние Нейтральное состояние	
9	t_y, t_{yd}	$t_y = \frac{n K_1 [(1 - \beta_1) - A]}{2\pi n_2 K_x}$	$t_{yd} = \frac{8}{9} \varepsilon_{1d}^2 t_y$ при $NS=2$ $\varepsilon_{1d}=1$	-	-
10	S, S_1, S_0	$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\beta_1^2 Q_1^2}{(1 + \beta_1^2)} \left[1 + \frac{\beta_1 n_2 (1 - \beta_1^2)(1 + t_y) \varepsilon_{1d}}{\beta_1 n_1 (1 - \beta_1^2) f(q_{00})} \right]_{\Delta=1}$	$S_d = \frac{\beta_1^2 Q_1^2}{\sqrt{2} (1 + \beta_1^2)} \left[1 + \frac{\beta_1 n_2 (1 - \beta_1^2)(1 + t_y) \varepsilon_{1d}}{\beta_1 n_1 (1 - \beta_1^2)} \right]_{\Delta=3}$	$S_1 = \sqrt{\frac{2}{3}} S_0$	$S_0 = \Delta \beta_1 \varepsilon_{1d}$ $\varepsilon_{1d} = \varepsilon_{11(\text{оп.1})} \Delta=1; 2$ $\varepsilon_{1d} = \varepsilon_{11(\text{оп.1})} \Delta=3; 4$
11	$\varepsilon_1, \varepsilon_{1d}$	$\varepsilon_1 = (1 + A_1 \frac{\beta_1 K_y}{\beta_1^2 K_x S})^{-1}$	$\varepsilon_{1d} = (1 + A_1 \sqrt{\frac{\beta_1 K_y}{\beta_1^2 K_x S_d}})^{-1}$	-	-
12	$\varepsilon_2, \varepsilon_{2d}$	$\varepsilon_2 = (1 + A_2 \frac{\beta_2 K_y}{\beta_1^2 K_x S})^{-1}$	$\varepsilon_{2d} = (1 + A_2 \sqrt{\frac{\beta_2 K_y}{\beta_1^2 K_x S_d}})^{-1}$	-	-
13	$N_{op}, N_{dop}, A_0, A_{0d}$	$N_{op} = \varepsilon \left(\frac{A_0 n}{1 + \frac{A_0 K_y}{2}} + 0.5 \right)$, где: $A_0 = \frac{3(1 - \beta_1^2)^{1/2} (1 + \beta_1)}{4\pi K_p \beta_1^2 \varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}$	$N_{dop} = \varepsilon \left(\frac{A_{0d} n}{1 + \frac{A_{0d} K_y}{2}} + 0.5 \right)$, где: $A_{0d} = \frac{3(1 - \beta_1^2)^{1/2} (1 + \beta_1)}{4\pi K_p \beta_1^2 \varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}$	-	-
14	$q_1, q_{1d}, q_{1n}, q_{1dn}$	$q_1 = A_2 (2S)^{1/2} q_1 f(q_{00})$; $\Delta=1$; $A_2 = \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^{1/2}$; $NS=1$ $q_{1d} = A_2 (2S)^{1/2} q_1$; $\Delta=2$; $A_2 = \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^{1/2}$; $NS=1$ $q_{1n} = q_1 f(q_{00})$; $\Delta=1$; $\varepsilon = \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^{1/2}$; $NS=1$ $q_{1dn} = q_1 \left[\frac{(1 + t_y) \varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}{(1 + t_y) \varepsilon_{1d}^2} \right]^{1/2}$; $\Delta=2$; $\varepsilon = \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^{1/2}$; $NS=2$	$q_{1d} = + (2S)^{1/2} q_1 \frac{\varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}{\varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}$; $\Delta=3$; $q_{1n} = - (2S)^{1/2} q_1$; $\Delta=4$; $q_{1dn} = q_{1d} \frac{\varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}{\varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}$; $\Delta=5$; $q_{1n} = q_1 \frac{9}{2S_{op} (1 + t_y)_{op} \varepsilon_{1d}^2 \varepsilon_{2d}^2}$; $\Delta=4$; $\varepsilon = \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^{1/2}$; $NS=2$	$q_1 = q_1$ $q_{1d} = q_{1d}$	$q_0 = q_1$ $q_{0d} = q_{1d}$

Продолжение таблицы № 7

		A	B	C	D
№№	параметры	Частицы ($\Delta=1$) Античастицы ($\Delta=2$)	Дубльчастицы ($\Delta=3$) Антидубльчастицы ($\Delta=4$)	Первое собственное состояние	Нейтральное состояние
15	$\frac{q_1^2}{q_2^2}$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_d$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_n$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_{dn}$	$\frac{q_1^2}{q_2^2} = \frac{\beta_1^2(1+\beta_2)^2 n_1^2 \epsilon_1}{\beta_1^2(1+\beta_1)^2 n_1^2 (1+t_1)}; \Delta=1$ $\frac{q_1^2}{q_2^2} = \frac{\beta_1^2(1+\beta_2)^2}{\beta_1^2(1+\beta_1)^2 (1+t_1)}; \Delta=2$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_n = \frac{q_1^2}{q_2^2} f; \Delta=1; f = \frac{f(q_{00})}{f(q_{00})NS-2:3}$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_{dn} = \frac{q_1^2}{q_2^2} \frac{1}{f(q_{00})}; \Delta=2$	$\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_d = \frac{\beta_1^2(1+\beta_2)^2 n_1^2}{\beta_1^2(1+\beta_1)^2 \epsilon_1 n_1^2 (1+t_1)}; \Delta=3$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_d = \frac{\beta_1^2(1+\beta_2)^2}{\beta_1^2(1+\beta_1)^2 (1+t_1)}; \Delta=4$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_{dn} = \left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_d; \Delta=3$ $\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_{dn} = \left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_d; \Delta=4$	$\left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right) = \left(\frac{q_1^2}{q_2^2}\right)_q$	$\frac{q_1^2}{q_2^2} = 1$
16	q, q_c q_n, q_{dn}	$q = q_1(1 - \frac{q_2^2}{q_1^2})$ $q_n = q_{1n}(1 - \frac{q_2^2}{q_1^2})$	$q_d = q_{1d}(1 - \frac{q_2^2}{q_1^2})$; $ \frac{q_2^2}{q_1^2} > 1$ $q_{dn} = q_{1dn}(1 - \frac{q_2^2}{q_1^2})$; $ \frac{q_2^2}{q_1^2} > 1$	$q_n^2 = q_q^2$	$q_n^2 = 0$
17	μ μ_d μ_o	$\mu = \frac{q_1}{q_2} \frac{2J\beta_1\beta_2}{\epsilon_1\epsilon_2(1+\beta_1)} \left[\frac{\epsilon_1\beta_1R_2}{\epsilon_2\beta_2R_1} + \frac{1 - \frac{\epsilon_1\beta_1R_2}{\epsilon_2\beta_2R_1}}{1 - \frac{q_2^2}{q_1^2}} \right]$	$\mu_d = \frac{q_1}{q_2} \frac{2J\beta_1\beta_2}{\epsilon_1\epsilon_2(1+\beta_1)} \left[\frac{\beta_1R_2}{\beta_2R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_1R_2}{\beta_2R_1}}{1 - \frac{q_2^2}{q_1^2}} \right]$	$\mu_i = \mu_q$	$\mu_o = \frac{q_1}{q_2} \frac{2J\beta_1\beta_2}{\epsilon_1\epsilon_2} \frac{1 - \frac{\beta_1R_2}{\beta_2R_1}}{1 - \frac{q_2^2}{q_1^2}}$ $\epsilon = \left \frac{\epsilon_{1,2}(1+\beta_1)}{\epsilon_{1,2}(1+\beta_2)} \right ; \Delta=1,2$ $\epsilon = \left \frac{\epsilon_{1,2}(1+\beta_1)}{\epsilon_{1,2}(1+\beta_2)} \right ; \Delta=3,4$
18	m, m_d m_i, m_o m_n, m_{dn} m_{in}, m_{on}	$m = \frac{\beta_1 K_x S (1 - \beta_1^2)^{1/2}}{\beta_2 K_y \epsilon_2} A_m$ $m_n = m \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2(1+\beta_1)}$	$m_d = m \frac{S_d \sqrt{g}}{S} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{2d}}$ $m_{dn} = m_d \frac{\epsilon_{2d}}{\epsilon_{2d}(1+\beta_1)}$	$m_i = \sqrt{\frac{g}{S}} m_q$ $m_{in} = \sqrt{\frac{g}{S}} m_{qn}$	$m_o = m_q \frac{\epsilon_2^{1/2}}{\epsilon_1}$ $m_{on} = m_{qn} \frac{\epsilon_2^{1/2}}{\epsilon_1}; \epsilon = \left \frac{\epsilon_{1,2}(1+\beta_1)}{\epsilon_{1,2}(1+\beta_2)} \right ; \Delta=1,2$ $\epsilon = \left \frac{\epsilon_{1,2}(1+\beta_1)}{\epsilon_{1,2}(1+\beta_2)} \right ; \Delta=3,4$
19	J, J_d J_i, J_o	$J = S \sqrt{\frac{A_1 q_1^2}{\epsilon_1^2 (1+\beta_1)^2} + \frac{A_2 q_2^2}{\epsilon_2^2 (1+\beta_2)^2} \left(\frac{q_1^2}{q_2^2} \right)^{1/2}}$ $2ge: A_1 = \sqrt{\frac{g}{S}}; A_2 = \frac{K_x(1-\beta_1^2)^{1/2}}{K_y(1-\beta_2^2)^{1/2}}$	$J_d = S \sqrt{\frac{A_{1d} q_1^2}{\epsilon_1^2 (1+\beta_1)^2} + \frac{A_{2d} q_2^2}{\epsilon_2^2 (1+\beta_2)^2} \left(\frac{q_1^2}{q_2^2} \right)^{1/2}}$ $2ge: A_{1d} = 1; A_{2d} = \frac{K_x(1-\beta_1^2)^{1/2}}{K_y(1-\beta_2^2)^{1/2}}$	$J_i = \epsilon \left[\frac{K_{x(1+\beta_1)}(1-\beta_1^2)}{(1-\beta_2^2)(1+\beta_1)} K_x \right] + 0.5$	$J_o = J_q$
20	τ τ_d τ_i τ_o τ_n τ_{dn} τ_{in} τ_{on}	$\tau = \frac{4S(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$ $\tau_n = \frac{4S(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$	$\tau_d = \frac{4S_d(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$ $\tau_{dn} = \frac{4S_d(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$	$\tau_i = \frac{4S_i(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$ $\tau_{in} = \frac{4S_i(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$	$\tau_o = \frac{4S_o(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$ $\tau_{on} = \frac{4S_o(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{S_d(1+\beta_1) \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)}$
21	τ_{kp}	$\frac{2(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{\pi \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)} \geq 1; \Delta=1,2$	$\frac{2(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{\pi \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)} \geq 1; \Delta=3,4$	$\frac{2(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{\pi \left 1 - \frac{q_2^2}{q_1^2} \right (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)} \geq 1$	$\frac{2(1 - \frac{m_0(u+1)}{m_0(u)}) (1-\beta_1^2)^{1/2}}{\pi (1-\beta_1^2)^{1/2}}_{(1+\beta_1)} \geq 1$

002472

Таблица № 8

№	Обозначение	Расчетная формула	Расчитанная величина
1	Концентрация протон-антипротонного вакуума	$n_w = \frac{1}{8\pi^2 R_1^3}; \quad (z=1)$	$n_w = 1,545\,41 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$
2	Скорость распространения сигнала в вакууме	$c_z = \sqrt{\frac{y}{\rho}}; \quad \text{где:}$ $y = \frac{m \beta_1^2 c^2}{8\pi^2 R_1^3 \epsilon_w}; \quad \rho = \frac{m}{8\pi^2 R_1^3}; \quad (z=1)$	$c_z = c \quad \frac{\text{см}}{\text{сек}}$
3	Инвариант действия	$\hbar_z = \frac{4\pi^2 \bar{q}_1^2 \beta_1^2}{3c_z (1+\beta_1)^2}; \quad (z=1)$	$\hbar_z = \hbar \quad \text{эрг} \cdot \text{сек}$
4	Константа гравитационного взаимодействия	$G = A_g \frac{9}{32\pi^2} (\lambda_p R_\infty)^4 \frac{e^2}{m_p^2};$ $A_g = \left(\frac{K_y \cdot \beta_2}{K_x \cdot \beta_1} \right)^2 = 1,000888^*$	$G = 6,673\,39 \cdot 10^{-8} \frac{\text{см}^3}{2 \cdot \text{сек}^2}$
5	Константа слабого взаимодействия	$\alpha_1 < \frac{\alpha}{n_1^2}; \quad *) \quad (z=1)$	$< 2,5 \cdot 10^{-8} \alpha$ для протона
6	Константа электромагнитного взаимодействия	$\alpha = \sqrt{\frac{3\epsilon_w (1-\beta_2^2)^{1/2}}{2^{1/2}}}; \quad (z=1)$	$\alpha = 7,297\,320 \cdot 10^{-3} = \bar{q}_n^2$
7	Константа сильного взаимодействия	$\alpha_2 = \frac{(q_1 + q_2)^2}{\hbar_z \cdot c_z}; \quad (z=2)$	$\alpha_2 = 5,147\,23$ для протона
8	Константа сверхсильного взаимодействия	$\alpha_3 = \alpha_2 \frac{8n_1^2}{K} \quad *) \quad (z=3)$	$\alpha_3 = 2,410\,16 \cdot 10^8$ для протона
9	Постоянная Ридберга	$R_\infty = \sqrt{\frac{g}{8}} \cdot \frac{\beta_1 \epsilon_w m_e c}{\hbar_z} (1-\beta_1^2)^{1/2}; \quad (z=1)$	$R_\infty = 1,097\,38 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для электрона

№№	ОБОЗНАЧЕНИЕ		m (δm_e)		J	
	СТАРОЕ	НОВОЕ	ТЕОРИЯ	ОПЫТ	ТЕОРИЯ	
1	e	e^-	3.opt	1,00000	1,00000	0,500
2		e^+	3.opt	1,00016	1,00	0,500
3	?	$?^+$	2.opt	26,7373	?	0,500
4		$?^-$	2.opt	28,3564	?	0,500
5	μ	μ^+	3.72.4	206,305	206,7682/14/	0,500
6		μ^-	3.72.3	206,308	206,7682/14/	0,500
7	π	π^+	1.113.1	273,733	273,141/23/	0
8		π^-	1.113.2	273,717	273,141/23/	0
9		π^0	1.113.5	269,610	264,131/24/	0
10	K	K^+	1.36.1	966,467	966,41/20/	0
11		K^-	1.36.2	966,463	966,41/20/	0
12		K_s^0	1.36.5	971,401	974,14/30/	0
13	K_L^0		2.149.6	973,519	974,14/30/	0
14	η^0		2.135.6	1074,27	1074,0/12/	0
15	p, n	p^+	1.opt	1836,10	1836,109/16/	0,50000
16		p^-	1.opt	1836,10	1836,109/16/	0,50000
17		n	1.19.16	1838,66	1838,640/16/	0,50000
18		$\bar{n}$	1.19.5	1838,66	1838,640/16/	0,50000
19	Λ^0		2.75.15	2181,06	2183,13/11/	0,500
20	Σ	Σ^+	1.15.1	2322,32	2327,61/23/	0,500
21		Σ^0	1.15.5	2325,56	2333,60/22/	0,500
22	Σ^-		2.62.2	2342,64	2343,11/21/	0,500
23	Ξ^0		2.60.14	2574,05	2572,8/14/	0,500
24	Ξ^-		2.56.2	2586,87	2585,69/31/	0,500
25	Ω^-		2.47.3	3276,33	3273,0/10/	1,50 /?/
26	φ	φ^+	2.110.12	1485,94	1497,7/20/	1,00 /?/
27		φ^-	2.110.11	1486,04	1497,7/20/	1,00 /?/
28	$\Phi_{(1019)}^0$		2.73.6	1992,70	1994,3/10/	1,00

$\hbar$	q_1^2 (в $\hbar c$)		$q = (q_1 - q_2)$ (в $\sqrt{\alpha \hbar c}$)		μ (в $\frac{e \hbar}{2mc}$)	
ОПЫТ	ТЕОРИЯ	ОПЫТ	ТЕОРИЯ	ОПЫТ	ТЕОРИЯ	ОПЫТ
0,5	1,53228		-1,000	-1,0000	1,00116	1,00116
0,5	1,53228		1,000	1,0000	1,00286	/?/
?	1,44570		0,9998	?	1,02992	?
?	1,53350		-0,9964	?	-0,968312	?
0,5	70288,2		0,9997	1,00	1,00340	1,00117
0,5	70288,2		-0,9997	-1,00	1,00127	1,00117
0	0,033315		0,8987	1,00	0	?
0	0,033315		-0,8591	-1,00	0	?
0	0,033315		0	0	0	?
0	0,429057		1,020	1,00	0	?
0	0,429057		-0,9813	-1,00	0	?
0	0,429057		0	0	0	?
0	2069,50		0	0	0	?
0	2520,52		0	0	0	?
0,5	1,53889		1,00000	1,000000/1/	2,792785	2,792782/17
0,5	1,53889		-1,00002	-1,000000/1/	-2,79288	?
0,5	1,53889		0	0	-1,91365	-1,913148
0,5	1,53889		0	0	1,91355	?
0,5	8654,96		0	0	-0,971511	-0,80/7/
0,5	2,45950		0,9930	1,00	2,85784	3,28/58/
0,5	2,45950		0	0	1,95300	?
0,5	11938,6		-1,000	-1,00	1,02652	?
0,5	12747,4		0	0	1,02652	?
0,5	14632,7		1,000	1,00	1,02652	?
1,5	22030,8		-1,000	-1,00	0,971527	?
1	4025,36		1,000	1,00	1,03269	?
1	4025,36		-1,000	-1,00	0,971422	?
1	8612,99		0	0	0,026880	?

13/5

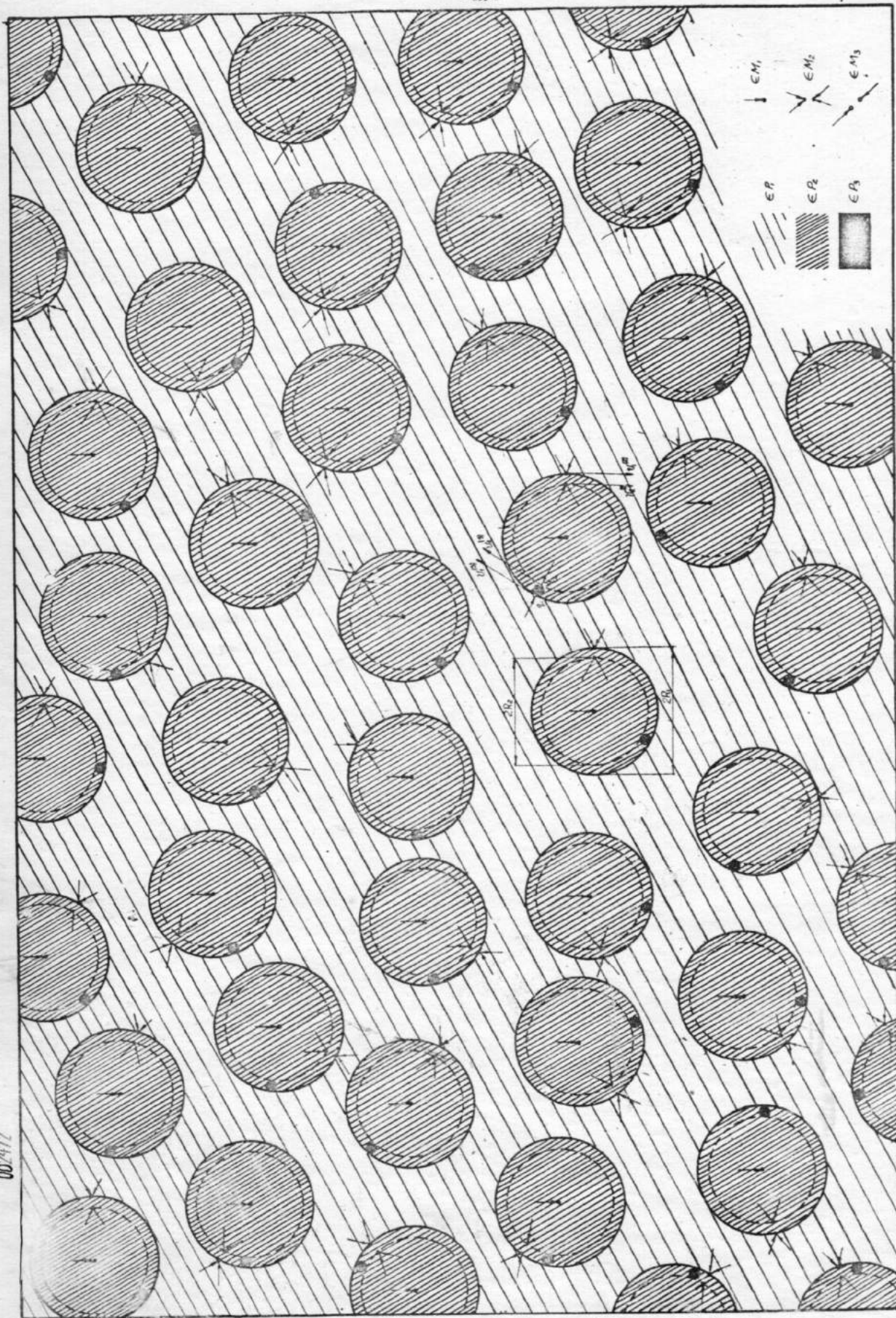
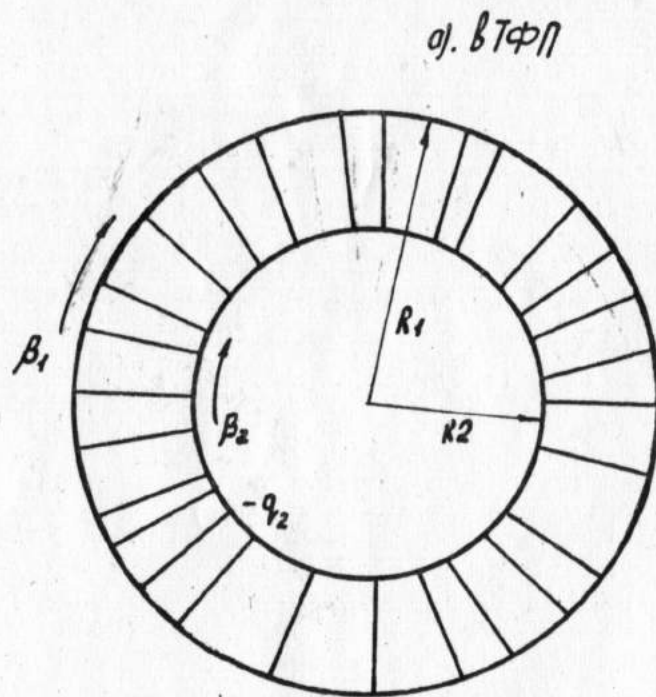


Fig. - I

007472



активная область — стоячие волны.

002472

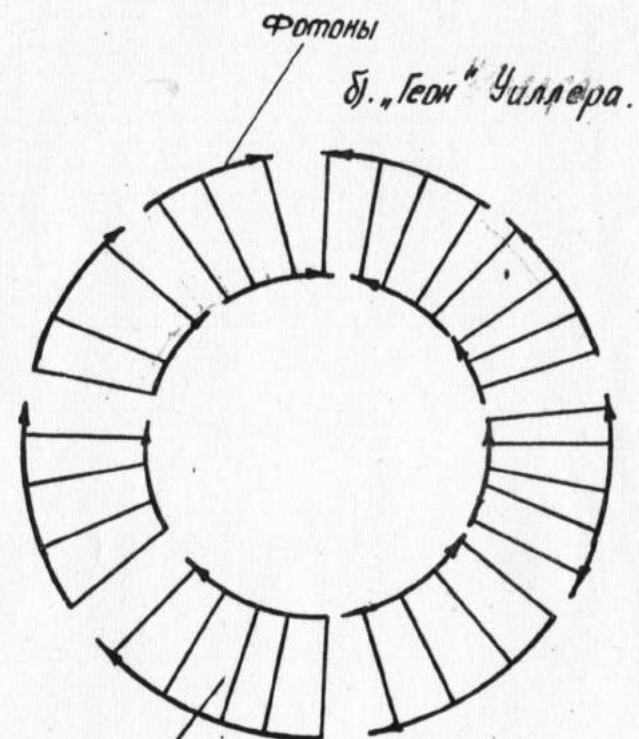
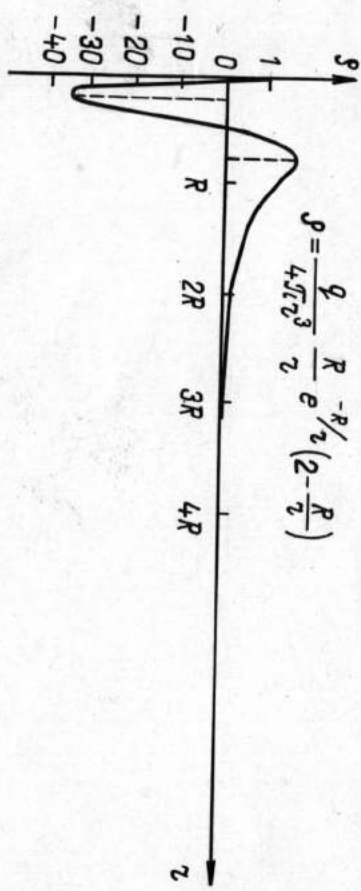
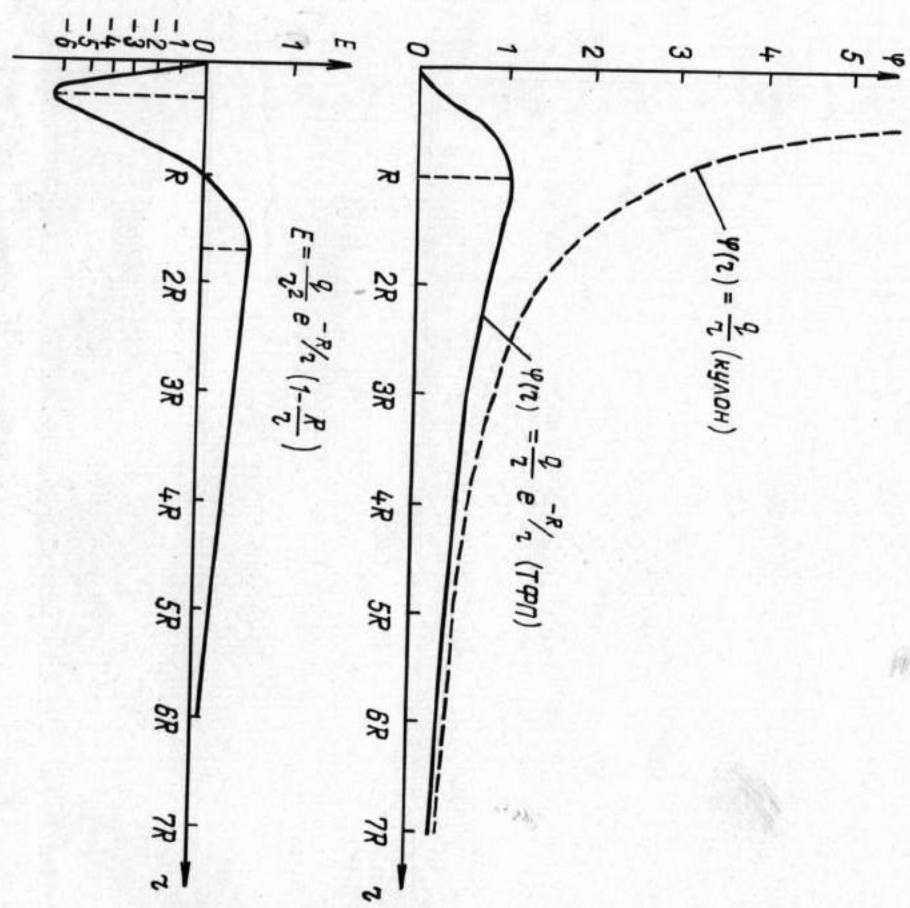


Рис. - 2



002472

Рис. - 3

9-3

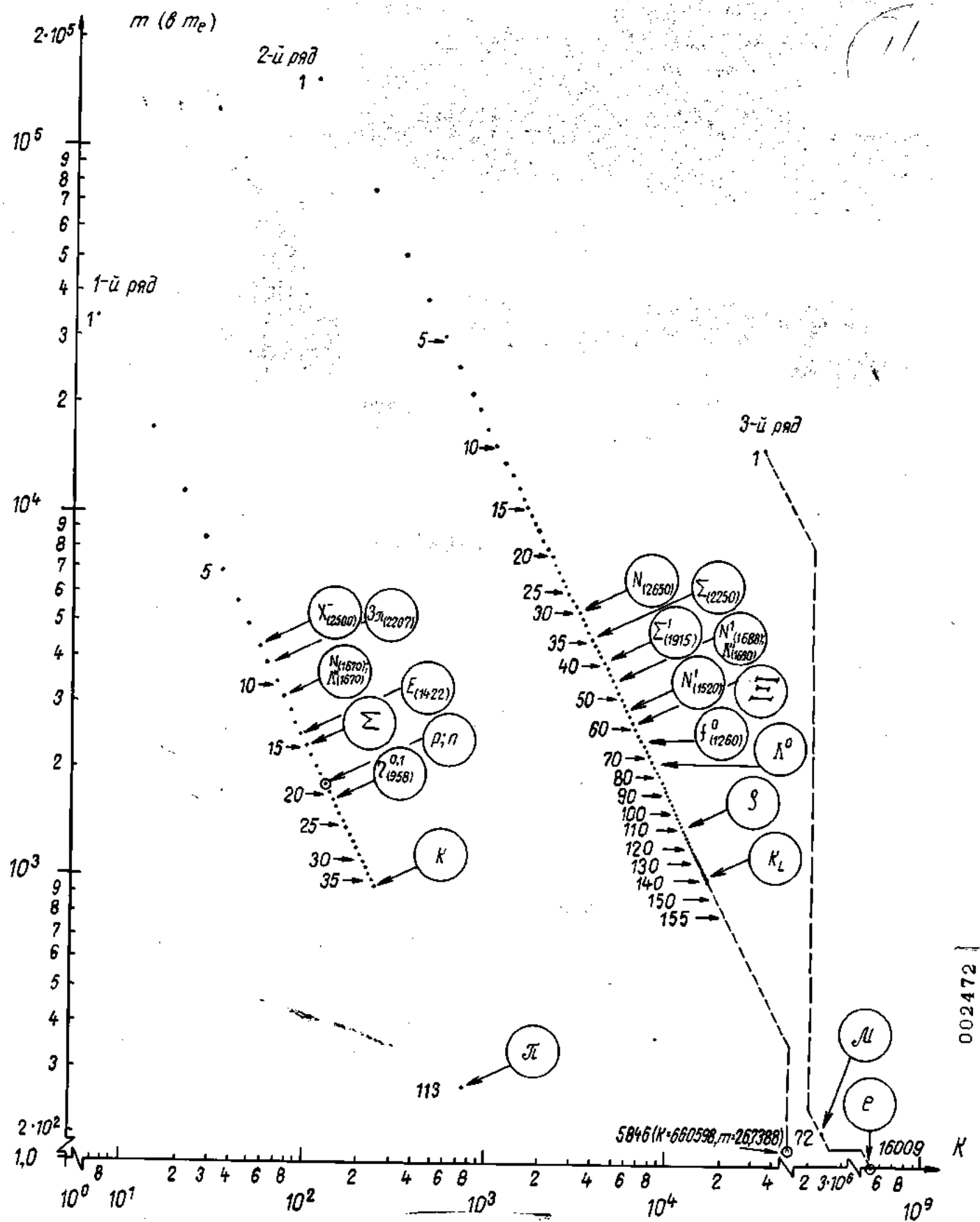
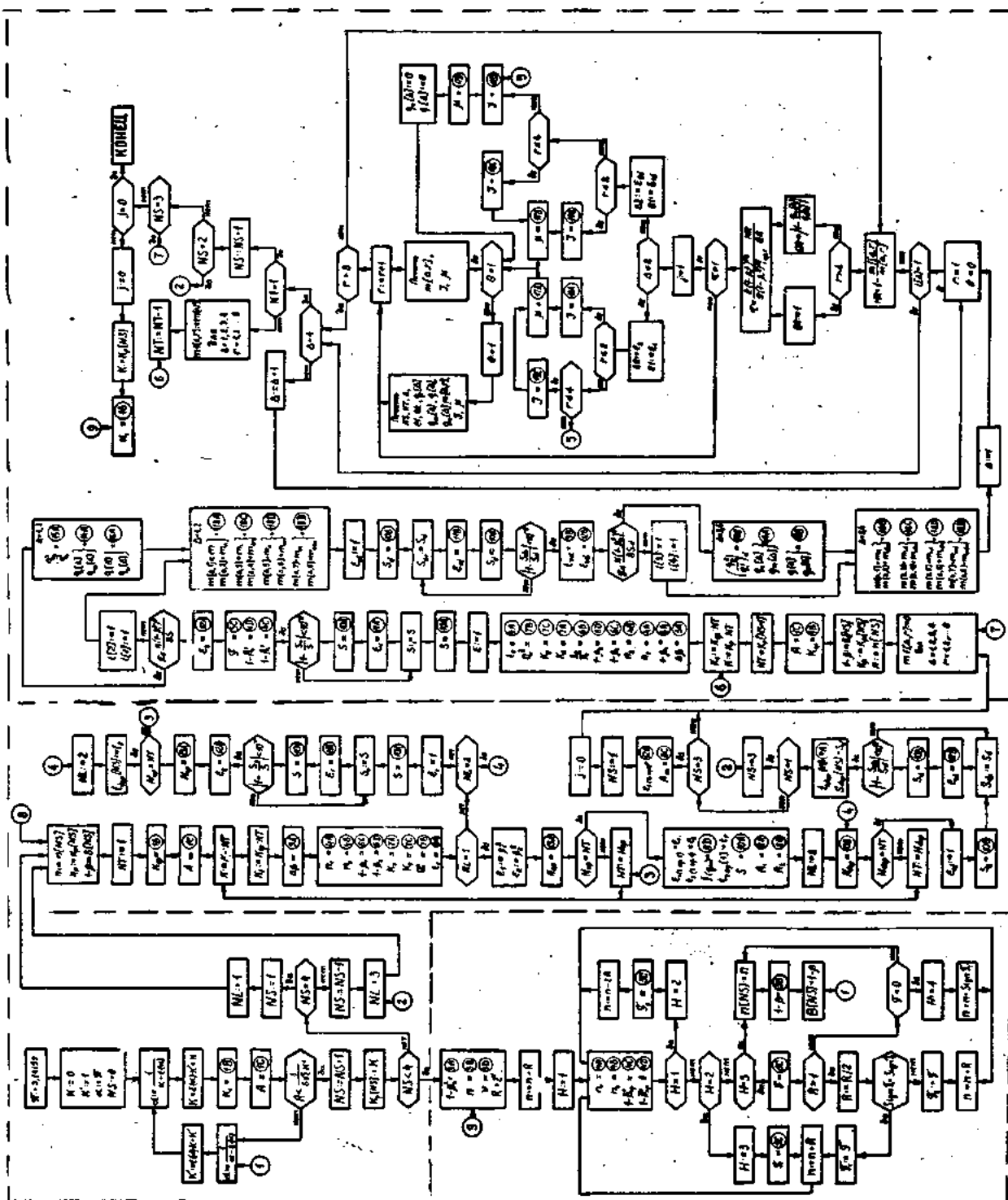


Рис. - 4

002472



I ряд

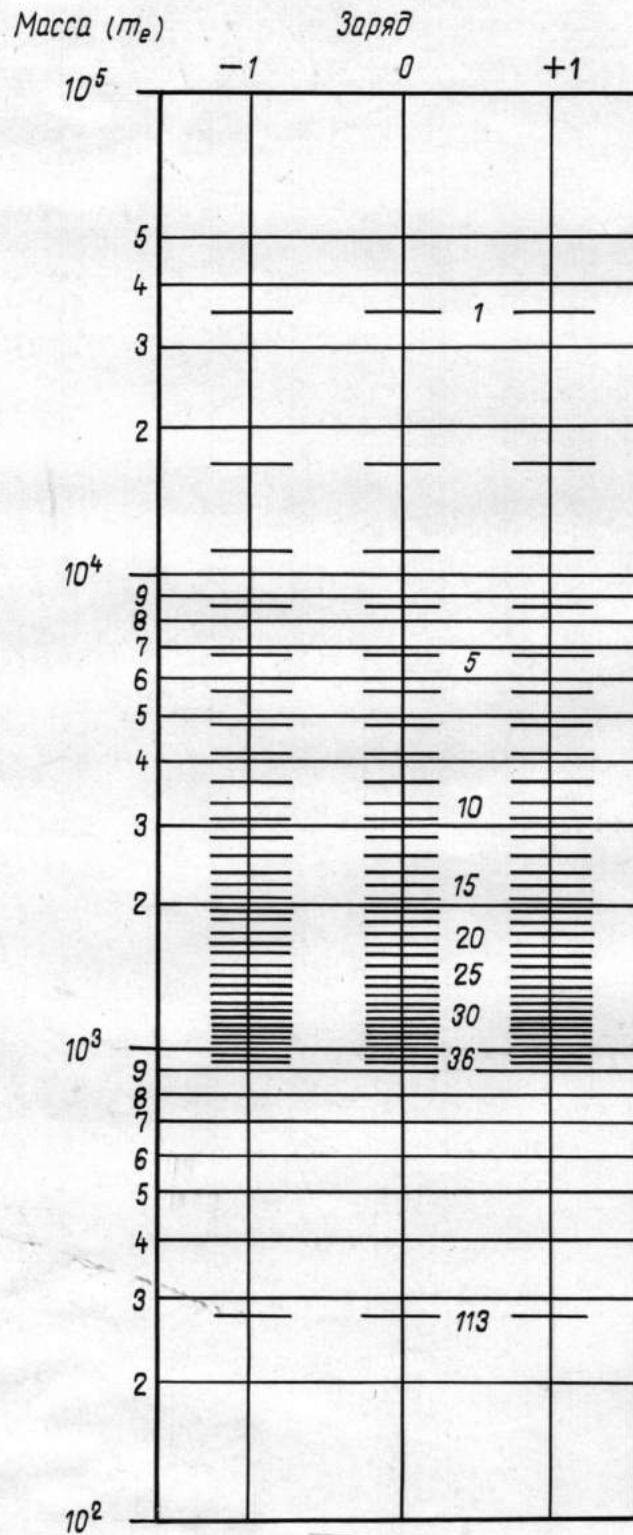


Рис. - 6

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Л.Герлови н. "Некоторые вопросы систематизации элементарных частиц". ГАО АН ССР. Депонент ВИНТИ № 111-67 (1966).
2. И.Л.Герлови н. "Систематизация элементарных частиц и соображения об основах будущей теории". Препринт ИТФ АН УССР № 69-53. Киев (1969).
3. И.Л.Герлови н. "Симметрия в структуре элементарных частиц и вакуума". В сборнике: "Симметрия в природе". Л., (1971).
4. И.Л.Герлови н. "Природа света и некоторых физических явлений". ОГИЗ (1945).
5. И.Л.Герлови н. МОИП МГУ. Тезисы докладов. 1967 г., стр. 65.
6. И.Л.Герлови н. МОИП МГУ. "Материалы симпозиума по философским проблемам теории относительности". 1968, стр. 27.
7. И.Л.Герлови н. Тезисы докладов на научной конференции ЛИАП (Ленинград) за 1967 г., стр. 77; за 1968 г., стр. 116-118; за 1970 г., стр. 226.
8. Particle Data Group. Physics letters V.39B N I (1972).
9. Г.Челлен. "Физика элементарных частиц". "Наука", (1966).
10. Дж.Бернстей н. "Элементарные частицы и их токи". "Мир", (1970).
11. П.Коллинз, Э.Сквэйрс. "Полюса Редже в физике частиц", "Мир", (1971).
12. Ю.В.Новожилов. "Введение в теорию элементарных частиц", "Наука", (1972).
13. А.С.Компанее ц. "Может ли окончиться физическая наука?" "Знание", (1967).
14. Л.Д.Ландау и Е.М.Ливши ц. "Теория поля", М., (1967).
Сборник: "Физика 20 века".
15. В.А.Зорич. ДАН 176 (81) (1967); ДАН 18 (83) (1968).
16. К.Надь. "Пространства состояний с индефинитной метрикой в квантовой теории поля". "Мир", (1969).
17. Дж.М.Займан. "Современная квантовая теория". "Мир", М., (1971).
18. В.А.Фо к. "Теория пространства, времени и тяготения". ГИФМЛ. (1961).
19. Р.Пенроуз. "Структура пространства времени". "Мир", (1972).
- Л.Бриллюэн. "Новый взгляд на теорию относительности". "Мир", (1972).
- Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. "Релятивистская астрофизика". "Наука", (1967).

- И.В.М и к е в и ч. "Физические поля в ОТО". "Наука", (1970).
- А.З.П е т р о в. "Новые методы в общей теории относительности". "Наука", (1966).
- А.С.Э д л и н г т о н. "Теория относительности"
- 20.В.С а r t e r; Phys. Rev. 174, 1559 (1968).
21. J. G r a v e s, D. B r i l l. Phys. Rev. 120. 1507. (1960).
22. J. A. W h u l e r. "Neutrinos, Gravitation and Geometry", Bologna (1960).
23. Дж. А. У и л е р. "Предвидение Эйнштейна". "Мир", (1970).
24. К. А. С т а н ю к о в и ч. "Гравитационное поле и элементарные частицы". "Мир", (1965).
25. М. А. М а р к о в. ЖЭТФ 51 378 (1968).
26. Р. А. М. D i r a c, Can. J. Math. 2, 129 (1950)
- Proc. Roy. Soc. (London) A 246, 326, 333 (1958)
27. В. С. D e W i t t, Rev. Mod. Phys. 29, 377 (1957)
28. Р. W. H i g g s, Phys. Rev. Letters 1, 373 (1958)
- 3, 66 (1959)
29. М. А. М а р к о в. Progr. Theor. Phys. Yukawa Suppl. p. 85 (1948)
30. И. Е. Т а м м. "Основы теории электричества". Гостехиздат (1949).
31. D. B o h m and W. W e i n s t e i n, Phys. Rev. 74, 1789 (1948)
32. М. А. М а р к о в. ЖЭТФ, 8, 800 (1946).
33. Е. Ф р а д к и н, ЖЭТФ, 20, 211 (1950).
- М. Н а т а н з о н, ЖЭТФ, 24, 448 (1953).
34. Д. Д. И з а н е н к о и А. А. С о к о л о в. "Классическая теория поля". ГИТЛ (1951).
35. G. A. S c h o t t, Phyl. Mag. Suppl. 7, 15, 752 (1933)
- G. H. G o e d e s k e, Phys. Rev. 135, 281 (1964)

G.H.G o e d e s k e, G.B.A r n e t t, Phys. Rev.
168, 1424 (1968)

A.S o m m e r f e l d, Nachr. Acad. Goettingen,
Math-Physic. klia, Math-Phys. Chem. Abt. 1904, 99 and
363. 1905, 201

P.H e r t z, Math. Ann. 65, 1 (1908)

36. Г.И.В а т с о н. "Теория Бесселевых функций", ИИЛ (1949).

И.М.Р ы ж и к и И.С.Г р а д ш т е й н. "Таблицы интегралов,
сумм, рядов и произведений". ГИТТЛ (1951).

37. П.К.Р а ш е в с к и й. "Риманова геометрия и тензорный анализ".
"Наука", М., (1967).

38. С.Г а з и а р о в и ч. "Физика элементарных частиц". "Наука", (1969).

39. Н. Н ö n l. Ergebnisse der exacten Naturwiss. 23
160 (1952)

40. А.Х.К а п л а н. ЖЭТФ. № 10 (1949), стр. 951.

41. Я.П.Т е р л е ц к и й. "Парадоксы теории относительности". "Наука",
(1966).

42. Ю.Ш в и н г е р. "Частицы, источники, поля", "Мир", М., (1973).

Сборник: "Когерентные состояния в квантовой теории", "Мир" (1972)

43. T.R e g g e, Nuovo Cimento 14. 95I (1959)

T.R e g g e, Nuovo Cimento 18. 947 (1960)

44. Н.И.К о б о з е в. "Исследование в области термодинамики процессов
информации и мышления", МГУ, М., (1971).

45. I.N e u m a n n. "Mathematicse Grundiugen der
Quanten mechanick" Berlin (1932)

46. М.М.П р о т о д ь я к о н о в. "Свойства и электронное строение ми-
нералов", "Наука", (1969).

47. А.И.А х и е з е р, В.В.Б е р е с т е ц к и й. "Квантовая электродина-
мика". "Наука", (1969).

48. П.А.М.Д и р а к. "Лекции по квантовой теории поля", "Мир", (1971).

49. В.Г е й з е н б е р г. "Введение в единую полевою теорию элементар-
ных частиц". "Мир", (1968).

50. Г.Ч ь ю. "Аналитическая теория матрицы". "Мир", (1968).

51. Р.К е к к е р. Теория электричества (том II) (1941).

002472

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	2
Глава 1. Состояние вопроса и основы теории	
§ 1. Основные экспериментальные сведения об элементарных частицах	8
§ 2. Обсуждение методологических основ	10
§ 3. Математический аппарат и физические основы теории ...	24
§ 4. Определение структуры элементарных частиц	35
Глава 2. Методика расчета основных свойств параметров элементарных частиц	
§ 1. Основные свойства и параметры элементарных частиц ...	64
§ 2. Определение величины зарядов частиц	70
§ 3. Определение массы частиц и спина	77
§ 4. Определение магнитного момента частиц	81
§ 5. Метрические и диэлектрические свойства вакуума	84
§ 6. Устойчивость и энергия связи структуры элементарных частиц	91
Глава 3. Выполнение условий внутренней самосогласованности в ТФП	
§ 1. Соотношение между массой и энергией	94
§ 2. Соотношение параметров устойчивых состояний	96
§ 3. Мир элементарных частиц как самоорганизующая система .	101
Глава 4. Способ и результаты вычисления параметров элементарных частиц	
§ 1. Оптимальный алгоритм для расчета параметров частиц ...	104
§ 2. Расчетные формулы и результаты вычисления параметров ЭЧ и ЭЧВ	109
Глава 5. Принцип соответствия в ТФП	
§ 1. Предельный переход ТФП к существующим квантовым теориям	116
§ 2. ТФП и электродинамика Лоренца-Максвелла	123
Таблицы и рисунки	128
Литература	145

Печатается в соответствии с решением Ученого Совета Главной астрономической обсерватории АН СССР от 15 июня 1973 г.

В печать от 10/I-1974 г.

Тираж 500 экз.

Цена 59 коп.

Заказ 002472

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ

Люберцы, Октябрьский проспект, 403